

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ «МЭИ»



РОСАТОМ

ПРИ ПОДДЕРЖКЕ
ГОСУДАРСТВЕННОЙ КОРПОРАЦИИ
ПО АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ «РОСАТОМ»

МАТЕРИАЛЫ

III МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
«ПРОБЛЕМЫ
ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ»



г. Таруса, 16 – 21 октября 2023

М 34 **Материалы** III Международной конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии». Калужская обл., г. Таруса, 16 – 21 октября 2023 г. — М. : Издательский дом МЭИ, 2023. — 149 с.

ISBN 978-5-383-01698-5

В сборнике публикуются материалы III Международной конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии», прошедшей в г. Таруса Калужской обл. 16 – 21 октября 2023 г.

Цель конференции — обмен информацией по всем аспектам инженерно-физических проблем термоядерной энергетики и плазменных технологий, анализ современных тенденций в разработке конструкций и систем термоядерного реактора, обсуждение достижений на плазменных установках нового поколения, анализ результатов испытаний материалов, разработка и создание перспективных систем охлаждения для термоядерного реактора.

Научная тематика конференции — инженерные проблемы термоядерного реактора; технологии гибридного термоядерного реактора; теплообмен в термоядерных реакторах и установках: задачи интенсификации одно- и двухфазного теплообмена, экспериментальные методы исследования структуры потока, инженерные системы охлаждения установок; материалы камеры и бланкета термоядерного реактора; применение жидкометаллических технологий в термоядерном реакторе; плазменные технологии, в том числе в задачах ускорения плазмы и материаловедения.

Сборник предназначен для участников конференции и может быть полезен широкому кругу специалистов, преподавателям, научным сотрудникам, аспирантам и студентам.

Научное издание

**Материалы
III Международной конференции
«Проблемы термоядерной энергетики
и плазменные технологии»**

Редактор Г.Ф. Раджабова
Компьютерная верстка М.В. Макарова

Подписано в печать с оригинал-макета 29.09.2023

Бумага офсетная

Печать цифровая

Формат 60×84/8

Усл. печ. л. 17,6

Уч.-изд. л. 14,2

АО «Издательский дом МЭИ», 111024, Москва, ул. 2-я Кабельная, д. 2
тел/факс: (495) 280-12-46, адрес в Интернете: <http://www.idmei.ru>, электронная почта: info@idmei.ru

Уважаемые участники конференции!

В преддверии проведения конференции рад возможности обратиться к участникам. Прежде всего хочу поблагодарить каждого докладчика, представившего тезисы на рассмотрение, за желание принять участие в нашей конференции. Уверен, что участие в работе конференции оставит у докладчиков и соавторов самое благостное эмоциональное послевкусие, обеспечит возможность обсуждения профессиональных проблем и задач в кругу единомышленников и благожелательных критиков, позволит найти возможности для личного и делового общения и после завершения работы конференции. При выборе места проведения конференции организаторы стремились предоставить участникам конференции возможность познакомиться с культурным наследием нашей страны, погрузить в атмосферу небольшого города с замечательными традициями, способствующими к плодотворному профессиональному общению. Поддержка конференции со стороны ГК «Росатом» позволила реализовать условия широкого участия научной молодежи, студентов и аспирантов, способствовала продолжению эстафеты знаний.

Конференция организована кафедрой общей физики и ядерного синтеза НИУ «МЭИ» и проводилась с разной периодичностью с 80-х годов прошлого века в виде семинара. В 2009 г. конференция получила современное название, а в 2019 г. – статус международной, отчет конференций начался заново с присвоением международного статуса. Целью конференции с момента основания было обсуждение инженерных проблем реализации программы термоядерных исследований в России и мире. В круге обсуждаемых задач всегда были и будут те, которые решаются на кафедре: взаимодействие частиц с первой стенкой, испытание материалов плазменными и пучковыми нагрузками, охлаждение и термостабилизация компонентов термоядерных установок, обращенных к плазме, применение плазменных технологий за рамками термоядерного синтеза. Обсуждение данных проблем ведущими специалистами способствует формированию путей их решения, поиску новых предложений и возможностей.

В настоящий сборник материалов конференции включены доклады, представленные в тематических секциях: «Инженерные проблемы термоядерного реактора»; «Теплообмен в термоядерных реакторах и установках»; «Материалы камеры и blankets термоядерного реактора» и «Плазменные технологии, в том числе в задачах ускорения плазмы и материаловедения» ведущими исследовательскими и академическими институтами и университетами.

С пожеланиями успешной работы на конференции
Председатель организационного комитета конференции,
заведующий кафедрой общей физики и ядерного синтеза,
член-корреспондент РАН



Дедов А.В.

ИЗУЧЕНИЕ РЕНТГЕНО-ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОЛГОЖИВУЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ В ДЛИННОМ ПРОБКОТРОНЕ

ВВЕДЕНИЕ

Ранее [1, 2] было показано, что создание условий для реализации гиромагнитного авторезонанса (ГА) в двух симметрично расположенных областях длинного пробкотрона приводит к генерации плазменных сгустков, а их последующий сброс в центральную область пробкотрона – к образованию устойчивого плазменного сгустка с энергичной (несколько сотен кэВ) электронной компонентой. Проведенные исследования поведения пространственно-временного и спектрально-углового распределения жесткого тормозного излучения [2 – 4] свидетельствуют о анизотропном характере движения ускоренных частиц, а также позволили определить временные изменения области локализации электронного сгустка в процессе его генерации и удержания.

Целью данной работы является изучение характеристического и тормозного излучения, генерируемого энергичными электронами сгустков на газовой и твердотельных мишенях для определения числа захваченных частиц в сгустке, а также оценки доли потерянных частиц в процессе ускорения и удержания.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ДИАГНОСТИКИ

Установка представляет собой цилиндрический СВЧ резонатор (рис. 1) (TE_{118} , $f = 2,45$ ГГц) – 1, соосный с осесимметричным магнитным полем протяженной зеркальной магнитной ловушки ($R = 1,2$, $L = 80$ см) с индукцией магнитного поля в минимуме ловушки не менее 1200 Гс – 2. Катушки импульсного магнитного поля – 3 установлены в симметричных пучностях (2 и 7) электрического поля стоячей волны. СВЧ генератор обеспечивал импульсно-периодический режим работы с длительностью импульса 50 – 1000 мкс и паузой 1 – 100 мс. Направление тока в импульсных катушках 3 обеспечивает создание магнитного поля, направление индукции которого противоположно направлению индукции стационарного поля пробкотрона, что позволяет создать локальное снижение индукции стационарного магнитного поля до уровня, соответствующего значению ЭЦР для массы покоя электрона (рис. 1, б) и заполнение ловушки первичной плазмой. Сплошные кривые $B(z, 0)$ восстановлены по экспериментальным значениям через равные промежутки времени. Уменьшение тока в импульсных катушках и восстановление исходного профиля стационарного магнитного

поля обеспечивает захват и ускорение электронов ЭЦР-плазмы в режим ГА и генерацию релятивистских плазменных сгустков в двух

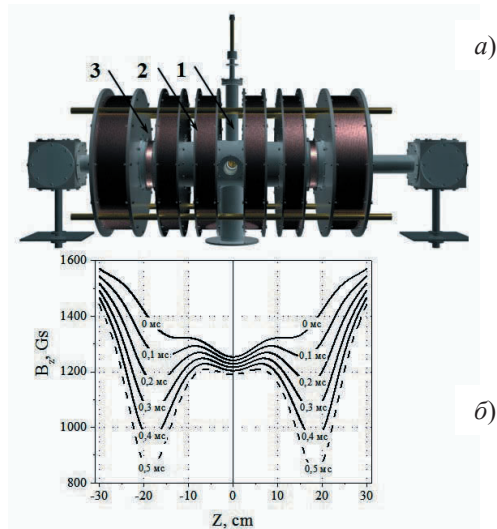


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а), временное поведение индукции результирующего магнитного поля пробкотрона (б).

симметричных зонах установки и последующий их сброс на стадии удержания в минимуме магнитного поля пробкотрона. Рабочее давление плазмообразующего газа (Xe, Kr) варьировалась в диапазоне $1 \times 10^{-6} - 1 \times 10^{-5}$ Торр. Тормозное излучение с газа регистрировалось двумя идентичными детекторами на основе сцинтиллятора NaI(Tl) 40x40 как в поперечном, так и в продольном направлениях по отношению к стационарному магнитному полю. Для регистрации характеристического излучения на газовой и твердотельной мишенях применялись спектрометры X-123-CdTe и Si-Pin-X-123.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В рабочем объеме резонатора в результате ГА формируется и удерживается плазменный сгусток с энергичной электронной компонентой с предельной энергией масштаба сотен кэВ. Спектр рентгеновского излучения представляет собой наложенные друг на друга спектры тормозного (ТРИ) и характеристического излучения (ХРИ). Для немонаоэнергетического пучка электронов эмиссионная способность ТРИ электронов в типичных экспериментальных условиях может быть представлена в виде [5]

$$J(h\nu) = \int_{h\nu}^{\infty} j(E, h\nu) u g(E) dE, \quad (1)$$

где u – скорость электрона; $g(E)$ – ФРЭЭ; E – энергия электрона; $h\nu$ – излучаемая энергия;

$j(E, hv)$ – энергия, излучаемая в расчете на один электрон. В случае тонкой мишени

$$j_{at}(E, hv) = 1,43 \cdot 10^{-28} N_{at} \frac{Z^2}{E} \Delta z; \quad (2)$$

$$j_{sol}(E, hv) = 1,1 \cdot 10^{-5} \frac{Z_{sol}}{l} (E - hv) \quad (3)$$

для ТРИ с твердотельной мишенью, где N_{at} – атомарная плотность, Z_{sol} – атомный номер, E – энергия электрона, а l – константа порядка единицы. Необходимо отметить, что значение эмиссионной способности (2) существенно ниже, чем в случае (3). Таким образом значение эмиссионной способности намного больше для ТРИ при взаимодействии ускоренных электронов с твердотельной мишенью и его вклад существенен в регистрируемые рентгеновские спектры. Максимально регистрируемая в поперечном направлении энергия составляет 350 кэВ, в то время как в продольном направлении значение не превышает 70 кэВ при $B_{имп} = 500$ Гс. Для определения линейных размеров энергетического сгустка в центральной части резонатора вводилась молибденовая мишень (4×4 мм толщиной 0,4 мм), закрепленная на вольфрамовом стержне. Согласно (3) толщина зонда мишени оказывает существенное влияние на интенсивность ТРИ. Ее значение существенно превышает длину максимальной величины пробега электронов в веществе для максимально регистрируемой в экспериментах энергии, которая согласно [6] $\delta = 10^{-5} E^{\frac{3}{2}} / \rho$, где E – энергия электронов (кэВ); ρ – плотность вещества ($г/см^3$), составило 0,064 мкм. На рисунке 2 представлен спектр рентгеновского излучения в поперечном направлении при погружении мишени на глубину 3,5 см по радиусу в области локализации сгустка на этапе удержания.

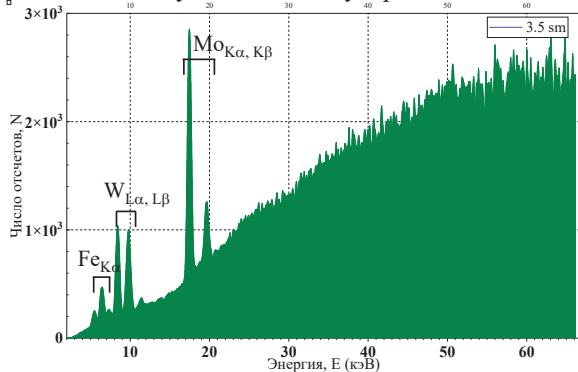


Рис. 2 Спектр рентгеновского излучения.

В виде отдельных линий в спектре удалось зарегистрировать характеристическое излучение Fe, W и Cr. Их наличие и соотношение интенсивностей линий является следствием взаимодействия энергичных электронов с боковой поверхностью резонатора, изготовленного из стали марки 12X18H10T. Анализ интенсивностей регистрируемых линий позволяет оценить поперечные потери электронов в пределах рабочего цикла ускорения их доля не превышает 15 %. Исследования изменения интенсивности характеристических линий рабочего газа, линий

мишени и материала стенок камеры показали, что электроны ускоренного плазменного сгустка в процессе удержания локализованы в минимуме пробочной ловушки и сконцентрированы в тонком цилиндрическом слое.

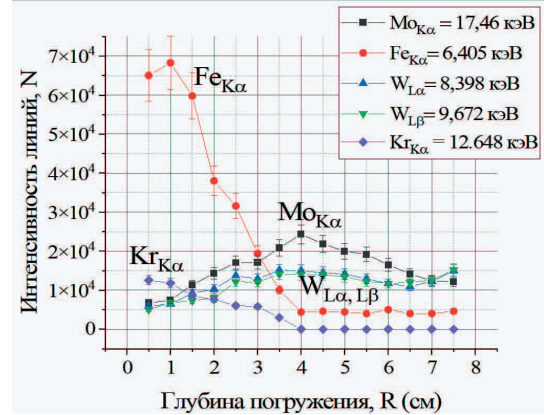


Рис. 3. Изменение интенсивности характеристических линий при погружении плоской мишени.

На рисунке 3 представлено изменение интенсивности при погружении мишени, где видно, что максимум излучения линии Mo приходится на область взаимодействия со сгустком, в то же время излучение с газовой мишени полностью отсутствует, что свидетельствует о высадке высокоэнергетических электронов на мишень. Исследования изменения интенсивности характеристических линий газовой мишени (Kr, Xe) при изменении давления рабочего газа позволили определить оптимальный его диапазон, обеспечивающий максимальную эффективность захвата частиц, что напрямую связано с количеством энергичных электронов в удерживаемом плазменном сгустке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования позволили определить количество захваченных электронов в сгустке, а также оценить потери и их преимущественное направление в процессе ускорения и удержания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Andreev V.V., Novitsky A.A., Korneeva M.A. and Umnov A.M. // Plasma Physics Reports. 2017. Vol. 43. No. 11, pp. 1114 – 1118. doi: 10.1134/S1063780X17110010.
2. Andreev V.V., Novitsky A.A., and Umnov A.M. // Phys. Plasmas. 2021. 28. 092507. doi: 10.1063/5.0056531.
3. Andreev V.V., Novitsky A.A., Umnov A.M. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2018. 1094. 012013.
4. Andreev V.V., Novitsky A.A., Umnov A.M. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2019. 1383. 012013.
5. Lamoureux M., Waller P., Charles P. and Avdonina N.B. // Physical Review. 2000. E 62. 4091.
6. Коваленко В. Ф. О расчете глубины проникновения электронов // Электронная техника. Серия 1 Электроника СВЧ. 1972. № 1. С. 3 – 11.

ВЫСАДКА ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В ПРОБКОТРОНЕ В АКСИАЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ

ВВЕДЕНИЕ

Резонансное ускорение электронов замагниченной плазмы полем электромагнитной волны имеет огромное количество научных и технологических приложений. Рост энергии электронов при электронно-циклотронном резонансе обусловлен совпадением частоты изменения электрического поля и частоты ω_c циклотронного вращения частицы в удерживающем ее магнитном поле.

Релятивистский эффект является одним из факторов, ограничивающих набор энергии. С ростом энергии растет масса частицы, и она выходит из синхронизма с электромагнитной волной, теряет энергию, вновь становится нерелятивистской и может вновь попасть в фазу ускорения. При этом средняя энергия частиц, вовлеченных в процесс ускорения, периодически изменяется со временем относительно некоторого среднего значения.

В работе [1] был предложен метод поддержания резонансных условий путем медленного увеличения ведущего магнитного поля. Явление получило название гиромагнитного авторезонанса (ГА). В более поздних работах [2–4] экспериментально и путем моделирования было показано, что в результате такого авторезонансного взаимодействия образуются плазменные сгустки, средняя энергия горячих электронов в которых растет квазисинхронно с увеличением магнитного поля и может достигать масштаба 0,5 МэВ. Были исследованы условия захвата в режим ускорения и характеристики генерируемых сгустков.

В настоящей работе рассматривается один из методов высадки частиц плазменного сгустка, полученного при ГА в короткой пробочной ловушке на мишень, расположенную в аксиальном направлении для получения импульсов мощного тормозного излучения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка схематически изображена на рис. 1 и представляет собой цилиндрический резонатор, возбуждаемый на моде TE_{111} от 2,45 ГГц импульсного магнетронного генератора с перестройкой мощности в диапазоне 1 – 5 кВт (длительность импульса 1 мс, скважность 20). Резонатор помещен соосно в магнитное поле пробочной конфигурации, создаваемое двумя независимо питаемыми соленоидами с магнитным замыкателем потока и полюсными наконечниками. Типичное значение пробочного отношения в экспериментах при симметричном поле составляет 1,6 при расстоянии между пробками 12 см.

Для генерации меняющегося во времени маг-

нитного поля на резонаторе вблизи его торцов закреплены катушки Гельмгольца, питаемые от генератора импульсного тока, построенного по схеме с частичным разрядом емкостного накопителя. Использование быстрых твердотельных ключей позволило применить метод рекуперации энергии магнитного поля и увеличить частоту следования импульсов.

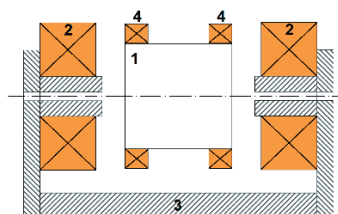


Рис. 1. Экспериментальная установка: 1 – СВЧ-резонатор; 2 – электромагниты пробочной ловушки; 3 – магнитный замыкатель и полюсные наконечники; 4 – импульсные магнитные катушки.

Генератор импульсного тока позволяет увеличивать магнитное поле в центре ловушки на 1000 Гс при длительностях синусоидального фронта импульса от 50 до 600 мкс.

Вакуумированный СВЧ-резонатор наполняется плазмообразующим газом (Ar) в режиме динамической откачки, диапазон рабочих давлений составляет $10^{-5} - 10^{-4}$ Торр. На первой стадии работы установки импульс высокочастотного поля приводит к пробое рабочего газа и формированию начальной плазмы ЭЦР-разряда. Через время порядка 200–300 мкс параметры начальной плазмы выходят на стационарный уровень и при продолжающемся СВЧ-импульсе включается импульсное магнитное поле. Формирующийся в условиях ГА высокоэнергичный сгусток анализируется методами зондовых, оптических, рентгеноскопических и рентгеноспектральных диагностик.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СГУСТКОВ

Процесс формирования плазмы в условиях ГА изучался на основе оригинальной модели, построенной по методу частиц в ячейке [5 – 6] с учетом электростатического взаимодействия. В модели учтены параметры и характеристики экспериментальной установки.

Численный эксперимент на основе модели позволяет:

- исследовать условия захвата, удержания и ускорения электронов плазмы в режиме ГА в зависимости от параметров начальной плазмы и параметров рабочего цикла ГА (пространственные и временные параметры высокочастотного

электрического и магнитных полей);

- изучать эволюцию параметров компонент плазменных сгустков в процессе ГА;
- анализировать потери частиц из генерируемых плазменных сгустков;
- изучать зависимости энергетических спектров электронной компоненты сгустков от начальных условий и параметров рабочего цикла ГА.

В настоящей работе основной упор делается на рассмотрение вывода ускоренных электронов на торцевую стенку вакуумной камеры.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее удобным способом вывода сгустка на мишень, расположенную в торце камеры, является создание асимметрии пробочной конфигурации путем уменьшения тока одного из магнитов. Один из типичных вариантов суперпозиции магнитных полей асимметричной пробочной конфигурации и импульсных катушек приведен на рис. 2.

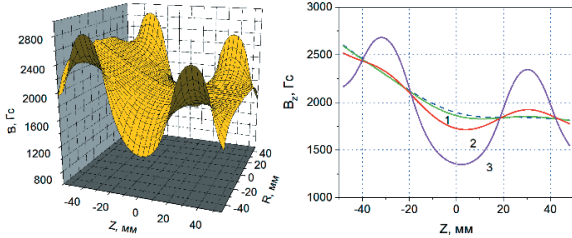


Рис. 2. Суперпозиция стационарного поля несимметричной пробочной ловушки и импульсного поля в 3D и для нескольких значений радиальной координаты r : пункт 1 – $r = 0$; кривая 2 – $r = 15$ мм; 3 – $r = 45$ мм.

Видно, что для значений $r < 15$ мм правая пробка исчезает и электроны высаживаются на правую стенку камеры под действием силы

$$\vec{F} = -\mu \text{grad}B,$$

где μ – магнитный момент электрона.

В области $r > 15$ мм сохраняется асимметричная ловушка пробочного типа, в которой периферийные электроны продолжают ускоряться в условиях ГА.

Степень асимметрии пробочной ловушки можно задать с помощью отношения осевой компоненты магнитного поля на левой и правой стенках камеры $B_{z,лев}/B_{z,прав}$. Результаты численного анализа зависимости отношения числа частиц, высаживаемых на правую стенку камеры к полному числу захваченных в режим ГА частиц приведена на рис. 3.

Видно, что с исчезновением правой пробки практически все захваченные в режим авторезонанса частицы сравнительно быстро выводятся на аксиальную мишень. С точки зрения получения коротких мощных импульсов рентгеновского излучения это выгодно отличает такой способ от более протяженного во времени радиального вывода частиц.

На рисунке 4 приведен расчетный энергетический спектр частиц, высаживаемых на аксиальную мишень у правой стенки камеры при исчезновении правой пробки. Пик с энергиями масштаба сотен кэВ соответствует электронам, захваченным в режим ГА.

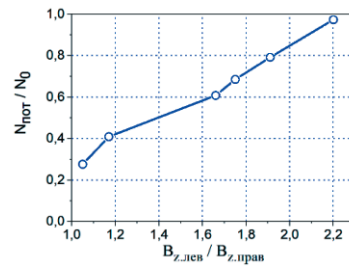


Рис. 3. Зависимость относительного числа частиц, высаживаемых на правую стенку камеры от степени асимметрии магнитной ловушки.

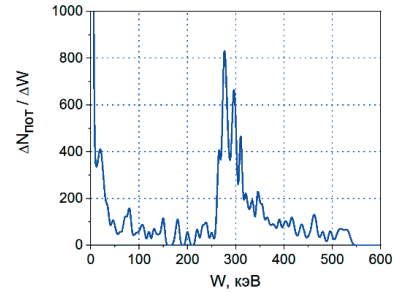


Рис. 4. Энергетический спектр частиц, бомбардирующих правую стенку.

Результаты моделирования ГА в плазме с плотностью 10^9 см⁻³ в ловушке с асимметричным магнитным полем показали возможность вывода электронов на одну из торцевых стенок камеры со скоростью до 10^{11} частиц за одну микросекунду со средней энергией частиц около 300 кэВ. Мощность высаженных электронов составляет 4,8 кВт в импульсе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Варьирование степени асимметрии ловушки позволяет управлять интенсивностью потока электронов на стенку камеры. Такой способ вывода электронов является более предпочтительным по сравнению с выводом электронного сгустка на мишень, вводимую в резонатор в радиальном направлении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Golovanivsky K.S.** Autoresonant acceleration of electrons at nonlinear ECR in a magnetic field which is smoothly growing in time // *Phys. Scripta*. 1980. Vol. 22. P. 126 – 133.
2. **Andreev V.V., Umnov A.M.** Relativistic plasma and electron bunches in plasma synchrotrons of GYRAC // *Plasma Sources Science and Technology*. 1999. Vol. 8. No 3. P. 479.
3. **A Repetitive Gyroresonant Plasma Accelerator** / V.V. Andreev, A.A. Novitskii, A.M. Umnov, D.V. Chuprov // *Instruments and Experimental Techniques*. 2012. Vol. 55. No 3. P. 301 – 312.
4. **Gyromagnetic autoresonance plasma bunches in a magnetic mirror** / V.V. Andreev, D.V. Chuprov, V.I. Ilgisonis, et al. // *Phys. Plasmas*. 2017. Vol. 24. 093518.
5. **Хокни Р., Иствуд Дж.** Численное моделирование методом частиц. М.: Мир. 1987. 640 с.
6. **Birdsall C. K., Langdon A. B.** *Plasma Physics via Computer Simulation* / Bristol, Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 1995. P. 305.

*Н.Н. Андрианова^{1,2}, А.М. Борисов^{1,2,3}, Е.А. Воробьева¹, М.А. Овчинников¹,
Слепцов В.В.², Цыркoв Р.А.², Суминов И.В.³, Григорьев С.Н.³*

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Московский авиационный институт (Национальный исследовательский университет) 125993, Москва, Волоколамское шоссе, 4

³Московский государственный технологический университет «СТАНКИН», 127055, Москва, Вадковский пер., 1

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ЭРОЗИЮ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ГЕЛИЯ И АРГОНА

ВВЕДЕНИЕ

Исследования радиационного воздействия на углеродные материалы обусловлены их применением в ядерной энергетике, плазменном оборудовании и аэрокосмической технике [1]. Важной особенностью радиационного воздействия на графитоподобные материалы являются значительные анизотропные радиационно-индуцированные размерные изменения: усадка в направлении графеновых плоскостей и разбухание в перпендикулярном направлении [2,3]. Возникающие в результате размерных изменений напряжения сжатия и растяжения могут приводить к пластическим деформационным процессам, что выражается во вторичных эффектах изменения морфологии в объеме [4] и на поверхности материала [5,6]. Настоящая работа посвящена сравнительному исследованию ионно-лучевой модификации поверхности графитов, стеклоглуглерода, углеродных волокон (УВ) из полиакрилонитрила (ПАН) и вискозы, т.е. углеродных материалов, имеющих большие различия в структуре, обусловленные как надмолекулярной структурой полимерного сырья (препрегов), так и различиями технологии их получения.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ

В работе использовали образцы высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) УПВ-1Т, поликристаллического графита МПГ-8, высокотемпературных стеклоглуглеродов СУ-2000 и СУ-2500, углеродного волокна из ПАН (Кулон, ВМН-4) и вискозы (углеродная ткань ТГН-2МК). Облучение ионами He^+ и Ar^+ с энергией 30 кэВ проводили по нормали к поверхности образцов на масс-монохроматоре НИИЯФ МГУ [7]. Температуру мишеней варьировали от комнатной до 600 °С. Флюенсы облучения делали достаточно большими, чтобы число радиационных смещений в материалах было порядка 10^2 СНА, что соответствует ожидаемой величине (200 СНА) в проектируемых атомных реакторах нового поколения [8]. Флюенс облучения ионами He^+ варьировали от 10^{18} до 6×10^{18} см⁻². Профиль смещений при этом имеет

максимум на глубине около 200 нм и составляет при флюенсе 6×10^{18} см⁻² 140 СНА. При определенном флюенсе облучения ионами Ar^+ учитывали, что профиль смещений при флюенсах $>10^{18}$ см⁻² становится стационарным из-за распыления и движения границы облучаемой поверхности. Число смещений при этом достигает максимума на поверхности и составляет 190 СНА [6]. Анализ поверхности образцов проводили методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), лазерной гониофотометрии и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Приведенные на рис.1 РЭМ изображения показывают, что ионно-индуцированная морфология поверхности сильно зависит как от типа углеродного материала, так и от сорта бомбардирующих ионов. Облучение ионами гелия образцов ВОПГ, структура которого наиболее близка к монокристаллу графита, привела к расщеплению графита в виде покрытых блистерами чешуек микронных размеров. Аналогичное облучение углеродного волокна из ПАН, оболочка которого характеризуется упорядоченностью углеродных слоев с доминированием ориентации оси с кристаллитов по радиусу волокна, привела к продольному расслоению в виде вытянутых вдоль оси субмикронных фибрилл с поперечными шивками. Такое же облучение углеродного волокна из вискозы, структура которого является турбостратной, привело к появлению на гладкой поверхности волокна блистеров. Минимальные морфологические изменения наблюдали при облучении ионами гелия наноглобулярного стеклоглуглерода.

Существенно иная картина наблюдается при облучении ионами аргона. Разрушения поверхности ВОПГ в виде расщепления не происходит. Характерными здесь являются субмикронные гребни и протяженные борозды, отражающие, по видимому, геометрию мозаичной текстуры ВОПГ. Облучение ионами аргона углеродного волокна из ПАН гофрирует поверхность волокна с ребрами гофров перпендикулярными оси волокна. Пространственный период и высота гофров составляют

сотни нм с углом наклона граней около 40° . Аналогичное облучение менее упорядоченных по структуре углеродного волокна из вискозы и стеклоуглерода проявляется в виде наносетчатой морфологии поверхности.

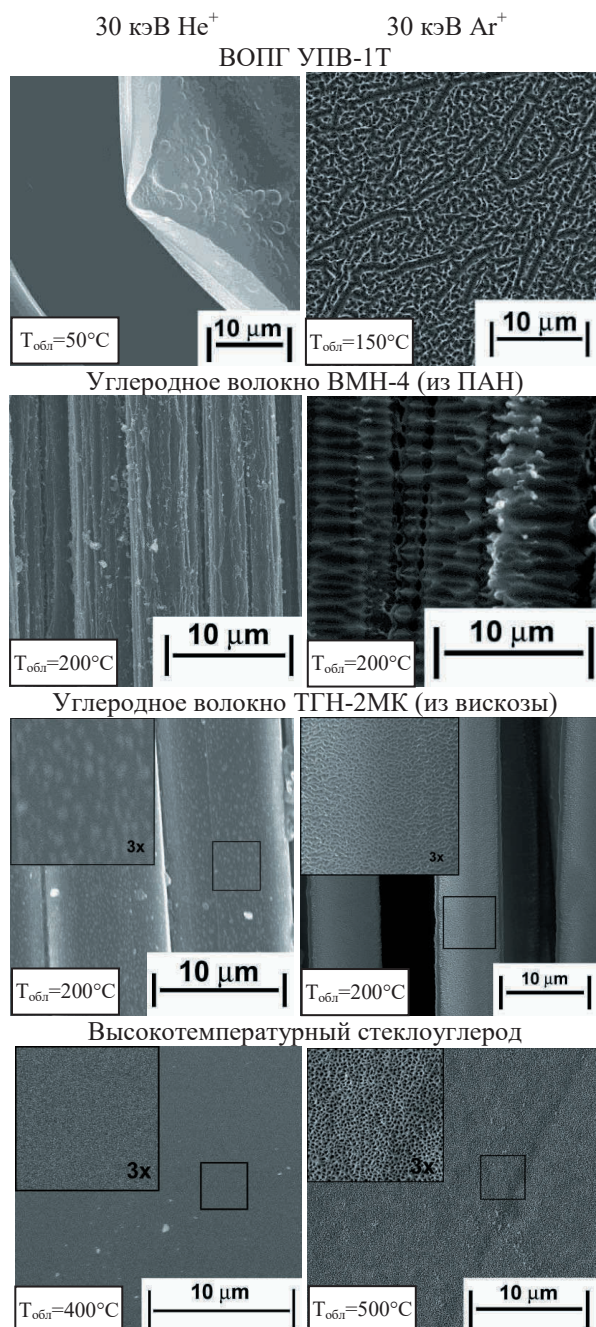


Рис.1. РЭМ изображения ионно-индуцированной морфологии углеродных материалов.

В спектрах КРС поверхности облученных материалов во всех случаях наблюдали типичные для графитов G и D пики с увеличенной полушириной, обусловленной остаточными радиационными дефектами (рис. 2). Исходно различная структура углеродных материалов претерпевает значительные изменения, при этом форма спектров имеет схожий вид для всех случаев облучения. Основываясь на результатах анализа спектров КРС можно

предположить лучшую по сравнению с другими образцами углеродных материалов радиационную стойкость углеродного волокна из вискозы.

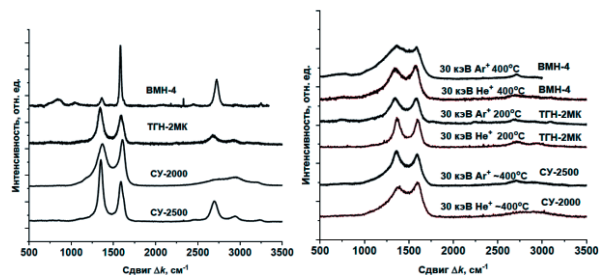


Рис.2. Спектры КРС углеродных материалов до (слева) и после облучения ионами гелия и аргона с энергией 30 кэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом ионно-индуцированная морфология очень чувствительна к микроструктуре конструкционных углеродных материалов (графитов, углеродного волокна в композитах, стеклоуглеродов), и установление закономерностей и механизмов ее формирования является актуальным для развития перспективных методов модифицирования поверхности и испытаний радиационной стойкости углеродных материалов с помощью ионного облучения [9].

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-79-30058). При выполнении работы использовано оборудование «Ускорительный комплекс МГУ».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pierson H.O. Handbook of Carbon, Graphite, Diamond and Fullerenes. Noyes Publ., Park Ridge NJ, 1993.
2. Virgil'ev Yu.S., Kalyagina I.P. Carbon-carbon composite materials // Inorg. Mater. 2004. Vol. 40 S33.
3. Burchell T.D. Radiation Effects in Graphite and Carbon-Based Materials // MRS Bull. 1997. Vol. 22. P.29.
4. A macro-scale ruck and tuck mechanism for deformation in ion- irradiated polycrystalline graphite / C D. Liu, D. Cherns, S. Johns, et al. // Carbon 2021. Vol. 173. P. 215.
5. Bacon D.J., Rao A.S. The structure of graphite bombarded with light, gaseous ions // J. Nucl. Mater. 1980. Vol. 91. P. 178.
6. Surface modification of PAN based carbon fibers by high fluence N^+ and C^+ ion irradiation / N.N. Andrianova, A.M. Borisov, E.S. Mashkova, et al. // Vacuum 2021. Vol. 188. P. 110177.
7. Mashkova E.S., Molchanov V.A. Medium-Energy Ion Reflection from Solids. Amsterdam: North-Holland, 1985.
8. Emulation of reactor irradiation damage using ion beams / G.S. Was, Z. Jiao, E. Getto, et al. // Scripta Materialia. 2014. Vol. 88. P. 33.
9. Вак Г.С. Основы радиационного материаловедения. Металлы и сплавы. М.: ТЕХНОСФЕРА, 2014.

ВЛИЯНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТЕНКИ ТРУБЫ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

Работа мотивирована обнаружением в последнее десятилетие экспериментальными [1 – 2] и численными методами [3 – 4] аномально высоких пульсаций температуры жидкометаллического теплоносителя в трубах и каналах при условиях, приближенных к условиям течения и теплообмена жидкого металла в blankets реакторов типа токамак при воздействии сильных магнитных полей (МП). Подобные пульсации могут представлять угрозу прочностности стенок вследствие возникающих термонапряжений. Со времени обнаружения указанных пульсаций температуры внимание исследователей было обращено прежде всего на причины возникновения этого феномена и определение некоторых граничных значений параметров (чисел Ричардсона и Стюарта), при которых он возникает. Методом DNS (direct numerical simulation) [4] в предположении электрически изолированных стенок каналов установлено, что определяющую роль в образовании мощных вихревых структур, перемещающихся вдоль канала и вызывающих квазипериодические всплески температуры в фиксированном сечении, играют силы плавучести и силы Лоренца. Хорошо известно, что влияние сил Лоренца на течение во многом определяется электропроводимостью стенок канала, в том числе и твердых отложений на поверхности стенок, представляющих собою контактное электрическое сопротивление. К настоящему времени влияние физических свойств стенок каналов и возможных отложений (продуктов коррозии и др.) на генерацию аномально высоких пульсаций температуры остается неизученным.

Очевидно, что для моделирования режимов с квазипериодическими пульсациями скорости и температуры необходимо использовать вихререшающие методы моделирования типа DNS или LES (large eddy simulation). Использование метода DNS со схемами высокого порядка точности для сопряженной со стенкой постановки задачи осложнено разрывами физических свойств моделируемых сред на межфазной поверхности «жидкость – стенка», а также на поверхностях контакта между слоями различных твердых сред. В данной работе используется метод LES и численные схемы второго порядка точности. Моделирование выполнено с помощью авторского CFD кода ANES [5]. Влияние физических свойств стенки трубы и возможных отложений на ее внутренней поверхности на аномальные пульсации температуры анализируется при горизонтальном и опускном течениях ртути в круглой стальной трубе. Численное моделирование вы-

полнено для четырех постановок задачи: (i) без учета теплофизических и электрофизических свойств стенки стальной трубы, (ii) с учетом реальных свойств стенки, (iii) с учетом умеренного электрического сопротивления пленки загрязнений между жидкостью и стенкой и (iv) с очень высоким электрическим сопротивлением тонкого слоя отложений на этой поверхности.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается течение ртути в вертикальных и горизонтальных стальных трубах, диаметром $D = 19$ мм и толщиной стенки 0,5 мм. Рабочие участки, труб длиной $45D$ обогревались с помощью накладных нагревателей, каждый из которых охватывал половину внешней поверхности трубы (полуокружность в поперечном сечении). Нагреватели поддерживали постоянные плотности теплового потока на внешних поверхностях стенок труб, соответствующие плотностям теплового потока на внутренних поверхностях $q_{w1} = 55$ кВт/м² для вертикальной трубы и $q_{w2} = 35$ кВт/м² для горизонтальной трубы. Необогреваемые поверхности труб считались адиабатными.

Параметры моделируемых режимов: $Re = 10\ 000$; $Gr_q = 4,4 \cdot 10^7 - 6 \cdot 10^7$; $Na = 0 - 1000$; $Pr = 0,024$. Числа подобия определены по диаметру трубы, в качестве плотности теплового потока в числе Грасгофа используется $q_{av} = 0,5q_{wi}$.

Схема расчетной области представлена на рис. 1.

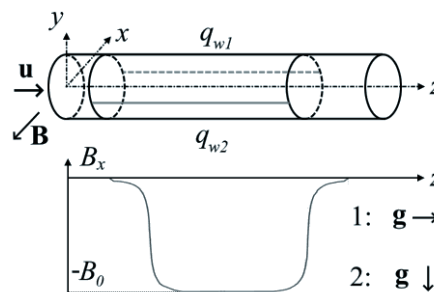


Рис. 1. Схема расчетной области и эпюра магнитной индукции; направление вектора ускорения свободного падения: 1 – вертикальная труба; 2 – горизонтальная труба.

Расчетная область вдоль оси трубы разбивается на три участка: генератор входной турбулентности, рабочий участок, включающий зону нагрева и зону действия поперечного МП, и адиабатный участок. Вектор индукции магнитного поля \mathbf{B} направлен в противоположном направлении оси x . Эпюра B_x показана в нижней части рис. 1.

Моделирование пленки отложений проводилось путем выделения внутри твердой стенки тонкой области толщиной δ_f с электропроводностью σ_f , которая определялась заданием коэффициента $k_f = \delta_f \sigma_f / (0,5D\sigma_f)$, (σ – электропроводность ртути).

Математическое описание задачи включало уравнения сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнение Пуассона для электрического потенциала при условии постоянных свойств жидкости, стенки и слоя отложений. Для учета сил плавучести использовалось приближение Буссинеска. Подсеточная турбулентность рассчитывалась с помощью модели CSM, предложенной в [6].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

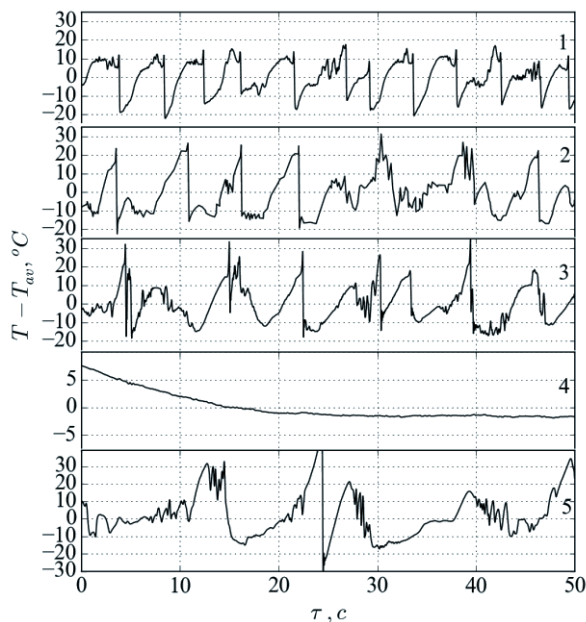


Рис. 2. Температурные пульсации для вертикальной трубы в центре контрольного сечения: 1 – [1], 2 – [3], 3 – вариант (iv), $k_f = 10\,000$, 4 – вариант (ii), 5 – вариант (iii), $k_f = 10$.

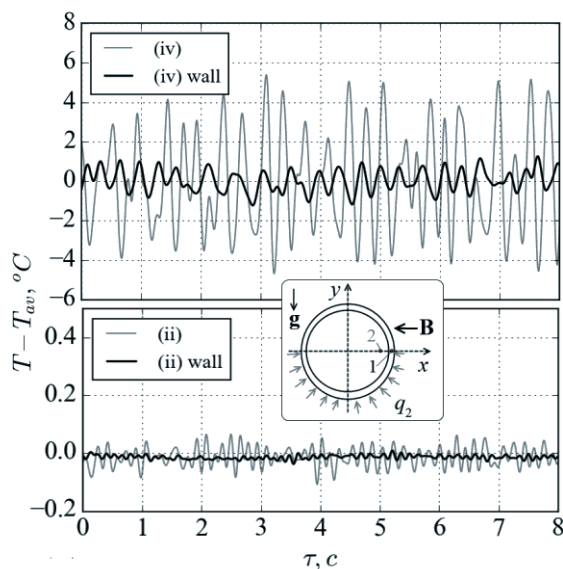


Рис. 3. Температурные пульсации для горизонтальной трубы (варианты (iv) и (ii)): 1 – в стенке, 2 – в жидкости.

На рисунке 2 представлены пульсации температуры для вертикальной трубы в центральной точке контрольного сечения ($z = 42D$) для различных вариантов расчета в сравнении с экспериментальными данными [1] и данными DNS [3] ($Gr_q = 6 \cdot 10^7$, $Na = 300$). T_{av} – осредненное по времени значение температуры в заданной точке.

Рисунке 3 иллюстрирует температурные пульсации для горизонтальной трубы в жидкости в точке с координатами $x = 0,375D$; $y = 0$; $z = 42D$, а также внутри стенки ($Gr_q = 4,4 \cdot 10^7$, $Na = 300$). Заметна существенная разница между вариантами с изолированной и с хорошо проводящей стенкой. В обоих вариантах пульсации температуры в стенке значительно ниже, чем в жидкости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При относительно низком электрическом сопротивлении пленки загрязнений (вариант (iii)) частота пульсаций температуры оказалась заметно ниже, чем в вариантах (i) и (iv). В случае отсутствия контактного электрического сопротивления на внутренней поверхности стальной трубы (вариант (ii)) интенсивные пульсации скорости и температуры жидкости не обнаружены. Тем самым показано, что физические свойства реальной стенки и контактное электрическое сопротивление между жидкостью и электропроводящей стенкой в значительной степени определяют возникновение аномальных пульсаций температуры жидкости и стенки, их амплитуду и частоту. В докладе обсуждаются причины выявленных впервые эффектов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № FSWF-2023-0017 (Соглашение № 075-03-2023-383 от 18.01.2023) в сфере научной деятельности на 2023–25 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Experimental** investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field / I.A. Melnikov, E.V. Sviridov, V.G. Sviridov and N.G. Razuvanov // Fusion Engineering and Design. 2016. No 112. P. 505 – 512.
2. **Temperature** fluctuations in a liquid metal MHD-flow in a horizontal inhomogeneously heated tube / I.A. Belyaev, Yu. P. Ivochkin, Ya. Listratov, et al. // High Temperature. 2015. Vol. 53. No 5. P. 734 – 741.
3. **Zikanov O.** and **Listratov Y.** Numerical investigation of MHD heat transfer in a vertical round tube affected by transverse magnetic field // Fusion Engineering and Design. 2016. No 113. P. 151 – 161.
4. **Mixed** convection in pipe and duct flows with strong magnetic fields / O. Zikanov, Y. Listratov, I. Belyaev, et al. // Appl. Mech. Rev. Jan 2021. 73(1): 010801.
5. **Код ANES.** URL: <http://anes.ch12655.tnweb.ru>.
6. **Kobayashi H.** The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow // Phys. Fluids. 2005. 17. 045104. doi:10.1063/1.1874212.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЙЯНИЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

Задачи рассеяния и отражения легких ионов (водород и гелий) от твердых тел представляют интерес для множества технологических приложений и научных исследований. Отметим, что современная физика началась с экспериментов Резерфорда по рассеянию альфа частиц в золоте. Наиболее интенсивно исследования в области экспериментального и теоретического изучения процессов рассеяния легких ионов в твердых телах велись в конце XX века и были подытожены в монографиях Курнаева, Машковой и Молчанова [1, 2]. В настоящее время экспериментальные исследования активно проводятся в МИФИ [3,4]. Интересные эксперименты выполнены с использованием времяпролетной методики [5]. Теоретический анализ результатов выполнялся в основном с использованием моделирования методом Монте-Карло (МК). Аналитические теории рассеяния остановились на уровне, представленном в [1, 2]. Значительно быстрее шел прогресс в аналитическом описании процессов электронного рассеяния, являющимся базой электронной спектроскопии, которая служит основой развития технологии изготовления современных процессоров. Выделим здесь метод парциальных интенсивностей и метод ОКГ [6]. В настоящей работе указанные методы будут использованы для решения задач рассеяния легких ионов в твердых телах. Целью данной работы являются демонстрация эффективности использования методик [6] в задачах ионного рассеяния и определение границ применимости существующих баз данных по характеристикам рассеяния легких ионов.

2. ОПИСАНИЕ ОДНОКОМПОНЕНТНЫХ МИШЕНЕЙ

Аналитическое описание процессов взаимодействия легких ионов с твердым телом будем вести на основе уравнений переноса. Твердое тело будем считать поликристаллическим или аморфным. Основываясь на гипотезе Ферми, считаем независимыми процессы упругого и неупругого рассеяния. Решая чисто упругую задачу, получаем функцию отражения ионов, зависящую от длины их пробега в мишени [6]. Энергетический спектр отраженных ионов в приближении непрерывного замедления имеет вид [7]

$$R_E(\Delta, \mu_0, \mu) = \frac{\mu_0 |\mu|}{\mu_0 + |\mu|} \frac{1}{\Delta E_0} \exp(-A/(1-\Delta)^{1/2}) \times \sum_{lm} \frac{(2l+1)}{2} \left[\exp\left(\frac{-\Delta(1-x^l)\xi}{(1-\Delta)^k}\right) - \exp\left(\frac{-\Delta\xi}{(1-\Delta)^k}\right) \right] P_l\left(\mu_0\mu + (1-\mu_0^2)^{-1/2}(1-\mu^2)^{-1/2} \cos(\varphi_0 - \varphi)\right), \quad (1)$$

где $\Delta = E_0 - E$ – потеря энергии ионов; E_0 – начальная энергия ионов; E – текущая энергия ионов; μ_0, μ – косинус полярного угла влета и вылета иона соответственно; $\exp(-A/(1-\Delta)^{1/2})$ – множитель, учитывающий перезарядку ионов; A – подгоночный параметр; x^l – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния ионов $x_{el}(\mu_0, \mu)$ в ряд по полиномам Лежандра P_l ; $\xi = R_0 / l_{el}$; R_0 – остаточный пробег ионов; l_{el} – средняя длина свободного пробега ионов между упругими соударениями; множитель $(1-\Delta)^k$ учитывает зависимость упругих и неупругих сечений ионов от энергии (показатель степени k определяет зависимость сечений от энергии – для энергий, меньших сотен кэВ, т.е. когда средние потери энергии ионов на единице длины $\bar{\varepsilon}(E) \sim E^{1/2}$, $k = 5/2$; для высоких энергий ионов, когда $\bar{\varepsilon}(E) \sim E^{-1}$, $k = 1$).

Отметим, что безразмерная величина $\xi = R_0 / l_{el} \gg 1$ огромна: для вольфрама, зондируемого ионами с начальной энергией $E_0 = 1$ кэВ, $\xi_w = 2,21 \cdot 10^6$; для бериллия – $\xi_{Be} = 4,656 \cdot 10^4$. С ростом начальной энергии зондирующих ионов величина ξ заметно меняется, оставаясь очень большой: для $E_0 = 50$ кэВ $\xi_w = 8,481 \cdot 10^4$; $\xi_{Be} = 882,413$. К сожалению, для энергий, меньших 1 кэВ, нет надежных данных, можно лишь экстраполировать эти величины в область сотен эВ. В расчетах, представленных в настоящей работе, величина ξ входит в показатель экспоненты, и необходимо помнить, что, например, $\exp(-300) = 5 \cdot 10^{-31}$.

Аналитические теории, представленные в [1, 2, 9], можно разделить на три категории: 1 – самая многочисленная основана на представлении решения в приближении одного отклонения или Straight Line Approximation (SLA). SLA теория успешно работает при описании рассеяния протонов с энергией выше 200 кэВ и гелия с энергией выше 1 МэВ, но неприменима для описания рассеяния ионов с меньшими энергиями; 2 – теории, учитывающие однократные и

двукратные упругие рассеяния не имеют смысла, что продемонстрировано на рис. 2; 3 – теории, основанные на решении уравнения переноса. Теория Фирсова справедлива для рассмотрения рассеяния ионов, падающих на поверхность под скользящими углами, описание упругого рассеяния ведется в диффузионном приближении.

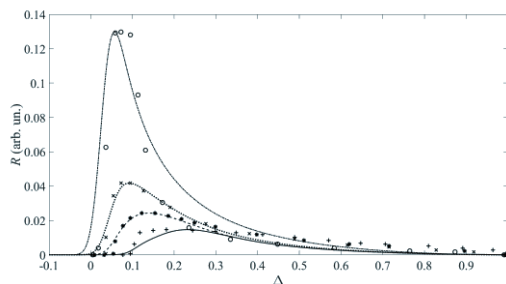


Рис. 1. Энергетические спектры дейтронов, отраженных от никеля. Начальная энергия $E_0 = 300$ эВ. Угол визирования $\theta_0 = 0^\circ$ (сплошная линия, плюсики), 45° (штриховая линия, звездочки), 60° (пунктирная линия, крестики), 75° (штрихпунктирная линия, кружки). Линии – расчет по формуле (1); значки – моделирование [8].

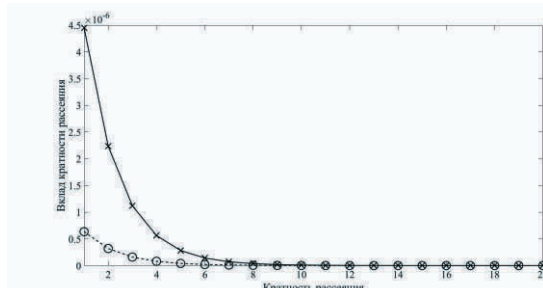


Рис. 2. Распределение вкладов рассеяний разной кратности в функцию отражения ионов. Сплошная линия – вольфрам; штриховая линия – бериллий. $E_0 = 10$ кэВ. Падение по нормали к поверхности; отражения на 135° .

На целый ряд других одиозных подходов в настоящей работе мы указывать не будем.

3. ОПИСАНИЕ СЛОИСТЫХ МИШЕНЕЙ

Для описания энергетических спектров легких ионов, отраженных от слоев $r(d, \Delta)$, толщина которых значительно меньше транспортного пробега, воспользуемся методикой, представленной в [10]:

$$r(d, \Delta) = R(\Delta) + t \left(d \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) \right) R \left(\Delta + \bar{\varepsilon}_1 d \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) \right), \quad (2)$$

где $t \left(d \left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) \right)$ – коэффициент, учитывающий поглощение ионов в слое толщиной d ; $\bar{\varepsilon}_1$ – средние потери энергии ионов в слое толщиной d .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена теория отражения легких ионов от поверхности твердых

тел, корректно описывающая процесс в интервале энергий от 100 эВ до десятков МэВ, не содержащая ограничений по углам зондирования ионов и толщинам мишеней.

Проведено сравнение результатов расчета на основе формулы (1) с результатами МК моделирования и экспериментальными данными. Выполнен критический анализ полученных результатов. Вычисления, выполненные на основе формул (1) и (2), демонстрируют полное качественное соответствие со всеми имеющимися экспериментальными данными. Для того чтобы добиться количественного соответствия, необходимо в ряде случаев в несколько раз изменить значения параметров упругого и неупругого рассеяния, представленные в литературе. В работе отмечен ряд традиционных методических ошибок, допускаемых при учете процессов неупругого рассеяния ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курнаев В.А., Машкова Е.С., Молчанов В.А. Отражение легких ионов от поверхности твердого тела. М.: Энергоатомиздат, 1985. 192 с.
2. Mashkova E.S., Molchanov V.A. Medium energy ion reflection from solids. A.: North-Holland, 1985. 444 p.
3. Application of keV-energy proton scattering from thin film analysis / D. Bulgadaryan, D. Sinelnikov, V. Kurnaev, et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2019. Vol. 438. P. 54 – 57.
4. Применение спектроскопии рассеяния протонов кэВных энергий для анализа осаждения лития на вольфраме / Д.Г. Булгадарян, Д.Н. Синельников, Н.Е. Ефимов, В.А. Курнаев // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2020. Т. 84. № 6. С. 903–907.
5. Influence of screening length modification on the scattering cross section in LEIS / D. Primetzhofer, S.N. Markin, D.V. Efrosinin, et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 2011. Vol. 269. No 11. P. 1292–1295.
6. Afanas'ev V.P., Efremenko D.S., Kaplya P.S. Analytical and numerical methods for computing electron partial intensities in the case of multilayer systems // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2016. Vol. 210. P. 16 – 29.
7. Afanas'ev V.P. and Lobanova L.G. Application of the Methods Used to Interpret the Electron Spectroscopy Spectra to Interpret Ion Spectroscopy Signals // Russian Microelectronics. 2022. Vol. 51. No 4. P. 210 – 219.
8. Morita K., Akimune H., Suita T. Scattering of Low Energy Hydrogen Ions (H_1^+ , H_2^+ and H_3^+) and Atoms (H_1^0) from Evaporated Metallic Films // Jpn. J. Appl. Phys. 1968. Vol. 7. No 8. P. 916 – 926.
9. Vicanek M. and Urbassek H.M. Reflection coefficient of low-energy light ions // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 44. No 14. P. 7234 – 7242.
10. Afanas'ev V.P. and Naujoks D. Energy spectra of electrons reflected from layered targets // Z. Phys. B. Cond. Mat. 1991. Vol. 84. P. 397 – 402.

ПОСЛОЙНЫЙ АНАЛИЗ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

ВВЕДЕНИЕ

Послойный анализ изотопов водорода необходим для исследования конструкционных материалов, обращенных к термоядерной плазме. В настоящее время подобные исследования проводятся на основе расшифровки сигналов метода ядерных реакций (nuclear reaction analysis – NRA) или метода быстрых атомов отдачи (elastic recoil detection – ERD) [1]. Для реализации NRA и ERD необходимо наличие дорогостоящих ускорителей частиц до энергий в несколько МэВ. NRA и ERD методы не обладают хорошо апробированными методиками расшифровки сигналов.

В настоящей работе предлагается выполнять анализ водородосодержащих образцов на основе интерпретации энергетических спектров отраженных электронов, в которых выделяется область малых потерь энергии или область характеристических потерь энергии – REELS (reflected electron energy loss spectra). В области характеристических потерь энергии спектра отраженных электронов (REELS) находятся пики, сформированные электронами, отраженными от ядер интересующих изотопов и вышедшими в вакуум без неупругих потерь энергии. REELS область энергетического спектра – это интервал потерь энергии электронов, на расшифровке сигналов которого строится спектроскопия пиков упруго отраженных электронов (elastic peak electron spectroscopy – EPES). Для реализации EPES анализа изотопов водорода необходима аппаратура, обладающая относительно высоким энергетическим разрешением порядка 0,2 % и выше [2]. На интерпретации энергетических спектров электронов, измеренных в широком интервале потерь энергии от 0 до $(0,3 - 0,6) \times E_0$, базируется спектроскопия отраженных электронов (reflected electron spectroscopy – RES), которая позволяет определять суммарное по изотопному составу количество водорода на глубинах порядка транспортного пробега электронов l_{tr} . Например, для углеродной мишени при энергии зондирующего пучка электронов $E_0 = 10$ кэВ величина l_{tr} составляет порядка 1,5 мкм, что не уступает по возможностям NRA и ERD методам. Методы расшифровки сигналов RES представлены в работе [3].

Настоящая работа посвящена количественной реализации EPES и RES методов анализа изотопов водорода на основе расшифровки энергетических спектров отраженных электронов с последовательным учетом многократного упругого и неупругого рассеяния.

2. EPES МЕТОДИКА

Выполнение прямых расчетов спектров отраженных электронов основано на решении граничной задачи для уравнения переноса методом инвариантного погружения [4]. Согласно гипотезе Ферми решение строится в два этапа. Сперва решается граничная задача для уравнения упругого переноса, результатом чего является распределение отраженных электронов по длинам пробега в мишени $s - R(s, \mu_0, \mu)$. Аналитическое решение для функции $R(s, \mu_0, \mu)$ определяется с помощью применения малоуглового приближения и метода сферических гармоник. Решение для функции $R(s, \mu_0, \mu)$ многократно апробировано [3]. При выполнении расчетов для функции $R(s, \mu_0, \mu)$ используется дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов, представленное в [5]. На втором этапе необходимо описать неупругие потери энергии электронов. Описание неупругих потерь энергии электронов ведется на основе решения Ландау с использованием данных по дифференциальному сечению неупругого рассеяния электронов.

В основе EPES метода определения изотопов водорода находится электронный эффект Комптона: потери энергии электрона, падающего на исследуемую мишень с начальной энергией E_0 и отраженного от ядра массой M , определяются согласно законам сохранения энергии и импульса:

$$\Delta E = \frac{2m}{M} E_0 (1 - \cos \theta), \quad (1)$$

где ΔE – потери энергии электрона; m – масса электрона; M – масса атома мишени; E_0 – начальная энергия электрона; θ – угол рассеяния.

Многократное упругое рассеяние электронов влияет на интенсивность и форму пика упруго отраженных электронов, уширяя его и смещая в область меньших потерь энергии. Однако данный эффект составляет доли эВ и не может быть зарегистрирован современными приборами [6]. Изменение интенсивности пика упруго отраженных электронов под действием многократного упругого рассеяния очень существенно [7].

В данной работе анализируются погрешности, возникающие при описании EPES пиков с помощью традиционного приближения прямолинейных траекторий (straight line approximation – SLA), в рамках которого пренебрегается влиянием эффекта многократного упругого рассеяния на интенсивность пиков упруго отраженных электронов. Ана-

литическое описание отражения электронов ведется на основе модифицированной малоугловой модели [8], учитывающей влияние многократного упругого рассеяния. Необходимость учета этого явления демонстрирует рис. 1.

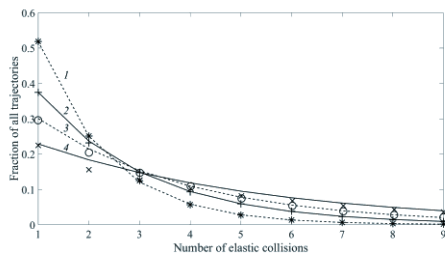


Рис. 1. Суммарная интенсивность пиков электронов, упруго отраженных от всех компонентов соединений Li_2CO_3 (1), CaCO_3 (2), TiO_2 (3), HfO_2 (4), являющаяся результатом однократного, двукратного и т.д. процессов упругого рассеяния. Линии – аналитический расчет; символы – моделирование методом Монте-Карло [9].

Максимальный интерес в EPES спектроскопии сосредоточен на исследовании многокомпонентных образцов, в то время как теория, представленная в работе [7], описывает отражение электронов лишь от однокомпонентных образцов. Для описания многокомпонентных мишеней также используется модифицированная малоугловая теория [8].

Характерный вид спектров REELS для водородосодержащих образцов представлен на рис. 2 и 3.

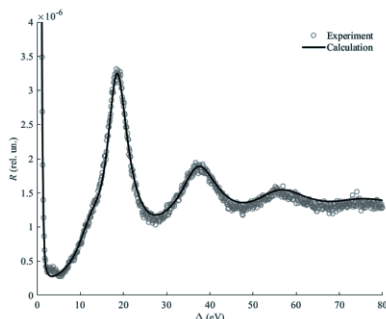


Рис. 2. REELS спектр бериллия, имплантированного дейтерием. $E_0 = 5$ кэВ. Доза имплантированного дейтерия $20,1 \times 10^{21} \text{ м}^{-2}$.

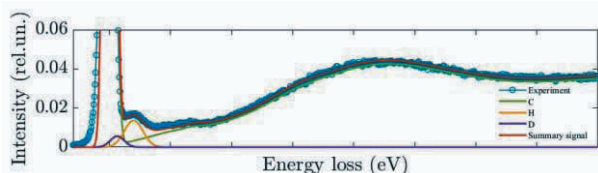


Рис. 3. REELS спектр углеводородной пленки, содержащей протий и дейтерий. $E_0 = 3$ кэВ.

Для определения относительных концентраций компонентов исследуемой мишени необходимо из экспериментальных данных получить отношение интенсивностей их пиков (пиков бериллия и дейтерия – рис. 2; пиков водорода, дейтерия и углерода – рис. 3). Для этого сперва необходимо выполнить процедуру вычитания неупругого фона. Подчеркнем, что в EPES данная процедура значительно сложнее аналогично именуемой процедуры в XPS

экспериментах. В EPES экспериментах исследуемые пики расположены в области характеристических потерь энергии. В энергетическом спектре углеводородной пленки (рис. 3) пик водорода расположен вблизи π -пика, соответствующего плазмонным потерям энергии электронов. Подробная методика вычитания неупругого фона, основанная на процедуре восстановления элементарного дифференциального сечения неупругого рассеяния, представлена в работе [10].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлена количественная теория описания EPES и RES спектроскопий, используемая для послойного анализа изотопов водорода в конструкционных материалах термоядерных установок. Метод описания энергетических спектров отраженных электронов, представленный в настоящей работе, позволяет с удовлетворительной точностью определять стехиометрию исследуемых образцов.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schwarz-Selinger T., von Keudell A., Jacob W. Plasma chemical vapor deposition of hydrocarbon films: The influence of hydrocarbon source gas on the film properties // J. Appl. Phys. 1999. No 7. P. 3988 – 3996.
2. Vos M. Detection of hydrogen by electron Rutherford backscattering // Ultramicroscopy. 2002. No 3–4. P. 143–149.
3. Afanas'ev V.P., Efremenko D.S. and Kaplya P.S. Analytical and numerical methods for computing electron partial intensities in the case of multilayers systems // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2016. Vol. 210. P. 16 – 29.
4. Ambartsumian V.A. The scattering of light in a turbid medium // J. Phys. 1941. No 1. P. 93.
5. Salvat F., Jablonski A., Powell C.J. ELSEPA – Dirac partial-wave calculation of elastic scattering of electrons and positrons by atoms, positive ions and molecules // Comput. Phys. Commun. 2005. No 2. P. 157 – 190.
6. Influence of multiple elastic scattering on the shape of the elastically scattered electron peak / V.P. Afanas'ev, M.V. Afanas'ev, A.V. Lubenchenko, et al. // J. Electron. Spectrosc. Relat. Phenom. 2010. No 1. P. 35 – 41.
7. Afanas'ev V.P. and Lobanova L.G. Influence of Multiple-Elastic-Scattering Processes in Multicomponent Targets on the Intensity of the Peaks of Elastically Reflected Electrons // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2022. No 3. P. 384 – 389.
8. Afanas'ev V.P. and Naujoks D. Backscattering of Fast Electrons // Phys. Stat. Sol. 1991. No 1. P. 133 – 140.
9. Vos M., Marmitt G.G. and Grande P.L. A comparison of ERBS spectra of compounds with Monte-Carlo simulations // Surf. Interface Anal. 2016. No 7. P. 415 – 421.
10. Differential inverse inelastic mean free path and differential surface excitation probability retrieval from electron energy loss spectra / V.P. Afanas'ev, A.S. Gryazev, D.S. Efremenko, P.S. Kaplya // Vacuum. 2017. Vol. 136. P. 146 – 155.

РФЭС АНАЛИЗ УГЛЕРОДНЫХ И УГЛЕРОДОСОДЕРЖАЩИХ ПОКРЫТИЙ

ВВЕДЕНИЕ

Углеродные и углеродосодержащие материалы широко используются в современных научных исследованиях в области физики, химии и материаловедения. Последние десятилетия ознаменовались созданием новых углеродных структур под названием «наногуглерод» [1]. Углеродосодержащие покрытия обладают рядом важных и полезных конструктивных характеристик [1]. Коррозия углеродных покрытий деталей термоядерного реактора под воздействием термоядерной плазмы приводит к возникновению углеводородных покрытий (так называемая «третичная проблема») [2].

Углерод существует в большом многообразии аллотропных видов, определяемых гибридизацией углеродных связей. Известно, что физические, химические и структурные особенности материала сильно зависят от аллотропной разновидности углерода [3]. В связи с этим потери энергии протонов [4] и электронов [5] отличаются в различных аллотропных формах углерода.

В настоящей работе рассматриваются принципы анализа углеродных и углеродосодержащих материалов с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). Особое внимание уделяется анализу различных аллотропных разновидностей углерода, для чего наряду с стандартными методами анализа (X-ray photoelectron spectroscopy (XPS) метод), основанными на анализе пиков, сформированных фотоэлектронами, вышедшими в вакуум без неупругих потерь энергии, исследуется широкая область потерь энергии фотоэлектронов, примыкающая к 1s линии углерода (Photoelectron spectroscopy (PES) метод).

2. МОДИФИЦИРОВАННАЯ МАЛОУГЛОВАЯ ТЕОРИЯ РФЭС

Анализ углеродных и углеродосодержащих покрытий строится на основе аналитической модифицированной малоугловой теории формирования спектров РФЭС. Теория основана на решении граничных задач для уравнения переноса методом инвариантного погружения [6]. Решение граничной задачи для уравнения упругого переноса, описывающее распределение плотности потока фотоэлектронов по длине пробега в мишени $Q(s, \mu_0, \mu)$, строится на основе малоуглового приближения:

$$x_{el}(0^\circ)/x_{el}(90^\circ) \gg 1, \quad (1)$$

где x_{el} – нормированное на единицу дифференциальное сечение упругого рассеяния электронов ω_{el} на угол θ .

Условие (1) позволяет упростить исходное уравнение для функции $Q(s, \mu_0, \mu)$ и записать его в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial s} Q(s, \mu_0, \mu) + \frac{1}{\mu} Q(s, \mu_0, \mu) = & \\ = F(\mu_0, \mu) \delta(s) + & \\ + \frac{1}{\mu} \int_{-1}^1 Q(s, \mu_0, \mu') x_{el}(\mu', \mu) d\mu' - & \\ - \frac{1}{\mu} \int_{-1}^0 Q(s, \mu_0, \mu') x_{el}(\mu', \mu) d\mu', & \end{aligned} \quad (2)$$

где s – пробег фотоэлектрона в мишени; μ_0 – косинус полярного угла θ_0 зондирования рентгеновским излучением мишени; μ – косинус полярного угла θ вылета фотоэлектрона из мишени; $F(\mu_0, \mu)$ – сечение фоторождения; δ – дельта функция.

Для решения уравнения (2) воспользуемся методом сферических гармоник (МСГ). Последнее слагаемое в уравнение (2) определим в транспортном приближении. Тогда для коэффициентов $Q_l(s)$ разложения функции $Q(s, \mu_0, \mu)$ в ряд по полиномам Лежандра получим

$$\frac{\partial}{\partial s} Q_l(s) + \left(1 - x_l + \frac{l_{el}}{2l_{tr}} \delta_{l0}\right) Q_l(s) = \mu F_l, \quad (3)$$

где x_l – коэффициенты разложения нормированного на единицу дифференциального сечения упругого рассеяния электронов в ряд по полиномам Лежандра; l_{el} – средняя длина свободного пробега фотоэлектрона между двумя актами упругого рассеяния; l_{tr} – транспортная длина пробега фотоэлектрона.

В данной работе не рассматриваем случаи рассеяния поляризованного рентгеновского излучения и пренебрегаем эффектами асимметрии. Тогда для $Q_l(s)$ получим систему уравнений

$$\frac{\partial}{\partial s} Q_0(s) + \frac{l_{el}}{2l_{tr}} Q_0(s) = \mu \frac{\sigma_{x \rightarrow e}}{2} \delta(s), \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial s} Q_2(s) + (1 - x_2) Q_2(s) = \mu \frac{\sigma_{x \rightarrow e}}{2} \frac{\beta}{2} \delta(s), \quad (5)$$

где $\sigma_{x \rightarrow e}$ – вероятность фоторождения; β – параметр асимметрии.

Окончательно распределение для функции $Q(s, \mu_0, \mu)$ принимает вид

$$Q(s, \mu) = \mu \frac{\sigma_{x \rightarrow e}}{2} \times \left[\exp\left(-\frac{l_{el}}{2l_{tr}}s\right) - \frac{\beta}{4} \left(\exp(-(1-x_2)s)\right) (3\mu_1^2 - 1) \right], \quad (6)$$

где $\mu_1 = \mu_0\mu + \sqrt{1-\mu_0^2}\sqrt{1-\mu^2}$ – косинус угла рассеяния.

Энергетический спектр фотоэлектронов определяется сверткой распределения фотоэлектронов по пробегам (6) с функцией Ландау:

$$Q(\Delta, \mu) = \int_0^\infty Q(x/l_{tr}, \mu) N(x/l_{in}, \Delta) dx, \quad (7)$$

где Δ – потери энергии фотоэлектрона; $N(x/l_{in}, \Delta)$ – функция Ландау; l_{in} – средняя длина свободного пробега фотоэлектрона между двумя актами неупругого рассеяния.

Согласно формулам (6) и (7) имеем

$$Q(\Delta, \mu) = \mu l_{in} \frac{\sigma_{x \rightarrow e}}{4} \times \sum_k x_{in}^k(\Delta) \left[\frac{1}{\left(1 + \frac{l_{in}}{2l_{tr}}\right)^{k+1}} - \frac{\beta}{4} (3\mu_1^2 - 1) \frac{1}{\left(1 + \frac{(1-x_2)l_{in}}{(1-x_1)l_{tr}}\right)^{k+1}} \right], \quad (8)$$

где $x_{in}^k(\Delta)$ – вероятность потери энергии Δ в результате k последовательных актов неупругого рассеяния:

$$x_{in}^k(\Delta) = \int_0^\Delta x_{in}^{k-1}(\Delta - \varepsilon) x_{in}(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (9)$$

Для широкого ряда ситуаций сечение $x_{in}(\Delta)$ определяется на основе подхода Друде, впервые реализованного для описания явления дисперсии света:

$$x_{in}(E_0, \Delta) = \sum_{i=1}^n \int_{K^-}^{K^+} \frac{A_i \gamma \Delta}{\left(\left(\varepsilon_i + \frac{\hbar}{2m_e} \right)^2 + \Delta^2 \right) + \Delta^2 \gamma^2} \frac{dk}{k}, \quad (10)$$

где $K^\pm = \sqrt{\frac{2m_e}{\hbar}} (l_{tr} \pm \sqrt{E_0 - \Delta})$; E_0 – начальная энергия фотоэлектрона; A_i , γ , ε_i – определены в [7]; \hbar – постоянная Планка.

На рисунке представлены РФЭС спектры 1s линии углерода, вычисленные для различных аллотропных разновидностей углерода.

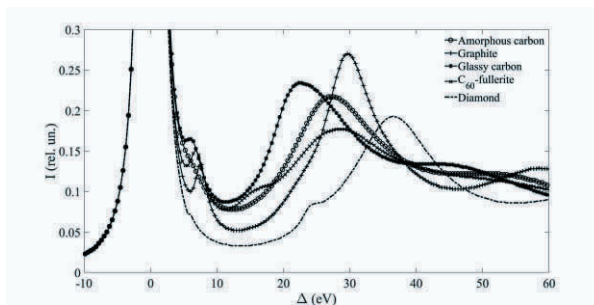


Рисунок. РФЭС спектры различных аллотропных форм углерода, построенные в масштабе потерь энергии относительно 1s линии углерода: светлые кружки – аморфный углерод; плюсики – графит; темные кружки – стеклоуглерод; крестики – C₆₀; штрихпунктир – алмаз.

Рисунок демонстрирует, что PES анализ позволяет однозначно определять аллотропный вид углерода.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассмотрены примеры идентификации образцов углеродосодержащих материалов по области потерь энергии в РФЭС спектрах. Наличие примесей в углеродном образце приводит как к химическому сдвигу пика, так и к искажению сечения $x_{in}(\Delta)$, однако наиболее заметные изменения происходят в области малых потерь энергии, область $\pi + \sigma$ гибридизации практически не изменяется [8].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Елецкий А.В. Нанополугерод. М.: ВАШ ФОРМАТ, 2022. 166 с.
2. Management of Tritium in ITER Waste / S. Rosanvallon, M. Benchikhoun, S. Giattaglia, et al. // Fusion Science and Technology. 2011. No 3. P. 885 – 860.
3. Pierson H.O. Handbook of Carbon, Graphite, Diamonds and Fullerenes: Processing, Properties and Applications. N.J.: Noyes Publications, 1993. 419 pp.
4. Abril I., Garcia-Molina R. and Arista N.R. Proton energy loss in allotropic forms of carbon // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. 1994. No 1 – 4. P. 72 – 75.
5. Calliari L., Fanchenko S. and Filippi M. Plasmon features in electron energy loss spectra from carbon materials // Carbon. 2007. No 7. P. 1410 – 1418.
6. Differential inverse inelastic mean free path and differential surface excitation probability retrieval from electron energy loss spectra / V.P. Afanas'ev, A.S. Gryazev, D.S. Efremenko, P.S. Kaplya // Vacuum. 2017. Vol. 136. P. 146 – 155.
7. Pauly N., Novak M. and Tougaard S. Surface excitation parameter for allotropic forms of carbon // Surf. Interf. Anal. 2013. No 4. P. 811 – 816.
8. Evolution of Plasma-Excitation Mechanisms in the Process of the Thermal Reduction of Graphene Oxide/ V.P. Afanas'ev, G.S. Bocharov, A.S. Gryazev, et al. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotron Neutron Tech. 2020. No 2. P. 366 – 370.

ПЛАЗМЕННЫЙ РЕАКТОР ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА С ПРОТЯЖЕННЫМ ЩЕЛЕВЫМ КАТОДОМ

ВВЕДЕНИЕ

В современной электронной промышленности при создании 3D наноразмерных полупроводниковых структур важное место занимают технологии атомно-слоевого осаждения (Atomic layer deposition, ALD) и атомно-слоевого травления (Atomic layer etching, ALE) поверхности материала с точностью до отдельных атомарных слоев [1-4]. Плазма-стимулированные технологии ALE позволяют не только удалить один монослой материала, но и оставить неповрежденными соседние слои. Такая прецизионность технологии достигается созданием ионных потоков с точным контролем величины потока частиц при крайне низкой энергии ионов. Исследования последних лет показали, что для этих целей хорошо подходит плазма, генерируемая электронным пучком, поскольку она обычно характеризуется высокой плотностью заряженных частиц ($10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$) и низкими средними энергиями для вторичных плазменных электронов ($< 1,0 \text{ эВ}$).

2. КОНСТРУКЦИЯ ПЛАЗМЕННОГО РЕАКТОРА ДЛЯ ТЕХНОЛОГИЙ ALE

В этой работе мы обсуждаем возможность создания плазменного реактора для технологии ALE на основе широкоапертурного источника низкоэнергетичных потоков ионов с использованием импульсно-периодических наносекундных разрядов с протяженным щелевым катодом [5]. Использование полого катода и наносекундных импульсных разрядов позволяет эффективно формировать в такой системе высокоэнергетичные электронные потоки при относительно высокой их плотности. Общий вид плазменного реактора в разрезе и блок-схема широкоапертурного плазменного источника потоков низкоэнергетичных ионов, разработанных нами, представлены на рисунке. Для получения пучковой плазмы использован источник ленточных электронных пучков на основе импульсно-периодического разряда наносекундной длительности с протяженным щелевым катодом [6]. Катод представляет собой цилиндрический стержень из алюминия длиной 5 см и диаметром 1,2 см, вдоль которой прорезана прямоугольная полость (щель) шириной 0,2 см, глубиной 0,6 см (вид *б* на рисунке). Анод удален от катода на расстояние 0,6 см и представляет собой плоскую пластину из алюминия с эмиссионным окном прямоугольного попе-

речного сечения 0,4×5 см, перекрытым мелкой вольфрамовой сеткой. Размер элементарной ячейки сетки составляет величину $0,5 \times 0,5 \text{ мм}$, геометрическая прозрачность 70 %. Формируемый плазменным источником ленточный электронный пучок вытягивается ускоряющим напряжением на электроде, расположенном на расстоянии 0,5 см от сетки. Далее электронный пучок транспортируется на расстояние до 3 см в сторону коллектора, в результате чего формируется ионизованная область в виде «плазменного листа» площадью $5 \times 3 \text{ см}$, выступающего в роли широкоапертурного эмиттера потоков низкоэнергетичных ионов на поверхность подложки с энергией ионов около 1 эВ [6]. Такой плазменный источник ионных потоков подсоединялся к плазменному реактору (вид *а* на рисунке) через стандартный вакуумный фланец CF2,75. Разработанная нами конструкция источника ленточных электронных пучков позволяет легко масштабировать его размеры. В частности, наши исследования показали, что однородность разряда сохраняется при увеличении длины электродов до 50 см. Это достигается вследствие использования импульсного разряда наносекундной длительности.

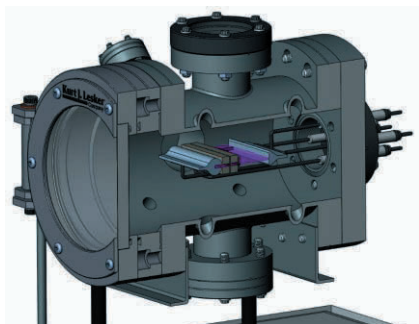
3. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В работе мы уделяем особое внимание оптимизации условий формирования однородных по ширине импульсно-периодических ленточных электронных пучков с возможностью управления плотностью электронов в пучке и их энергии. Такой источник электронных потоков позволяет формировать широкоапертурный плазменный эмиттер низкоэнергетичных ионных потоков. С этой целью налажена диагностика плотности электронов и возбужденных атомов плазмы, энергии и плотности ленточного пучка электронов, динамики развития пространственной структуры разряда в источнике электронного пучка и в области формирования ионных потоков.

Все измерения проводились в спектрально чистых неоне и аргоне в области давлений газа от 0,3 до 40 Тор. Массовый состав остаточных газов в плазменном реакторе контролировался масс-спектрографом модели Extort RGA-300M.

Экспериментально установлено, что при небольших значениях напряжения горения разряда (до $U_{br} = 1 \text{ кВ}$), когда длина пробега ускоренных в

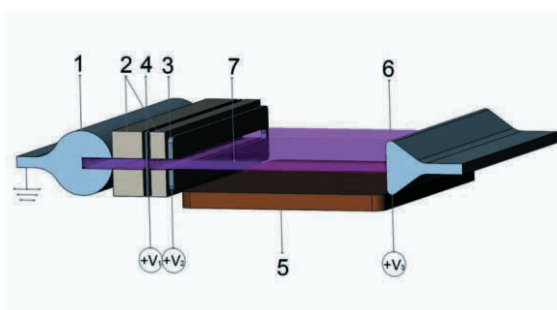
области катодного падения потенциала (КПП) быстрых электронов меньше характерного размера полости (ширина полости), в промежутке между электродами формируется периодическая плазменная структура. При повышении значений U_{br} с появлением ускоренных электронов в промежутке плазменная структура исчезает и во всем разрядном промежутке формируется однородный объемный разряд. И наконец, при высоких значениях напряжения горения в разрядном промежутке



а)

электронном пучке в диапазоне от 0,7 до 1,5 кэВ. Площадь относительно однородной поверхности эмиттера ионных потоков («плазменного листа») может составить до 15 см^2 при энергии ионов пучка вблизи поверхности подложки в области величин 1 эВ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проекта госзадания FZNZ-2020-0002.



б)

Рисунок. Общий вид плазменного реактора в разрезе (а) и блок-схема широкоапертурного плазменного источника потоков низкоэнергетических ионов (б): 1 – протяженный щелевой катод, 2 – изоляторы, 3 – ускоряющий электрод, 4 – анод с эмиссионным окном, 5 – подложка, 6 – коллектор, 7 – плазменный лист.

за счет нелинейного взаимодействия электрического поля с потоками заряженных частиц формируются области кумуляции электрического поля и заряженных частиц, что приводит к усилению пространственных неоднородностей разряда. В исследованной конструкции ленточного источника электронных потоков получены потоки высокоэнергетических электронов с энергией до 1,5 кВ, с долей пучковой составляющей в общей плотности электронов до 10 % в разряде в аргоне и до 15 % в разряде в неоне. Однородный плазменный лист формируется при давлениях газа ниже 1 Тор.

Построена самосогласованная численная модель исследованного типа плазменного реактора [7 – 9]. При численном моделировании была решена самосогласованная система уравнений, состоящая из уравнения Пуассона, уравнений непрерывности для электронов и ионов, кинетического уравнения Больцмана для расчета функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) в условиях слабой анизотропии ФРЭЭ и модельной ФРЭЭ при наличии пучковой составляющей электронной компоненты разряда.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в исследованной конструкции плазменного реактора доля пучковой составляющей электронной компоненты в аргоне может составить до 10 % от общей плотности электронов в разряде с энергией электронов в ленточном

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **The 2022 Plasma Roadmap: low temperature plasma science and technology** / I. Adamovich, S. Agarwal, E. Ahedo, et al. // *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2022. Vol. 55. No 37. P. 373001.
2. **Faraz T., Arts K., Karwa S., et al.** // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2019. No 28. P. 024002.
3. **Walton S.G., Boris D.R., Rosenberg S.G., et al.** // *Journal of Vacuum Science & Technology*. 2021. A 39. P. 033002.
4. **Li C., Godyak V., Hofmann T., et al.** // *J. Vac. Sci. Technol.* 2020. A 38. P. 033001.
5. **Ashurbekov N.A., Iminov K.O.** Generation of high-energy electrons in the nanosecond gas discharges with a hollow cathode Generation of Runaway Electron Beams and X-Rays in High Pressure Gases. Vol. 1, ed V F Tarasenko. New York: Nova Publishers, 2016. P. 421.
6. **Патент RU № 2722690 C1.** Н.А. Ашурбеков, К.О. Иминов, М.З. Закарьяева, А.А. Муртазаева, Г.Ш Шахсинов Заявка 2019139000 от 29.11.2019. Опубл. 03.06.2020, Бюл. № 16.
7. **Ashurbekov N.A., Iminov K.O., Rabadanov K.M., et al.** // *Plasma Science and Technology*. 2023. Vol. 25. No 3. P. 035405.
8. **Ashurbekov N.A., Zakaryaeva M.Z., Rabadanov K.M., et al.** // *Phys. Plasmas*. 2022. No 29. P. 123905.
9. **Ashurbekov N.A., Zakaryaeva M.Z., Iminov K.O., et al.** // *High Temperature*. 2022, Vol. 60. No 5. P. 745 – 751.

С.В. Беденко¹, В.В. Приходько², В.М. Шмаков³

¹Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 30

²Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090, Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 11

³ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина», 456770, Снежинск, Васильева, 13

ПАРАМЕТРЫ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩЕГО БЛАНКЕТА С ПЛАЗМЕННО-ФИЗИЧЕСКИМ ДРАЙВЕРОМ ЛИНЕЙНОЙ КОНФИГУРАЦИИ: РЕЗУЛЬТАТЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

В работе исследуется возможность создания технических средств для управления процессами накопления и преобразования энергии тепловых и эпитепловых нейтронов в энергию моноэнергетических фотонов за счет нейтронной накачки активной среды, образованной ядрами с долгоживущими изомерными состояниями.

Исследуемая система состоит из внешнего импульсного источника D–T нейтронов на основе протяженной газодинамической магнитной ловушки (в [1] обозначена как Plasma Source Neutrons, PSN) и подкритического blankets [1, 2], включающего вариабельную конфигурацию нейтронно-оптического канала (Variable neutron-optical Assembly of Beam-Shaping, vBSA) и активную среду. vBSA состоит из сборки модулирующих пластин, предназначенных для «захвата» потока нейтронов, поступающих от PSN с последующей конвертацией миллисекундной сигнатуры в монохроматическое фотонное излучение. В качестве активной среды используется обогащенный по 155-му изотопу оксид гадолиния Gd_2O_3 ; в качестве основной схемы накачки рассматривается канал формирования ядер изотопов ^{156}Gd в инверсном состоянии, девозбуждение которого сопровождается испусканием интенсивной гамма-линии с длиной волны излучения $\sim 10^{-4}$ нм [3]. Возможность накопления избыточной энергии в активной среде, образованной парой стабильных изотопов гадолиния $^{155,156}Gd$, показана в [4]. Достижение условий инверсной заселенности уровней ядер ^{156}Gd изотопно-модифицированного Gd_2O_3 и последующая генерация фотонного излучения продемонстрирована в [3, 4].

В данной работе изучается возможность применения сопряженной системы «blanket – PSN – vBSA» для преобразования аккумулированной в инверсном состоянии ядер ^{156}Gd энергии в фотонное излучение. Для этого на первом этапе исследований, теплофизических и гидравлических расчетов параметров blankets, целью которых является демонстрация возможности применения созданных моделей и программ для разработки комплексной модели мультиплицирующего blankets с плазмен-

ным источником D–T нейтронов линейной конфигурации.

2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

2.1. Концепция установки с плазменно-физическим драйвером линейной конфигурации

Исследуемая система представляет собой установку, состоящую из трех блоков (рис. 1). Основу первого блока составляет подкритический blanket (активная зона ВГТРУ [2] с модифицированной под PSN параксиальной областью, рис. 1, а), второго – PSN (плазменно-физический драйвер, рис. 1, б), третьего – vBSA (рис. 1, в) с активной средой из Gd_2O_3 .

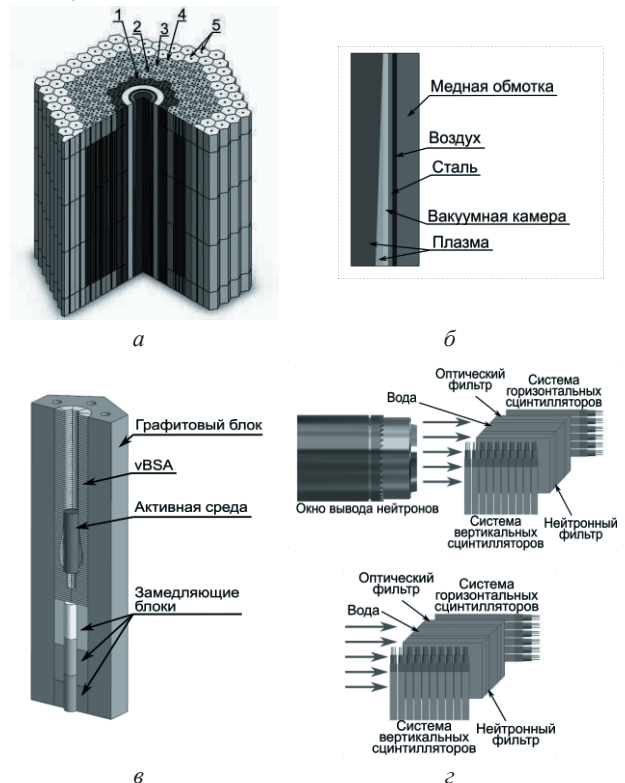


Рис. 1. Концептуальная схема сопряженной системы «blanket – PSN – vBSA»: а) blanket с модифицированной параксиальной областью: 2-4 – три ряда колонн с топливными блоками; 1,5 – два ряда без топливных блоков; б) сечение 3D модели PSN; в) vBSA с активной средой; г) окно вывода пучка нейтронов и система TENIS.

Бланкет собран из унифицированных гексагональных топливных (мультиплицирующая часть) и безтопливных графитовых блоков (отражатель). PSN, представляет собой цилиндрическую аксиально-симметричную протяженную вакуумную камеру, в которой магнитное поле удерживает высокотемпературную плазму. Цилиндрическая камера, предназначенная для генерации D–T-нейтронов, соответствует по диаметру и длине размерам модифицированной области бланкета. vBSA с цилиндрической капсулой из Gd_2O_3 замещает верхний топливный блок мультиплицирующей части. Так как активная среда чувствительна к параметрам потока нейтронов [4], установка дополнительно оснащена окном вывода и системой картирования TENIS (Thermal Neutron Imaging System) [5] для визуализации и контроля параметров потока нейтронов внутри vBSA. TENIS продемонстрирована на рис. 1, з и размещается соосно с vBSA в верхнем отражателе.

2.2. Методы исследования

Нейтронные, теплофизические и гидравлические исследования параметров бланкета, целью которых являлись снижение градиентов тепловых нагрузок и нивелировка перекосов поля энерговыделения как в бланкете и PSN, так и в области размещения vBSA, выполнены по аттестованным программам Serpent, PRIZMA (ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ им. академика Е.И. Забабахина») и SolidWorks. Параметры PSN, используемые в качестве входных наборов для нейтронного и теплофизического расчетов взяты из [1] (см. оптимальный вариант v8). Решения нейтронной и теплофизической задач (external/fixe source mode и critical source mode) получены для квазистационарного режима генерации PSN. Гидравлические исследования выполнены с учетом пространственного распределения энерговыделения в объеме бланкета.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Нейтронная и теплофизическая оптимизация бланкета выполнена профилированием энерговыделения по радиусу мультиплицирующей части путем изменения содержания доли ω_{pf} делящегося материала.

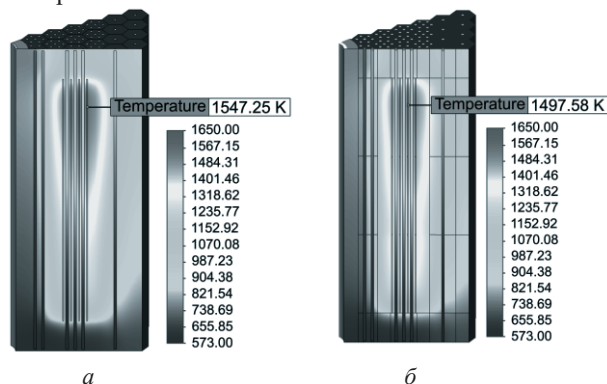


Рис. 2 Аксиальный профиль температуры: а) не-профилированный и б) профилированный бланкет.

Топливные блоки 2, 3 и 4 рядов (см. спецификаторы 1–5 на рис. 1, а) загружены топливом с $\omega_{pf} = 7, 9, 13, 17$ и 21% (базовое значение – 17%). С такой схемой загрузки радиальный профиль энерговыделения становится более равномерным, а пиковые значения энерговыделения на участке с максимальной температурой снижены на 19% по сравнению с непрофилированным вариантом. Здесь, плотность потока как тепловых, так и эпитепловых нейтронов максимальная, а радиальные градиенты тепловой нагрузки практически, отсутствуют.

Аксиальный офсет профиля температуры для двух вариантов проиллюстрирован на рис 2. Результаты гидравлического расчета также демонстрируют снижение градиентов тепловых нагрузок как в мультиплицирующей части, так и в области размещения PSN и vBSA.

Полученные результаты демонстрируют удовлетворительное согласие с данными работы [1] и данными референтных установок подобного класса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в работе результаты подтвердили возможность применения программных кодов Serpent, PRIZMA и SolidWorks для разработки комплексной модели мультиплицирующего бланкета с плазменно-физическим драйвером и обоснования возможности создания модуля накопления и преобразования энергии по схеме с нейтронной накачкой.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-29-00131, <https://rscf.ru/project/23-29-00131/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fusion-fission** hybrid reactor with a plasma source of deuterium-tritium neutrons in a linear configuration / S.V. Bedenko, I.O. Lutsik, V.V. Prikhodko, et al. // Prog. Nucl. Energy. 2022. Vol. 154. P. 104477.
2. **Neutronic** properties of high-temperature gas-cooled reactors with thorium fuel / I.V. Shamanin, V.M. Grachev, Yu.B. Chertkov, et al. // Ann. Nucl. Energy. 2018. Vol. 113. P. 286–293.
3. **Neutron** Spectrum Formation under Neutron Pumping of the Active Medium Formed by Two Stable Gadolinium Isotopes / I.V. Shamanin, M.A. Kazaryan., V.V. Knyshev, S.V. Bedenko // Bull. Lebedev Phys. Inst. 2018. Vol. 45. P. 251–255.
4. **Neutron** pumping of active medium formed by gadolinium isotopes Gd-155 and Gd-156 pair / I.V. Shamanin, M.A. Kazaryan, S.V. Bedenko, et al. // Appl. Radiat. Isot. 2021. Vol. 171. P. 109649.
5. **Yazdandoust H., Ghal-Eh N., Firoozabadi M.M.** TENIS — Thermal Neutron Imaging System for use in BNCT // Appl. Radiat. Isot. 2021. M. 175. P. 109755.

МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ В ОБОГРЕВАЕМОМ МИНИКАНАЛЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальность исследований связана с развитием современных систем, предназначенных для отвода тепла, в которые активно внедряются высокоэффективные теплообменные устройства с миниканалами. Повышаются требования к общей эффективности энергетических систем и максимальным тепловым потокам. Например, для охлаждения элементов микроэлектронной техники в качестве теплоносителя могут использоваться различные диэлектрические жидкости и хладоны, для которых необходимый уровень теплового потока достигает $2 - 5 \text{ МВт/м}^2$. Обеспечить необходимую плотность теплового потока возможно с использованием фазовых переходов охлаждающей жидкости и дополнительной интенсификации теплообмена при конвекции и кипении.

В настоящее время широко исследуется вопрос о модификации внутренней или внешней поверхности труб с целью интенсификации теплоотдачи [1]. Подобные исследования являются одними из наиболее востребованных направлений в теплофизике и теплотехнике. Известные механические способы обработки и новейшие методы структурирования поверхностей позволяют достигать значительных результатов по интенсификации теплообмена [2]. Часть из представленных методов удается реализовать внутри «обычных» труб, что является технически непростой задачей. Целью данной работы является создание и апробация доступных методов модификации внутренней стенки миниканала с диаметром $d \approx 1 \text{ мм}$.

В данной работе экспериментально исследована интенсификация теплообмена при вынужденном течении кипящего фреона за счет модификации внутренней поверхности внутри миниканала. Модификация поверхности внутри миниканала была реализована двумя способами: обработка лазерными импульсами внешней поверхности и методом накатки.

В докладе представлено описание экспериментального стенда, методов модификации внутренней стенки миниканала, приведены опытные данные о коэффициенте теплоотдачи при конвекции и кипении, КТП и гидродинамике. Данные получены на трубке из нержавеющей стали до модификации и после.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

2.1. Методика экспериментальных исследований

Эксперименты проводились при вынужденном течении фреона R125 в вертикальном канале диаметром 1,1 и длиной 50 мм, при двух значениях

приведенного давления по отношению к критическому – 0,43 и 0,56. Массовый расход теплоносителя изменялся в диапазоне $G = 200 \div 1200 \text{ кг/м}^2\text{с}$. Температура потока на входе в рабочий участок была близка к температуре насыщения. В экспериментах измерялись значения температуры входа и выхода, температуры стенки в пяти сечениях по длине канала, давление, перепад давления и расход при заданном значении теплового потока, который пошагово увеличивался до максимального и ограничивался кризисом кипения. Измерения выполнялись с помощью автоматизированной системы сбора данных при установлении стационарного режима. Значение критического теплового потока фиксировалось по заметному росту температуры стенки.

2.2. Методы модификации поверхности

Модификация с помощью воздействия лазерного импульса на внешнюю поверхность стенки канала. Воздействие осуществлялось с помощью лазерной сварки в импульсном режиме. В результате на внутренней стенке образовывалось наплавление разной высоты и диаметра в зависимости от мощности импульса. В результате анализа полученных поверхностей подобраны оптимальные параметры лазерного импульса. На рисунке 1 показана фотография образования после воздействия единичного импульса и профиль сечения вдоль диаметра $d = 390 \text{ мкм}$. Образования имеют форму скругленного конуса со впадиной по центру, находящейся в месте попадания лазерного импульса. При такой мощности на верхней части конуса образуются поры и кратеры с различными диаметрами, начиная от 5 до 60 мкм. По всей длине рабочего участка были нанесены с большой плотностью наплавления на внутренней стенке в количестве 300 штук (6 рядов по 50 образований в каждом, в шахматном порядке, рис. 2).

Модификация с помощью накатки. В результате механического воздействия на внешней поверхности трубки второго рабочего участка были продавлены канавки (рис. 3) с образованием выступов (турбулизаторов) на внутренней поверхности, средняя высота которых составила 0,106 мм, средний шаг – 1,126 мм. Данный метод интенсификации теплообмена хорошо известен [3], но в литературе не удалось найти исследований с применением данного метода в каналах малого диаметра. Наибольшая эффективность данного метода получается в переходной области течения. Искусственные выступы формируют периодические срывы и присоединения потока, усиливая турбулентность.

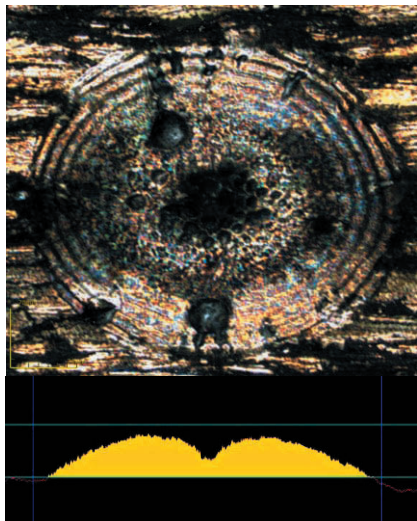


Рис. 1. Фотография и вид профиля сечения образования в результате воздействия лазерного импульса, $d = 390$ мкм.



Рис. 2. Поверхность трубки после воздействия лазерными импульсами.

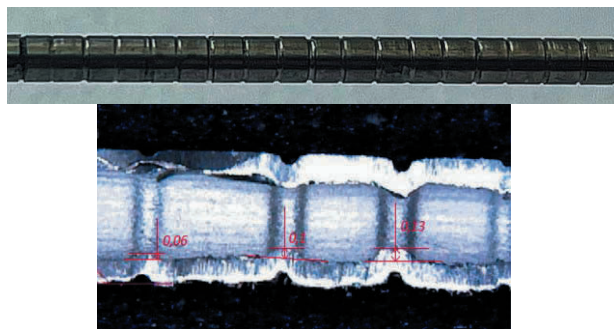


Рис. 3. Внешний вид и продольный срез микрочанала с накаткой.

2.2. Анализ результатов

Для анализа влияния методов модификации на потери давления были проведены специальные эксперименты. Измерения, полученные в каналах после модификации, показали незначительное увеличение потерь давления по сравнению с гладкой трубкой. В рабочем диапазоне $G = 200 \div 1200$ кг/м²с, на котором были получены данные о теплообмене, увеличение потерь давления не наблюдалось.

Однофазная конвекция. Выполненные опыты по теплообмену до и после модификаций при однофазном течении показали, что значение конвективного коэффициента теплоотдачи для трубки после воздействия лазерных импульсов осталось на уровне канала до модификации. В канале с накат-

кой получено значительное увеличение конвективного коэффициента теплоотдачи в 2 – 2,5 раза.

Теплообмен при кипении. Модификация поверхности с помощью накатки не повлияла на коэффициент теплоотдачи при кипении. В канале с лазерной обработкой получено увеличение теплоотдачи. Наибольший рост коэффициента теплоотдачи наблюдался при $G = 800$ кг/м²с, среднее увеличение составило 65 % (рис. 4).

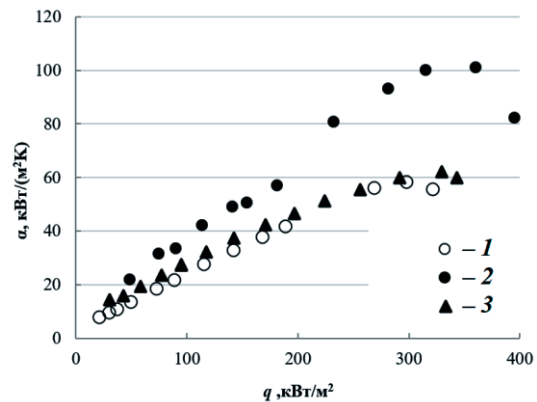


Рис. 4. Зависимость КТО от плотности теплового потока в среднем сечении канала: $p = 0,43$, $G = 800$ кг/м²с, 1 – без модификации; 2 – лазерная обработка; 3 – накатка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные исследования теплообмена в потоке кипящего фреона в микрочанале с модифицированной стенкой. Модификация выполнена двумя способами: обработка лазерными импульсами внешней поверхности и методом накатки.

Показано увеличение коэффициента теплоотдачи при кипении в канале после обработки лазерными импульсами до 65 %.

Конвективный коэффициент теплоотдачи в канале с накаткой увеличился в 2 – 2,5 раза.

Часть исследований данной работы была выполнена при поддержке Российского научного фонда №19-19-00410.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Володин О.А., Печеркин Н.И., Павленко А.Н.** Интенсификация теплообмена при кипении и испарении жидкостей на модифицированных поверхностях // Теплофизика высоких температур. 2021. Т. 59. № 2. С. 280 – 312.
2. **Jaikumar A., Kandlikar S.G.** Ultra-High Pool Boiling Performance and Effect of Channel Width with Selectively Coated Open Microchannels // Int. J. Heat Mass Transfer. 2016. Vol. 95. P. 795.
3. **Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А.** Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990. 206 с.

КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРОВ С ПРИСАДКОЙ НАНОУГЛЕРОДА

ВВЕДЕНИЕ

Возможности использования полимерных материалов существенно расширяются в результате присадки нанокристаллических частиц (углеродные нанотрубки, графен, оксид графена, наноструктурированный графит). Такие частицы характеризуются высокой электропроводностью, поэтому композитные материалы, содержащие подобную присадку, являются проводящими в отличие от исходных полимеров. Проводящие композитные материалы на основе полимеров находят свое применение при изготовлении самолетных шин, для которых наличие проводящей присадки является критической, поскольку при этом устраняется статический заряд на поверхности шин, вызывающий искрение и создающий возможность аварии. Теплопроводность нанокристаллических частиц на 4 – 5 порядков превышает соответствующее значение для полимеров, поэтому даже небольшая присадка нанокристаллического углерода (на уровне нескольких процентов) позволяет получать полимерные материалы с повышенной теплопроводностью. Такие композиты находят свое применение, в частности, в качестве фазоизменяемых материалов, которые способны накапливать и выделять значительную энергию в результате фазового перехода. Еще одно направление использования композитов с присадкой нанокристаллического углерода связано с проблемой разработки оптического сенсора, в котором многократное усиление сигнала комбинационного рассеяния, несущего информацию о химическом составе и структурных характеристиках объекта достигается в результате взаимодействия электромагнитного излучения с плазмонами осцилляциями проводящих наночастиц. В данном докладе обсуждается проблема получения композитов на основе полимеров с присадкой нанокристаллических частиц, для решения которой необходимо преодолеть тенденцию наночастиц к образованию агрегатов. Приведены зависимости коэффициентов электропроводности и теплопроводности композитов от содержания и типа нанокристаллических частиц, рассмотрены конфигурации накопителя тепловой энергии и оптического сенсора, работа которых основана на использовании таких композитов.

1. СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ С ПРИСАДКОЙ НАНОУГЛЕРОДА

1.1. Композиты с присадкой углеродных нанотрубок.

Присадка углеродных нанотрубок (УНТ) к полимерным материалам приводит к многократному

увеличению электропроводности и заметному увеличению теплопроводности материала [1]. Благодаря высокому аспектному отношению УНТ ($10^3 - 10^4$) достаточно небольшого количества присадки (на уровне долей процента), чтобы перевести полимер из разряда диэлектриков в разряд проводников. Композиты с присадкой характеризуются перколяционной проводимостью, при которой перенос заряда осуществляется по ограниченному числу каналов, образованных цепочками контактирующих УНТ.

1.2. Композиты с присадкой графена

Графен высокого качества весьма дорого стоит, поэтому возможность использовать его в качестве присадки к полимерным материалам определяется возможностью получения этого материала в макроскопических количествах по умеренной цене. Такая возможность реализуется в случае использования технологии термического восстановления оксида графена [2, 3]. Оксид графена, технология получения которого в макроскопических количествах достаточно хорошо развита, подвергается термообработке, что приводит к образованию материала, проводимость которого приближается к соответствующему значению для графена.

2. ПРИМЕНЕНИЯ КОМПОЗИТОВ С ПРИСАДКОЙ НАНОУГЛЕРОДА

2.1. Фазоизменяемые материалы с присадкой нанокристаллического углерода

Фазоизменяемые материалы ФИМ способны накапливать и выделять тепловую энергию в результате фазового перехода. Большинство ФИМ обладают весьма низкой теплопроводностью, что существенно ограничивает область их прикладного использования. Для повышения теплопроводности ФИМ используется присадка нанокристаллических частиц, теплопроводность которых на 4 – 5 порядков превышает соответствующее значение для ФИМ. Недавно разработана конструкция накопителя тепловой энергии на основе ФИМ с присадкой восстановленного оксида графена. Эта конструкция представлена схематически на рис. 1. Использование термоаккумулятора позволяет преодолеть сдвиг между временем максимального производства энергии и временем ее максимального потребления.

2.2. Оптический сенсор на основе нанокристаллического углерода

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), иногда называемого рамановским рассеянием, является эффективным средством анализа химического состава и структурных харак-

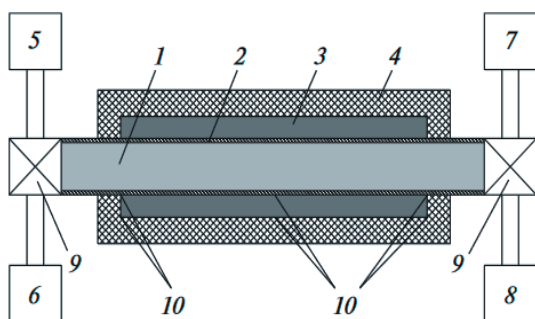


Рис. 1. Схема модуля термоаккумулятора: 1 – трубопровод для пропускания горячей или холодной воды; 2 – медная оболочка внутреннего трубопровода; 3 – пространство между внешним и внутренним цилиндром, заполненное ФИМ; 4 – полипропиленовая оболочка внешнего цилиндра; 5 – источник холодной воды; 6 – источник горячей воды; 7 – приемник нагретой воды; 8 – приемник охлажденной воды; 9 – краны подачи воды; 10 – термопары [4].

теристик молекул и материалов на их основе. Недостатком этого диагностического средства является весьма низкая интенсивность сигнала КРС, которая ограничивает возможность его использования диагностикой макроскопических объектов и не позволяет определять содержание малых примесей в исследуемом веществе. Указанный недостаток преодолевается в результате использования эффекта усиления сигнала КРС, открытого британским химиком Флейшманом в 1974 г. и получившего название SERS (Surface Enhanced Raman Scattering). Согласно этому открытию сигнал КРС многократно усиливается при условиях, когда исследуемый объект находится вблизи проводящих наночастиц либо наноструктурированной поверхности металла, в качестве которого используются благородные металлы (золото, серебро, платина), а также металлы, обладающие высокой проводимостью (такие как Cu, Li, Na, K, In, и Rh). Механизм SERS связан с поверхностными плазмонными осцилляциями электронов в металле, которые усиливают электромагнитное поле, воздействующее на исследуемые молекулы и, соответственно, усиливают сигнал КРС.

Описанный выше эффект SERS может быть положен в основу оптического сенсора. Конфигурация оптического сенсора представлена схематически на рис. 2. Его основу составляет оптический волновод, поверхность которого покрыта тонким слоем прозрачного полимерного материала (например, эпоксидная смола), содержащим наночастицы. Волновод, диаметр которого составляет 50 – 100 мкм, вводится в исследуемую полость человека или другого существа. Лазерный

луч направляется через волновод на область, где находятся молекулы, подлежащие идентификации. Взаимодействие лазерного излучения с исследуемыми молекулами приводит к возникновению сигнала КРС, содержащего информацию о колебательном спектре молекул. Этот сигнал усиливается благодаря наличию углеродных наночастиц (нанотрубки, хлопья графена). Тем самым представленная схема сенсора позволяет проводить неинвазивный анализ химического состава и структурных характеристик полостей внутри живого существа, что способствует диагностике и раннему обнаружению заболеваний, включая раковые.

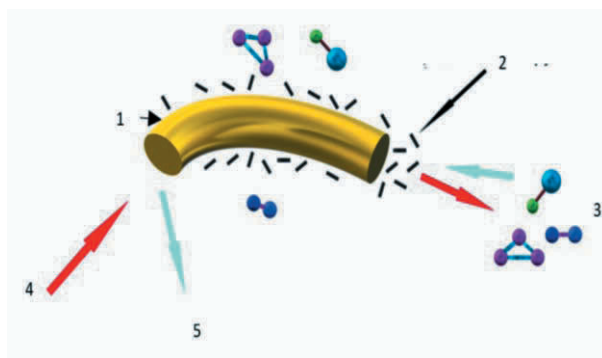


Рис. 2. Схематическое представление конфигурации оптического сенсора: 1 – оптический волновод; 2 – углеродные наночастицы; 3 – исследуемый объект; 4 – лазерный луч; 5 – рассеянный сигнал.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие технологий получения и расширение круга использования композитных материалов на основе полимеров с присадкой углеродных наночастиц открывает новые возможности в энергетике, оптике, медицине и других областях.

Работа выполнена в рамках госзадания № FSWF-2023-0016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Электрические** характеристики полимерных композитов, содержащих углеродные нанотрубки / А.В. Елецкий, А.А. Книжник, Б.В. Потапкин, J. M. Kenny // *Успехи физ. наук.* 2015. Т. 185. № 3. С.225 – 270.
2. **Bocharov G.S., Eletsii A.V., Mel'nikov V.P.** Electrical properties of thermally reduced graphene oxide // *Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics* 2018. Vol. 9. No 1. P. 96 – 101.
3. **Gaseous** products of thermo- and photo-reduction of graphite oxide / Y.M. Shulga, V.M. Martynenko, V.E. Muradyan, et al. // *Chem. Phys. Lett.* 2010. 498. P. 287 – 291.
4. **Термоаккумулятор** на основе фазоизменяемых материалов / Бочаров Г. С., Вагин А. О., Григорьев И. С. и др. // *Доклады РАН.* 2022. Т. 504. С. 65 – 69.

Е.Ю. Брагин, Н.П. Бобырь, Е.А. Бунин, В.А. Жильцов, М.Н. Казеев, Д.В. Камин,
В.Ф. Козлов, С.В. Коробцев, Д.С. Кутузов, Н.Н. Нагель, А.В. Спицын, А.Е. Сухов,
Д.О. Шуровский, С.В. Янченков

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

СОЗДАНИЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

ВВЕДЕНИЕ

В Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» ведутся работы в поддержку создания отечественного безэлектродного плазменного ракетного двигателя (БПРД). В докладе описывается текущий статус работ.

2. БПРД

БПРД принципиально состоит из трех блоков: геликонного источника плазмы (ГИП), блока нагрева на ионном циклотронном резонансе (ИЦР) и магнитного сопла. Основой БПРД является цилиндрическая газоразрядная камера, выполненная из радиопрозрачного материала, поверх которой располагаются ВЧ антенны и магнитная система. В газоразрядную камеру с торца подается рабочий газ (Ar), который под действием вводимой в ГИП ВЧ мощности ионизуется. Созданный плазменный поток, двигаясь вдоль камеры, попадает в блок ИЦР, где он нагревается за счет ввода дополнительной ВЧ мощности. Покидая газоразрядную камеру нагретый плазменный поток попадает в магнитное сопло (аналог сопла Лавалья), в котором в условиях спадающего магнитного поля запасенная энергия плазменного потока преобразовывается в энергию его направленного движения, формируется направленный реактивный плазменный поток, создается тяга и удельный импульс.

Магнитное поле в БПРД не только обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от стенок газоразрядной камеры, но и является необходимым для плазменных процессов, протекающих во всех трех блоках.

Принципиальная схема БПРД приведена на рис. 1.

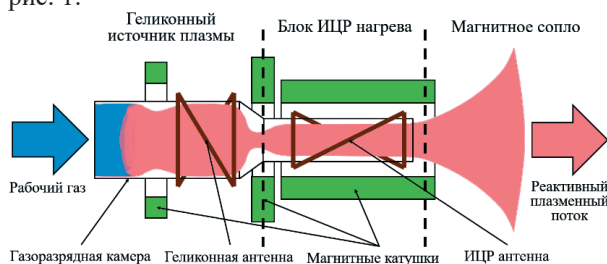


Рис. 1. Принципиальная схема БПРД.

3. РАБОТЫ В НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» ПО ТЕМАТИКЕ БПРД

В национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» создан ряд экспериментальных стендов для исследования плазменных процессов, протекающих в БПРД, а также отработ-

ки отдельных его компонентов. Разрабатывается стенд для испытания прототипов летного варианта БПРД.

3.1. Стенд ПН-3

Стенд ПН-3 представляет собой макет БПРД, предназначенный для исследования процессов в геликонном источнике плазмы и магнитном сопле. Стенд имеет «открытую» архитектуру, позволяющую проводить исследования плазменных процессов оптическими методами практически на всей длине газоразрядной камеры; имеет большой приемный объем с мощной криогенной откачкой и подвижной диагностической платформой, что дает возможность исследовать плазменные процессы в магнитном сопле на протяжении почти 1,5 м по течению потока.

Принципиальная схема стенда ПН-3 приведена на рис. 2.

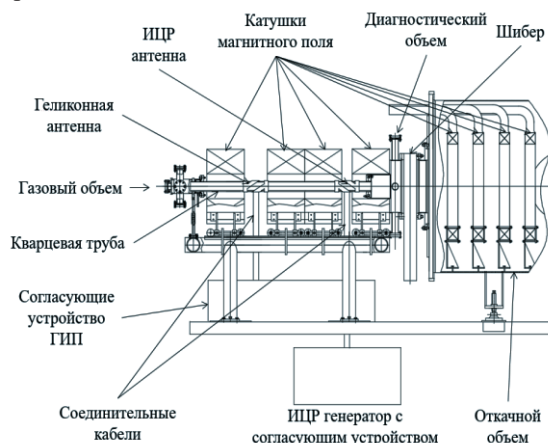


Рис. 2. Принципиальная схема стенда ПН-3.

Стенд ПН-3 имеет обширный диагностический комплекс: СВЧ интерферометр, диагностика на базе ЛИФ, оптическая эмиссионная спектроскопия, сетчатый и цилиндрический электростатический анализаторы, разнообразные зонды Ленгмюра, ионный зонд, калориметр, тензометрический тягомер, диамагнитные катушки, угломер.

В настоящее время на стенде ПН-3 ведутся исследования факторов, влияющих на эффективность создания плазмы при геликонном разряде.

3.2. Стенд ПС-1

Стенд ПС-1 представляет собой макет БПРД и создан для исследования процессов нагрева плазменного потока в блоке ИЦР. Отличительной особенностью стенда ПС-1 является его магнитная система, состоящая из 16 последовательных катушек с током, расстояние между которыми можно

прецизионно регулировать. Такое количество катушек, а также возможность регулирования их взаимного расположения позволяют изменять конфигурацию магнитного поля в широком диапазоне, что дает возможность подбора оптимальной конфигурации для исследуемых процессов.

Принципиальная схема стенда ПС-1 приведена на рис. 3.

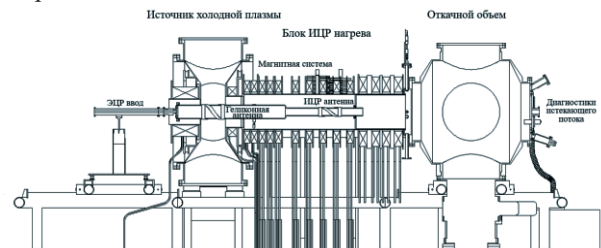


Рис. 3. Принципиальная схема стенда ПС-1.

Диагностический комплекс ПС-1 включает в себя следующие плазменные диагностики: зонды Ленгмюра, СВЧ интерферометр, сеточный, цилиндрический электростатический и магнитный анализаторы, ионный и ВЧ (магнитный) зонды, тензометрический тягомер.

В настоящий момент времени на стенде ПС-1 проводятся исследования, направленные на выбор оптимальной конфигурации антенны для блока ИЦРН.

3.3. Стенд Е-1

На стенде Е-1 создается прототип мощного БПРД, предназначенный для отработки технических решений прототипов летных вариантов двигателя.

Особенностью стенда являются мощные ВЧ генераторы: до 50 кВт на создание плазмы в ГИП и до 150 кВт на нагрев в блоке ИЦРН, а также магнитная система из ВТСП проводника II поколения, создающая магнитные поля до 2 Тл.

Принципиальная схема стенда Е-1 приведена на рис. 4.

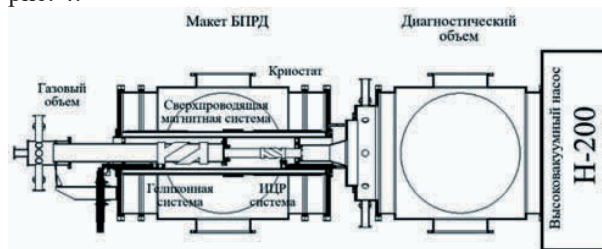


Рис. 4. Принципиальная схема стенда Е-1.

Диагностический комплекс стенда аналогичен двум описанным выше, однако дополнительно имеет диагностику на основе лазерно-индуцированной флуоресценции, с помощью которой можно будет с высокой точностью измерять направленную скорость плазменного потока.

Ожидаемая дата ввода прототипа в эксплуатацию – конец 2023 года.

3.4. Стенд ПЕРСТ

На базе национального исследовательского центра «Курчатовский институт» ведутся работы по созданию испытательного стенда ПЕРСТ для прототипов летного варианта БПРД мощностью

до 300 кВт.

Стенд будет представлять собой вакуумный объем диаметром 5 м и длиной 27 м, разделенный на две камеры (рис. 5). Первая камера представляет собой двигательный отсек объемом около 80 м³, в котором будет располагаться непосредственно испытываемый двигатель. Второй отсек объемом более 300 м³ служит для имитации космического вакуума. В нем будет распространяться истекающий плазменный поток и измеряться его параметры.

Вакуумную откачку стенда будут осуществлять 16 криогенных и 8 турбомолекулярных насосов, что даст суммарную скорость откачки более 400 м³/с. Данная скорость откачки позволит поддерживать фоновое давление порядка 10⁻² Па при расходе рабочего газа (Ar) в 0,1 г/с.

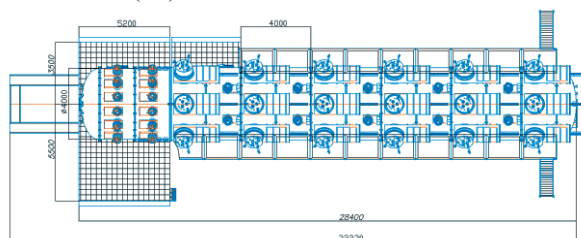


Рис. 5. Принципиальная схема стенда ПЕРСТ.

Запланированная дата ввода испытательного стенда в эксплуатацию – 2025 год.

4. ЛЕТНЫЙ ПРОТОТИП

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» совместно с ОКБ «Факел» ведут разработку прототипа летного варианта БПРД-150Л.

Прототип будет иметь полную мощность до 150 кВт и магнитную систему на основе ВТСП проводника II поколения, рабочий газ – аргон.

Эскиз прототипа летного варианта БПРД-150Л приведен на рис. 6.

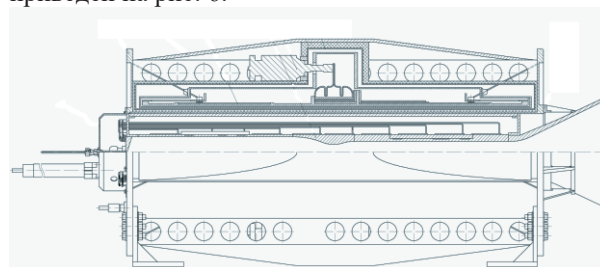


Рис. 6. Эскиз прототипа летного варианта БПРД-150Л.

Запланированная дата готовности прототипа – 2030 год.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» ведутся работы по созданию отечественного БПРД. Создан ряд экспериментальных стендов для исследования плазменных процессов, протекающих в БПРД, а также отработки элементов прототипа летного варианта.

Ведутся работы по созданию прототипа летного варианта, а также стенда для его наземных испытаний.

СКЕЙЛИНГ ПОДОБИЯ ТОКАМАКОВ КАДОМЦЕВА: УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМА – СТЕНКА В ПРОБЛЕМЕ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

ВВЕДЕНИЕ

Разработка проекта гибридного термоядерного реактора (ГТР) должна выполняться с использованием обоснованных скейлингов (закономерностей), выработанных при анализе многочисленных экспериментов на токамаках с различными параметрами. Наиболее общим подходом в таком анализе представляется систематизация экспериментальных данных в отношении основных параметров токамака, предполагая условия самоорганизации в сложной системе с громадным числом степеней свободы, какой является плазма в токамаке. Фундаментальные основы рассмотрения токамака как сложной системы были заложены в классических работах Бориса Борисовича Кадомцева [1,2] на основе анализа размерностей (аналог симметричного подхода) и свойств самоорганизации. Такой подход использован для формулировок скейлингов – степенных законов описания удержания плазмы, в том числе для прогнозирования удержания плазмы в ИТЭР, в отношении геометрических размеров тороидальной плазмы $A = R/a$, где R и a – большой и малый радиусы, тороидального и полоидального магнитного поля и других параметров токамака. Поскольку продолжаются обсуждения преимуществ токамаков с различными аспектными отношениями A (предлагаются сферические с $A = 1,6 \div 1,8$ и токамаки с $A = 3 \div 5$ и более) при одинаковых магнитном поле и токе, возникает вопрос о выборе параметров гибридного термоядерного реактора. Для этого следует применить подход Б.Б. Кадомцева [1,2], рассматривающий подобие токамаков. В настоящей работе выполнен анализ параметров, которые необходимо учитывать при выработке скейлинга подобия токамаков на основе подхода Б.Б. Кадомцева с учетом характеристик взаимодействия плазма – стенка применительно к проблеме гибридного термоядерного реактора.

2. УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМА–СТЕНКА В СКЕЙЛИНГЕ КАДОМЦЕВА

При анализе размерностей в [1] Б.Б. Кадомцев рассмотрел идеализированную ситуацию чистой (без примесей) плазмы в токамаке с одиннадцатью основными величинами

$$(a, R, B_z, B_p, c, e, t, M, T_e, T_i, n). \quad (1)$$

Из этих величин можно составить восемь безразмерных независимых комбинаций (на три меньше одиннадцати параметров сложной системы (1) согласно π -теореме), которые характеризуют состояние плазмы ([1]). Из таких безразмерных параметров обычно только наиболее важные используются для описания плазмы в токамаке (в том числе запас

устойчивости q , нормированные частота столкновений ν^* и ларморовские радиусы частиц, бета β), но именно все в совокупности безразмерные параметры определяют симметрию системы в полной мере. На основе такого анализа для параметров центральной плазмы токамака предложен скейлинг подобия токамаков, S_K , характеризующий зависимость от A , R , тороидального магнитного поля B_z на оси, атомной массы ионов M семейства плазменных систем, эквивалентных с точки зрения удержания энергии, [3, 4]:

$$S_K = RB^{4/5} A^{-3/2} M^{-3/5}. \quad (2)$$

Отметим, что в подходе [1] Б.Б. Кадомцев предложил исключить N_D (число частиц в сфере с дебаевским радиусом) из рассмотрения для центральной плазмы ввиду малости величины $1/N_D$. Как будет показано ниже, учет взаимодействия плазма – стенка требует сохранить N_D в списке безразмерных параметров при рассмотрении задачи о подобии токамаков реакторного размера.

В таблице приведены значения S_K для токамаков различного масштаба с различным аспектным отношением [3, 4]. Для выводов о подобии свойств удержания плазмы следует анализировать эксперименты с различными магнитными полями и вариацией A (насколько позволят технические возможности экспериментов), полученные и планируемые получить в токамаках JET, WEST, EAST, DIII-D, AUG, T-15МД с целью оценки скейлинга S_K . Стоит задача выработки единых подходов к скейлингам удержания в токамаке с термоядерными параметрами, в том числе для проектируемого гибридного термоядерного реактора.

Следует отметить, что было предложено ([4]) модифицировать скейлинг (2) с учетом характеристик термоядерного выхода – усиления мощности Q для токамаков-реакторов. Вместе с тем такая модификация не учла существенные процессы, определяющие устойчивость такой сложной системы как токамак: взаимодействие плазма – стенка и фундаментальные свойства сильной турбулентности плазмы, влияющей на динамику системы, выявленные в последние годы по результатам масштабных экспериментальных исследований, их систематического обобщения [5 – 8]. Поэтому остается актуальным продолжение работ по детализации скейлинга подобия токамаков на основе подхода Б.Б. Кадомцева.

Рассмотрение степенного скейлинга S_K (2) обусловлено симметриями масштабной инвариантности системы. Такие симметрии, в частности, характеризуют решения эволюционного уравнения, которое можно предложить для обобщающего описания динамики плазмы в токамаке, включая необходимые

режимы удержания для достижения условий стационарной самоподдерживающейся термоядерной реакции. Следует прокомментировать, что скейлинг (2) построен с учетом эффектов столкновений частиц и переноса плазмы (диффузии) поперек магнитного поля из ловушки, который является аномальным из-за сильной турбулентности плазмы. Обсуждается, что именно сильная турбулентность плазмы, являясь причиной дальних корреляций, супердиффузии [5, 6] и самоорганизации [2], регулирует динамику плазмы и определяет параметры удержания плазмы в магнитной ловушке токамака. Свойства турбулентности зависят от граничных условий системы – взаимодействия плазмы со стенкой, об этом Б.Б. Кадомцев указывал в своих пионерских работах [1, 2]. Для учета эффектов сильной турбулентности и взаимодействия плазма – стенка параметры этих процессов должны быть добавлены к списку величин, перечисленных в (1):

$$(a, R, B_z, B_p, c, e, m, M, T_e, T_i, n, \{F(\xi, l_{\parallel}, l_{\perp}, \dots)\}, \{G(P/S, \lambda, \gamma, \dots)\}), \quad (3)$$

где $\{F(\xi, l_{\parallel}, l_{\perp}, \dots)\}$ – список параметров, характеризующий сильную турбулентность плазмы и процессы турбулентного переноса ([5,6]), в том числе с учетом скейлинга ξ спектров турбулентности и аномального переноса (супердиффузии) [5,6], корреляционных масштабов турбулентных структур продольных и поперечных l_{\parallel}, l_{\perp} и другие параметры сильной турбулентности;

$\{G(P/S, \lambda, \gamma, \tau_0, \dots)\}$ – список параметров взаимодействия плазма – стенка, критически влияющих на режимы удержания плазмы в токамаке, в том числе за счет повышенного поступления примесей при эрозии диверторных пластин и первой стенки, зависящего от плотности потока энергии P/S на стенку [8] от заряженных частиц и нейтронов (в реакторе), ширины пристеночного слоя λ ([7, 9]), максимального предела плазменно-тепловой нагрузки на стенку [8, 9] и длительности плазменного разряда τ_d , периода, на котором изменяется материальная поверхность стенки, включая рост пленок, изменение физико-химических свойств, изменение проводимости и др. Вклад вносят дуговые процессы на стенке, приводящие к ее эрозии, повышению параметра термоэмиссии γ из-за перегрева, протекание токов из плазмы на поверхность ([10]), влияющих на устойчивость периферийной плазмы и транспортные барьеры. Следует сохранить учет эффектов нарушения квазинейтральности в приповерхностном слое, т.е. в проблеме подобия сохранить рассмотрение безразмерного N_D (число частиц в сфере с дебаевским радиусом).

В [11] обсуждается скейлинг Кадомцева для реактора-токамака с учетом коэффициента усиления мощности Q для различных сценариев, зависящих от баланса энергии. Для дальнейшего развития подхода следует учесть параметры взаимодействия плазма – стенка и турбулентности. Соответственно, модифицированный скейлинг Кадомцева S_{K-P} для реактора-токамака будет иметь вид

$$S_{K-P} = RB^x A^y Q^z, \quad (4)$$

где показатели x, y, z будут функциями $f(F, G)$ от параметров взаимодействия плазма – стенка и параметров сильной турбулентности (3).

Все критически значимые параметры должны быть определены в экспериментах на токамаках при длительном удержании плазмы, т.е. реакторной длительности. Дополненный список (3) после выбора доминирующих параметров, критически влияющих на удержание центральной плазмы и ограничение перегрева и эрозии обращенной к плазме поверхности камеры реактора, на основе экспериментов, можно будет использовать в расчетах модифицированного скейлинга Кадомцева S_{K-P} (4) для реактора-токамака, в том числе, для ГТР.

3. СКЕЙЛИНГ ГТР

В литературе обсуждаются различные предлагаемые параметры гибридных термоядерных реакторов, см., например, [4]. Для оценки критериев выбора схемы будущего ГТР следует провести сравнительный анализ, включая оценки скейлингов подобия токамаков. В таблице приведен скейлинг Кадомцева для некоторых токамаков для реакторов ИТЭР и ГТР (ДЕМО-ТИН) с параметрами, близкими к токамаку JET [12, 4]. Параметр скейлинга S_K для ГТР с выбранными параметрами близок к скейлингу JET.

Таблица. Скейлинг Кадомцева S_K подобия для токамаков с различными параметрами плазмы и аспектным отношением

Параметр	ГТР	ИТЭР	JET	DIII-D	JT-60SA	T-15MD
S_K	1,78	4,3	1,55	0,79	1,43	0,79
R (m)	3,2	6,2	3,00	1,67	2,96	1,48
A	3,2	3,2	3,0	2,5	2,5	2,2
B (T)	3,6	5,3	3,45	2,2	2,25	2,0
M	2,5	2,5	2,0	2,0	2,0	1,0

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для разработки гибридного термоядерного реактора необходимо выполнить сравнительный анализ экспериментальных данных современных токамаков для учета взаимодействия плазма – стенка в скейлинге подобия токамаков Кадомцева.

Работа выполнена при поддержке Госзадания FSWF-2023-0016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б.Б. Токамаки и анализ размерностей // Физика плазмы. 1975. Т.1. Вып.4. С. 531 – 535.
2. Tokamak plasma: a complex physical system. В.В. Кадомцев, Taylor & Francis, 1992.
3. Romanelli M., et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2021. 63. 125004.
4. Orsitto F.P. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. 44. 2. 78.
5. Будаев В.П. и др. // УФН. 2011. 181. 905–952.
6. Будаев В., et al. // Journal of Plasma Physics. 2015. 81. 6. 395810602.
7. Будаев В.П. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. 38. 5 – 33.
8. Mirnov S.V. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2016. 58. 022001.
9. Будаев В.П. // Вестник МЭИ. 2019. № 4. 22.
10. Будаев В.П. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2019. 42. 1. 51.
11. Orsitto F. P., Romanelli M., Menon V. / 47th EPS Conference on Plasma Physics, June 21 – 25. 2021. P2.1002.
12. Kuteev B.V., et al. // Nucl. Fusion. 2017. 57. 076039.

Д.А. Бурмистров^{1,2}, В.П. Будаев², В.В. Гаврилов¹, А.А. Жарова¹, С.Д. Лиджигорьев^{1,3},
Д.А. Топорков¹

¹Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований,
108810, Москва, Троицк, Пушкинских, вл.12

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА МЕГАЭЛЕКТРОНВОЛЬТНОГО ДИАПАЗОНА ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность данной работы обусловлена потребностью иметь источник нейтронов синтеза с высоким нейтронным выходом и низкой энергетической ценой нейтрона в качестве внешнего источника нейтронов для гибридного термоядерного реактора и для испытания конструкционных материалов будущего термоядерного реактора.

Одной из главных целей научного сообщества является стремление осуществить термоядерную вспышку при сжатии предварительно нагретой замагниченной плазмы (Magnetized Target Fusion).

Активные исследования данного направления проводятся за рубежом (США: ускоритель RACE в LLNL; ускоритель MARAUDER в SNL; сжатие компактных торов в LANL и SNL; сжатие цилиндрической плазмы на установке Z в SNL. Канада: сжатие компактных торов в General Fusion) [1].

Экспериментальные и расчетные данные, полученные к настоящему моменту, свидетельствуют о том, что на базе плазменных ускорителей могут быть созданы высокоэффективные импульсные нейтронные источники.

1. ПРИНЦИПАЛЬНАЯ СХЕМА ИСТОЧНИКА

Принципиальная схема нейтронного источника изображена на рисунке. Источник состоит из двух идентичных импульсных плазменных ускорителей, которые разгоняют плазменные сгустки навстречу друг другу до сверхзвуковых скоростей. На выходе из ускорителей установлены сужающиеся по длине диффузоры с нарастающим продольным магнитным полем. По мере движения плазменных сгустков в сужающихся диффузорах плотность плазмы в них возрастает, достигая расчетных значений на входе в область столкновения.

Создание продольного магнитного поля приводит к улучшению поперечной магнитной изоляции электронной компоненты плазмы и уменьшению поперечных тепловых потерь энергии из зоны столкновения сгустков на стенку плазмопровода. В предположении, что длина кулоновского торможения ионов на ион-ионных столкновениях λ_{ii} суще-

ственно превышает продольный размер сталкивающихся сгустков, а электронная компонента термоядерной плазмы изолирована от стенок камеры, взаимодействие сгустков можно рассматривать как встречное движение пучков ионов, движущихся через остановившийся адиабатически сжимаемый электронный газ [2].

В этих условиях при прохождении сгустков дейтериевой плазмы друг сквозь друга максимальное значение интенсивности нейтронного излучения будет выражаться формулой

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N_D n}{2} \sigma v, \quad (1)$$

где N_D – общее количество дейтронов в сгустках; n – их плотность; σ – сечение D-D реакции, рассчитанное по относительной энергии дейтронов, а v – скорость сгустка. Подставляя в качестве σ ее выражение $\sigma = 2,4 \cdot 10^{-19} \frac{1}{4E_D} e^{\frac{-1,4 \cdot 10^3}{2\sqrt{E_D}}}$ из [3] и проводя простейшие преобразования, получаем окончательное выражение для полного нейтронного выхода в виде

$$Y = 1,2 \cdot 10^{18} \frac{W^2}{E_D^3 S} e^{\frac{-700}{\sqrt{E_D}}}, \quad (2)$$

где W – суммарная энергия плазменных сгустков в джоулях; E_D – энергия дейтронов в электронвольтах; S – площадь поперечного сечения сгустков в см².

2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ ПРИ ВСТРЕЧНОМ СТОЛКНОВЕНИИ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ

2.1. Установка 2МК-200

Эксперименты по столкновению плазменных сгустков проводились в ГНЦ РФ ТРИНИТИ на модернизированной установке 2МК-200. Сгустки генерировались идентичными импульсными электродинамическими плазменными ускорителями, каждый из которых запитывался от отдельной конденсаторной батареи с энергозапасом 1 МДж.

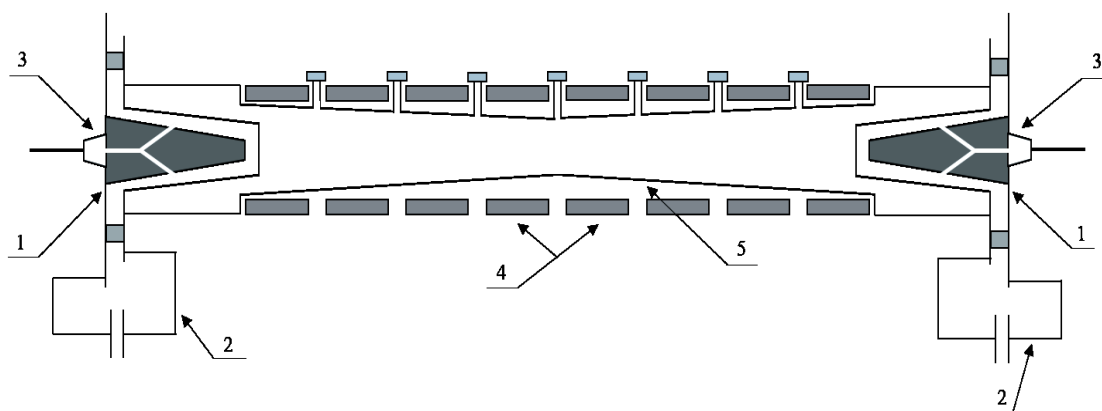


Рисунок. Принципиальная схема источника нейтронов: 1 – электродинамический коаксиальный плазменный ускоритель; 2 – конденсаторная батарея емкостью 1 мФ, 3 – импульсный газовый клапан; 4 – катушки магнитного поля; 5 – сужающийся плазмопровод.

Суммарная энергия сгустков варьировалась в диапазоне 125 – 200 кДж. Скорость сгустков на выходе из ускорителей равнялась $7 \cdot 10^7$ см/с [4], что соответствовало кинетической энергии дейтрона в лабораторной системе координат, равной ~ 5 кэВ. Длина каждого плазменного сгустка и площадь его поперечного сечения равнялись 1 м и 100 см² соответственно. Значение плотности плазмы в сгустке составляло $3,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³.

После выхода из ускорителей сгустки двигались навстречу друг другу в сужающейся конической вакуумной камере с продольным магнитным полем, индукция которого нарастала от 1 Тл на выходе из ускорителя до 3 Тл в центре камеры, и сталкивались в сечении, отстоящем на 140 см от выходных торцов каждого ускорителя.

2.2. Используемый нейтронный диагностический комплекс

Нейтронный диагностический комплекс состоял из сцинтилляционных детекторов с кристаллом стильбена, активационных детекторов, а также нейтронных коллиматоров из литированного полиэтилена.

Полный нейтронный выход измерялся с помощью детектора активационного типа, который представлял собой блок замедлителя из парафина, внутри которого находились четыре счетчика Гейгера СТС-6, обернутые серебряной фольгой толщиной 0,25 мм.

Для измерения протяженности и положения зоны излучения нейтронов были разработаны пять малогабаритных активационных детекторов. Замедлителем в этих детекторах являлся полиэтилен. Детекторы были собраны на основе счетчиков СБТ-10А (в каждом активационном детекторе по 10 счетчиков). В качестве активационного материала использовался индий толщиной 2 мм.

Нейтронные коллиматоры представляли собой полиэтиленовый (Li 5 об. %) блок $800 \times 700 \times 500$ мм с коллимационным каналом $\varnothing 5$ см, в который устанавливались сцинтилляционные детекторы с монокристаллом стильбена. Коэффициент колли-

мации для нейтронного потока, не попавшего в телесный угол, составлял 10.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенной работы подтверждена эффективность нейтронного источника на основе импульсных плазменных ускорителей.

Выполнены теоретические расчеты по определению значения интенсивности нейтронного излучения, а также выведены зависимости полного нейтронного выхода в зависимости от энергосодержания, скорости и плотности плазменных сгустков.

В ходе экспериментов были получены зависимости полного нейтронного выхода от напряжения на конденсаторной батарее и от ускоряемой массы дейтерия.

Проведены эксперименты по определению протяженности нейтронного источника с помощью нейтронных коллиматоров.

Представленный источник может иметь широкое применение в прикладных работах по испытаниям материалов в условиях теплового и нейтронного облучения и в фундаментальных исследованиях по радиационной плазмодинамике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мощные** нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза/Б.В. Кутеев, П.Р. Гончаров, В.Ю. Сергеев, В.И. Хрипунов // Физика плазмы. 2010. Т. 36. № 4. С. 307 – 346.
2. **Нейтронные** источники для гибридных реакторов на основе сталкивающихся сгустков / В.П. Бахтин, А.Г. Еськов, А.М. Житлухин и др. Отраслевая научная конференция «АтомТех 2013», 3 – 4 апреля 2013 г., Москва.
3. **Арцимович Л.А.** Управляемые термоядерные реакции. М.: Гос. Издат. Физико-математической литературы, 1961, С. 6.
4. **Особенности** электродинамического ускорения водородной плазмы до больших (10^8 см/с) скоростей / В.В. Сиднев, Ю.В. Скворцов, В.Г. Соловьева, Н.М. Умрихин // Физика плазмы. Т.10. № 2. 1984. С. 392 – 399.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРИОГЕННЫХ МОНОДИСПЕРСНЫХ МИШЕНЕЙ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

ВВЕДЕНИЕ

На современном этапе развития основной и наиболее актуальной проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС) становится разработка и построение демонстрационных реакторов с положительным выходом энергии $Q_{fus} > 1$. Решение этой проблемы развивается в двух основных направлениях, отличающихся различными способами удержания горячей термоядерной плазмы: магнитный термоядерный синтез (МТС) и инерциальный термоядерный синтез (ИТС).

В случае МТС разогретая дейтериевая или дейтерий-тритиевая плазма должна длительное время удерживаться квазистатическим образом с помощью сильного магнитного поля в установках типа стелларатор, токамак и др. Плотность плазмы невелика, и критерий Лоусона, определяющий условие возникновения термоядерной реакции, достигается за счет большого энергетического времени жизни плазмы. Поэтому системы с магнитным удержанием должны иметь характерный размер плазмы порядка нескольких метров и относительно низкую плотность плазмы $\sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$. При этом реактор МТС будет работать практически в стационарном режиме. На сегодняшний день наиболее продвинутой системой МТС являются токамаки [1,2].

В отличие от МТС в ИТС плазма ничем не удерживается, кроме собственной инерции. В этом случае выполнение критерия Лоусона достигается не за счет длительного удержания плазмы, а за счет увеличения ее плотности. К установкам ИТС типа относятся Z-пинчи и лазерные или тяжелоионные драйверы. Основная физическая задача этого направления на ближайшее будущее – получение высокой степени сжатия и нагрев до термоядерных температур специальных плазмообразующих мишеней, что позволит использовать выделившуюся термоядерную энергию без разрушения внешней камеры.

На основании анализа результатов экспериментов с дейтерированными нитями, нитями из замороженного дейтерия и гетерогенными мишенями малой плотности [3] можно сформулировать следующие наиболее важные требования к параметрам плазмообразующих мишеней, необходимые для дальнейшего исследования излучающих Z-пинчей мультитераваттной мощности: малая пространственная плотность (0,01 – 0,1) г/см³; возможность добавлять в состав мишени тритий, микрокристаллы различных солей (CsJ, KCl и др.)

или нанопорошки из тугоплавких материалов (Mo, W, TiN); хорошая стабильность геометрических параметров; возможность создания сложной микрорегетерогенной структуры; быстрая возобновляемость и возможность вывода остатков мишени из рабочей камеры без нарушения вакуума.

1. КРИОГЕННЫЕ КОРПУСКУЛЯРНЫЕ МИШЕНИ

Приведенным выше требованиям хорошо удовлетворяют криогенные монодисперсные мишени на основе метода вынужденного капиллярного распада, представляющие собой поток твердых монодисперсных гранул (мишеней) диаметром от 10 до 100 мкм из водорода или его изотопов. Относительный разброс мишеней по скорости и размеру не превышает 0,1 %.

В состав установок по получению криогенных монодисперсных мишеней входят следующие элементы и системы: криостат, вакуумные пролетные камеры, ловушка гранул, вакуумная система, система подачи охлаждаемого вещества (водород или дейтерий), система охлаждения, системы генерации монодисперсных капель и измерительная система. Процесс получения мишеней выглядит следующим образом. Струя предварительно сжиженного криоагента вытекает из генератора монодисперсных капель в камеру с низким давлением и под действием специального возмущения распадается на поток монодисперсных капель. Так как давление в камере ниже давления над поверхностью капель, происходит интенсивное поверхностное испарение жидкости. В результате капли охлаждаются, замерзают и становятся твердыми гранулами. Замерзшие гранулы, проходя через систему шлюзов, ускоряются и поступают в рабочую разрядную камеру. Подробное описание принципа работы установок по получению криогенных монодисперсных мишеней приведено в работах [4 – 11].

На основании проведенных в МЭИ исследований теплофизических проблем получения монодисперсных мишеней можно сделать вывод, что с помощью имеющегося оборудования можно получать криогенные мишени различных типов: цилиндрические толстые мишени длиной до 10 см и диаметром от 40 до 300 мкм; тонкие волокна длиной от 5 до 10 см и диаметром от 30 до 40 мкм и монодисперсные криогенные мишени. Примеры

различных типов мишеней представлены на рисунке. Кроме того, используя выходные насадки с большим количеством выходных отверстий, можно получить монодисперсную криогенную мишень со сложной микрогетерогенной структурой, состоящую из десятков и сотен струй.

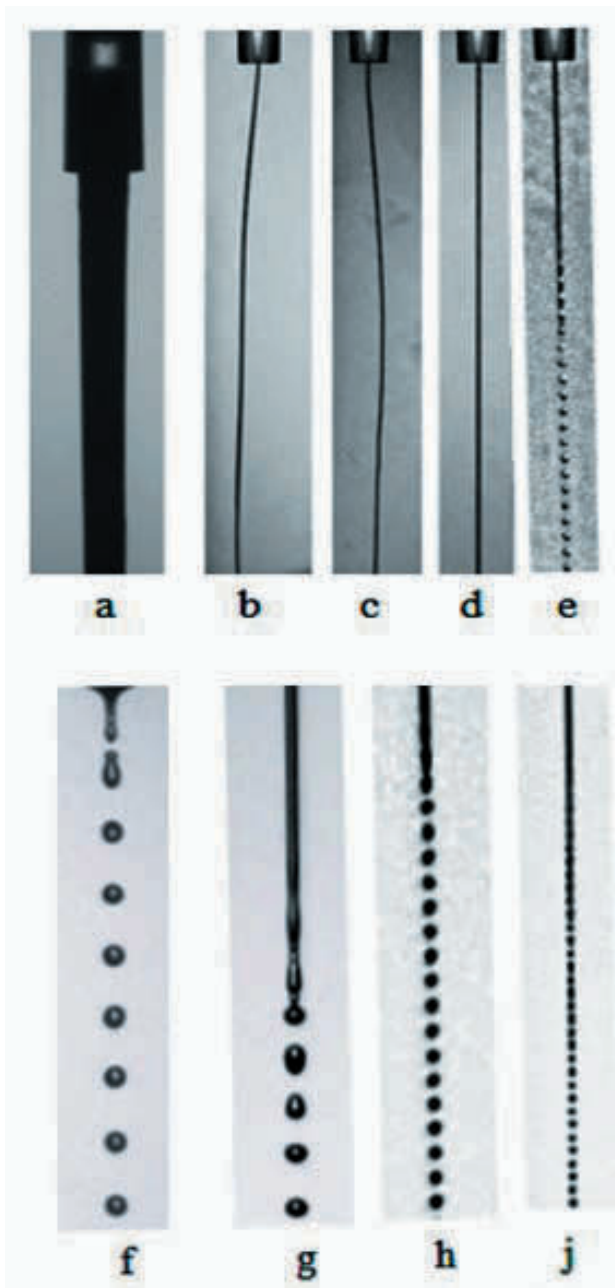


Рисунок. Криогенные мишени различных типов: *a* – цилиндрическая толстая мишень; *b, c* – тонкие неустойчивые волокна; *d* – тонкие устойчивые волокна; *e, f, g, h, j* – монодисперсные криогенные мишени.

2. КРИОГЕННЫЕ КОРПУСКУЛЯРНЫЕ МИШЕНИ И Z-ПИНЧИ

Применение криогенных дейтериевых мишеней со сложной микрогетерогенной структурой позволит увеличить концентрацию дейтерия в мишени в несколько раз по сравнению с конденсированной дейтерированной мишенью.

Высокая начальная концентрация дейтерия и эффективная ионизация вещества мишени могут привести к значительному увеличению нейтронного выхода ввиду степенной зависимости выхода от концентрации ($Y \sim n^2$), так как при температуре $T > 3$ кэВ в высокотемпературной плазме Z-пинча основной вклад в нейтронное излучение дают тепловые нейтроны, производимые в горячих точках.

Дополнительными факторами, которые могут позволить существенно увеличить нейтронный выход, являются: степенная зависимость нейтронного выхода (степенной показатель 4 – 5) от величины тока и переход от мишени из дейтерия к мишени из смеси дейтерия с тритием.

Реализация предлагаемой концепции монодисперсных мишеней на установке АНГАРА-5-1 позволит при тех же разрядных токах, из-за увеличения начальной плотности мишени, увеличить нейтронный выход с 3×10^{10} до 3×10^{11} .

Применительно к установке АНГАРА-5-1 увеличение разрядного тока всего лишь в два раза может привести к увеличению нейтронного выхода до 5×10^{12} . А при переходе к монодисперсной мишени из смеси дейтерия с тритием нейтронный выход может увеличиться в 50 раз и достигнет $2,5 \times 10^{14}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: Физматлит, 1961.
2. Ядерный синтез с инерционным удержанием / М.М. Баско, С.Ю. Гуськов, А.Н. Диденко и др. М.: Физматлит, 2005.
3. Boukharov A., Korolev V. Use of Condensed Deuterium and Cryogenic Monodisperse Targets as Loads for Studying Megaampere Z-Pinches // Plasma Physics Reports 48(5): 493 – 511.
4. Trostell B. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1995. V. 362. P. 41.
5. Ekstrom C. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1995. Vol. 362. P. 1.
6. Бухаров А. В., Гиневский А. Ф., Чернышев В. П. Препринт МЭИ № 17-17. М.: МЭИ, 2002.
7. Бухаров А.В., Дмитриев А.С. Криогенные корпускулярные мишени в энергетике. М.: Изд-во МЭИ, 2013.
8. Способ получения криогенной корпускулярной мишени и устройство для его осуществления./ А.В. Бухаров, В.П. Чернышев, В.Д. Чернецкий и др. Патент РФ № 2298890. Заявка № 2005132792. 2005.
9. Boukharov A. (RU), Büscher M. (DE). Verfahren und Vorrichtung zur Kühlung eines Gases. Патент Германия № WO 2008/125078 A3. Заявка № 102007017212.7. 2007.
10. Бухаров А.В., Боргс В., Афонасьев В.Н. и др. Препринт ИТЭФ № 9-05. М.: ИТЭФ, 2005.
11. Boukharov A., Büscher M., Balanutsa V, et.al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V.100. P.174505–1.

AB INITIO РАСЧЕТ УПРУГИХ СВОЙСТВ ОЦК СПЛАВОВ V-Ti

ВВЕДЕНИЕ

Как показал ряд систематических исследований [1, 2], весьма перспективными конструкционными материалами для термоядерных реакторов являются сплавы на основе ванадия системы V-Ti. У ванадиевых сплавов более высокая температура плавления, чем у сталей, высокая теплопроводность и низкий коэффициент теплового расширения в сравнении со сталями. Кроме того, ванадиевые сплавы имеют преимущества по ряду ядерно-физических свойств: умеренное сечение захвата тепловых нейтронов и низкое – для быстрых нейтронов, короткий спад наведенной активности (от года до 10 лет). При выборе конкретного элементного состава сплава важными критериями являются такие механические свойства как прочность и упругие модули. Следует отметить, что механические свойства системы V-Ti изучены недостаточно полно как экспериментально [3], так и методами первопринципного моделирования [4, 5]. Моделирование подобных сплавов замещения осложняется необходимостью учета конфигурационного беспорядка. Самый простой подход заключается в использовании так называемых суперячеек, например, с использованием метода специальных квазислучайных структур (SQS) [6]. Однако суперячейки часто содержат несколько десятков атомов, что значительно увеличивает затраты на такие расчеты в сравнении с расчетами для упорядоченных соединений. Это делает использование метода SQS менее эффективным. По этой причине к настоящему времени проведено лишь моделирование кривых напряжения – деформация [4] и упругие модули системы V-Ti в узкой области содержания титана до 10 ат.%.
Представляются необходимыми разработка и использование для моделирования механических свойств сплавов данной системы более эффективных методов, каковыми являются методы молекулярной динамики (МД). Обычный способ обеспечить точность результатов МД-моделирования состоит в параметризации межчастичных EAM-потенциалов [7] системы V-Ti, которая гарантирует воспроизведение упругих констант, полученных первопринципными методами расчета.

В качестве первого шага такой программы в данной работе мы представляем результаты ab initio моделирования упругих свойств системы V-Ti, полученных методом теории функционала плотности в рамках наиболее точного пакета программ WIEN-2k.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Методика моделирования

Все расчеты были выполнены в рамках спин-поляризованной теории функционала плотности (DFT) полнопотенциальным методом линейаризованных присоединенных плоских волн (FLAPW) с учетом обобщенного градиентного приближения (GGA) в программном пакете WIEN2k.

Для моделирования неупорядоченных ОЦК-сплавов V-Ti использовалась специальная квазислучайная структура (SQS) для 128-атомной суперячейки, состоящей из $4 \times 4 \times 4$ простых кубических ячеек. Интегрирование по зоне Бриллюэна выполнялось с использованием сетки из 27 k -точек. Радиус сферы muffin-tin R_{mt} был равен 2,00 а.е. как для атома ванадия, так и для атома титана. Для всех систем была выбрана энергия обрезания 400 эВ. Критерием сходимости расчетов были воспроизведение полной энергии (сил) с точностью не менее 10^{-3} эВ (0,01 эВ/Å).

2.2. Расчет параметра решетки и объемного модуля упругости сплавов

Для получения равновесных параметров решетки сплавов проводились атомно-силовая релаксация системы и минимизация полной энергии системы как функции объема ячейки. Для чистого ванадия было получено значение параметра решетки $a = 3,00$ Å, что хорошо согласуется с экспериментально найденным значением $a = 3,05$ Å [9].

Определение объемного модуля B была выполнена следующим образом. Проводились серии расчетов, позволяющих выявить зависимость полной энергии системы от ее объема. Параметр решетки изменялся в пределах от -5 до $+5$ % исходного значения для чистого ванадия. Аппроксимация полученных данных проводилась с помощью уравнения состояния Мурнагана.

На рисунке представлены результаты ab initio расчетов объемного модуля B неупорядоченных ОЦК-сплавов V-Ti в диапазоне содержания титана от 0 до 20 ат.%. Для сравнения на рисунке приведены также имеющиеся в литературе экспериментальные данные в этом диапазоне концентрации. Видно, что результаты расчета правильно воспроизводят тенденции и находятся в разумном согласии с расчетами работы [5] и с экспериментальными данными [8, 9]. Не слишком хорошая воспроизводимость экспериментальных данных по упругим константам для чистого ванадия – известная проблема, на которую указывалось в ряде теоретических работ (см. например [10]).

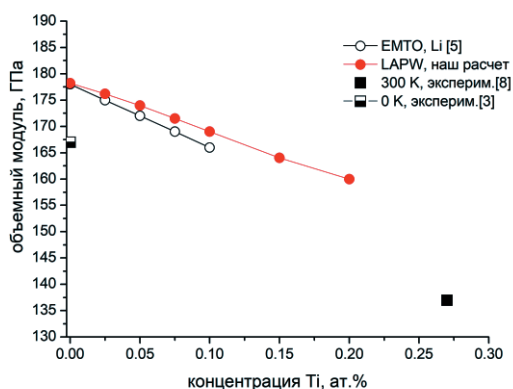


Рисунок. Результаты расчета (темные кружки) концентрационной зависимости объемного модуля сплавов системы V–Ti в сравнении с данными работы [5] (пустые кружки) и экспериментальными данными работ [8, 9].

Обсудим концентрационную зависимость объемного модуля B . Экспериментальные данные, имеющиеся для ОЦК-сплавов Ti–V, показывают, что величина B снижается с ростом содержания титана. Полученная нами концентрационная зависимость также монотонно убывает с увеличением концентрации Ti и в области от 0 до 10 ат.% хорошо согласуется с данными, полученными в расчетах методом EMTO-CPA [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Упругие свойства сплавов ОЦК V–Ti были исследованы из первых принципов в диапазоне концентраций 0 – 20 ат.% титана методом LAPW в рамках пакета WIEN-2k. Беспорядок замещения моделировался с использованием специальной техники квазислучайной структуры. Изучено влияние добавки Ti на объемный модуль ОЦК кристаллической решетки сплавов. Результаты, полученные в данной работе, свидетельствуют о снижении объемного модуля сплавов V–Ti с увеличением содержания титана.

Мы продемонстрировали, что используемая методика моделирования позволяет предсказывать модули упругости в согласии с экспериментальными данными и результатами других теоретических расчетов. Это позволяет использовать полученные

результаты для параметризации эффективных межчастичных EAM-потенциалов, для использования в молекулярно-динамическом моделировании. Такое моделирование можно будет использовать для эффективного исследования концентрационных зависимостей упругих констант в более сложных системах, например V–Ti–Cr, поскольку этот метод требует существенно меньших вычислительных ресурсов.

Авторы приносят благодарность Российскому научному фонду (грант № 23-22-10039) за финансирование для поддержки данной работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Никулин С. А., Вогинов С. Н., Рожнов А. Б.** Ванадиевые сплавы для ядерной энергетики. М.: НИТУ МИСиС, 2014. 206 с.
2. **Muroga T.** Vanadium Alloys for Fusion Blanket Applications // MATERIALS TRANSACTIONS. 2005. Vol. 46(3). P. 405 – 411.
3. **Katahara K.W., Manghnani M.H., Fisher E.S.** Pressure derivatives of the elastic moduli of BCC Ti-V-Cr, Nb-Mo and Ta-W alloys // J. Phys. F Met. Phys. 1979. Vol. 9. P. 773 – 790.
4. **Behaviors of alloying element titanium in vanadium: From energetics to tensile/shear deformation / Gui L.-J., et al.** // Comput. Mater. Sci. 2013. Vol. 77. P. 348 – 354.
5. **Elastic properties of vanadium-based alloys from first-principles theory / X. Li, et al.** // Physical Review B. 2012. Vol. 86(1). No 014105.
6. **Efficient cluster expansion for substitutional systems / D.B. Laks, L.G. Ferreira, S. Froyen, A. Zunger** // Physical Review B. 1992. Vol. 46 (19). P. 12587 – 12605.
7. **Olsson P.A.T.** Semi-empirical atomistic study of point defect properties in BCC transition metals // Computational Materials Science. 2009. Vol. 47(1). P. 135 – 145.
8. **Bolef D.I., Smith R.E., Miller J.G.** Elastic properties of vanadium. I. Temperature dependence of the elastic constants and the thermal expansion // Phys. Rev. B. 1971. Vol. 3. P. 4100 – 4108.
9. **Knight Shifts and Magnetic Susceptibilities in V Alloys with Ti, Cr, and Tc / D.O. Van Ostenburg, et al.** // Physical Review. 1962. Vol. 128(4). P. 1550–1554.
10. **Mehl M.J., Papaconstantopoulos D.A.** Applications of a tight-binding total-energy method for transition and noble metals: Elastic constants, vacancies, and surfaces of monatomic metals // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 4519 – 4530.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ С ВНУТРЕННИМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЕМ

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время все более актуальной становится проблема повышения энергоэффективности и безопасности ядерных энергетических установок. Одним из путей решения этой проблемы является использование тепловыделяющих сборок с микротвэлами (ТВС МТ) [1,2]. Конструкция ТВС МТ была предложена в работе [1]. В такой сборке микротвэлы размещаются между перфорированными чехлами в виде свободной засыпки и непосредственно охлаждаются однофазным или двухфазным теплоносителем. Такие тепловыделяющие сборки могут быть использованы в атомных станциях малой мощности, так как обладают надежной радиационной безопасностью в случае возникновения аварий. Одна из трудностей, возникающая при внедрении микротвэлов в ядерные энергетические установки, состоит в недостаточной изученности теплогидравлических характеристик в засыпках из шаров с внутренним тепловыделением.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для экспериментального исследования в работе создан новый экспериментальный стенд, который включает в себя гидравлический контур, систему измерения, сбора и обработки информации, рабочий участок с шаровой засыпкой, систему высокочастотного индукционного нагрева для обеспечения тепловыделения в шаровой засыпке. Стенд рассчитан на следующие режимные параметры: температура теплоносителя до 100 °С, давление теплоносителя до 1,5 МПа, расход теплоносителя (0,01–0,50) кг/с, мощность индукционного нагрева до 20 кВт. В качестве теплоносителя использована дистиллированная вода.

Рабочий участок с шаровой засыпкой (рис. 1) состоит из двух коаксиально расположенных трубок из поликарбоната 3, 4. Внешняя трубка 3 стягивается фланцами из стеклотекстолита 1, 10 с помощью четырех шпилек 6. Внутренняя трубка диаметром $D = 51$ мм состоит из четырех частей между которыми располагаются решетки с круглыми отверстиями диаметром 1,5 мм 2, 5, 8. Шарики диаметром $d_{ш} = 2,0$ мм в виде свободной засыпки высотой $H = 100$ мм размещаются во внутренней трубке между решетками 5 и 8. Шарики изготовлены из стали марки AISI 420. Тепловыделение в шаровой засыпке обеспечивается высокочастотным индукционным нагревом. Отборы давления ($p1$, $p2$) изготовлены из капиллярной трубки диаметром 3 мм. Схема расположения термопар в рабочем участке приведена на рис. 2. Термопары

размещены в трех сечениях по радиальной координате и в семи сечениях по осевой координате.

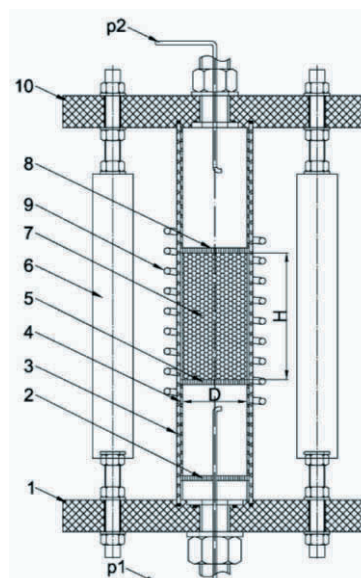


Рис.1 Рабочий участок: 1, 10 – фланцы из стеклотекстолита; 2,5,8 – решетки; 3 – внешняя трубка из поликарбоната; 4 – внутренняя трубка из поликарбоната; 6 – шпильки, стягивающие рабочий участок; 7 – шаровая засыпка; 9 – катушка индуктора; $p1$, $p2$ – отборы давления.

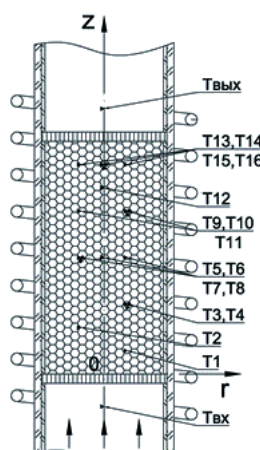


Рис. 2. Расположение термопар в рабочем участке.

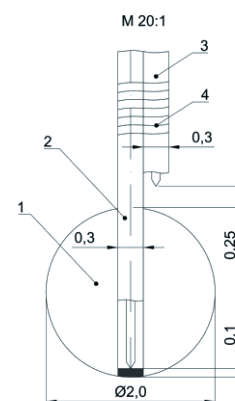


Рис. 3. Элемент для определения температуры стенки шарика и жидкости.

Для определения коэффициента теплоотдачи несколько термопар заделаны в шарики и измеряют температуры стенки шарика. В непосредственной близости от таких шариков расположены термопары для измерения температуры жидкости. Схема такого элемента представлена на рис. 3.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

3.1. Первичные экспериментальные данные

На рисунках 4 и 5 представлены распределения температуры по осевой и радиальным координатам. По осевой координате температура растет линейно. По радиальной координате можно видеть постоянное значение температуры в сечениях, где установлено несколько термопар, что говорит о равномерном прогреве шаровой засыпки по радиусу.

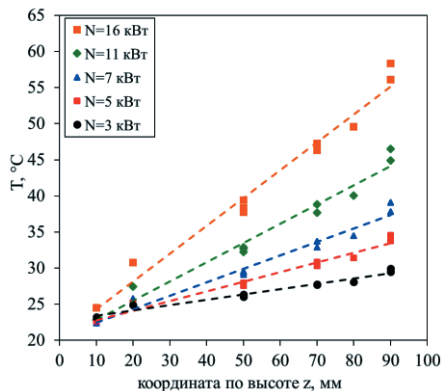


Рис. 4. Распределение температуры по осевой координате шаровой засыпки при $G=0,084$ кг/с ($\rho U=41,2$ кг/($m^2 \cdot c$)).

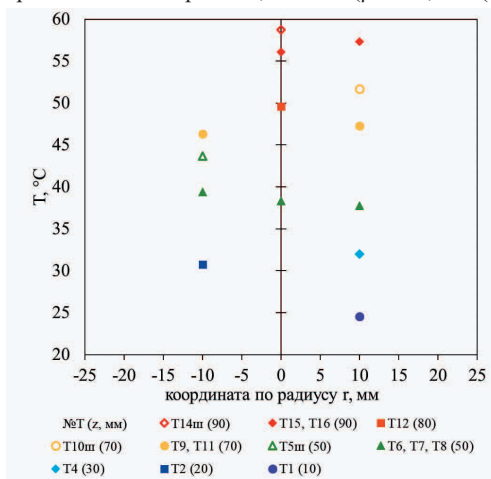


Рис. 5. Распределение температуры по радиусу шаровой засыпки при $G=0,084$ кг/с ($\rho U=41,2$ кг/($m^2 \cdot c$)), $N=16$ кВт.

На рисунке 5 сплошными маркерами нанесены показания термопар, которые измеряют температуру жидкости, маркеры без заливки показывают температуру стенки шариков.

3.2. Коэффициент теплоотдачи

На основе показаний термопар, объединенных в элементы (см. рис. 3) были рассчитаны локальные коэффициенты теплоотдачи. Зависимость осредненного по трем точкам коэффициента теплоотдачи от массового расхода теплоносителя представлена на рис. 6.

Числа Нуссельта и Рейнольдса для шаровой засыпки принято определять по формулам:

$$Nu = \frac{\alpha d_{ш}}{\lambda}, \quad Re = \frac{U d_{ш}}{\nu},$$

где U – скорость фильтрации жидкости через шаровую засыпку.

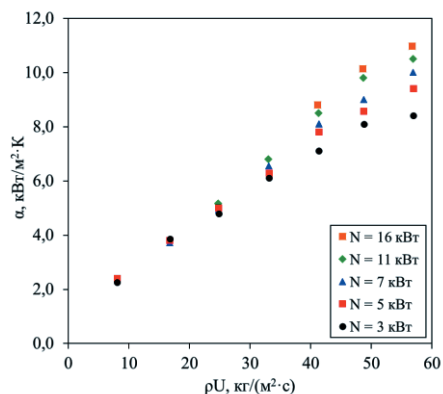


Рис. 6. Зависимость осредненного коэффициента теплоотдачи от массовой скорости.

Зависимость безразмерного коэффициента теплоотдачи от числа Рейнольдса представлена на рис. 7. Все экспериментальные точки могут быть обобщены единой зависимостью. Критериальное уравнение будет определено в дальнейшей работе, так как для шаровых засыпок в литературе представлено достаточно большое количество таких уравнений, полученных разными авторами. Результаты расчета по имеющимся соотношениям показывают существенные как количественные, так и качественные расхождения.

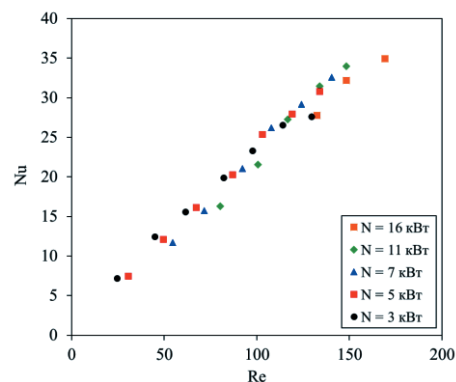


Рис. 7. Зависимость числа Нуссельта от числа Рейнольдса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые экспериментальные данные о теплообмене в шаровых засыпках с внутренним тепловыделением. Все экспериментальные точки могут быть обобщены единой критериальной зависимостью.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-4552.2022.4.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Перспективы** развития микротвэлов в ВВЭР / Н.Н. Пономарев, Н.Е. Кухаркин, А.А. Хрулев, Ю.Г. Дегальцев // Атомная энергия. 1999. Т. 86. Вып. 6. С. 443 – 449.
1. **Войтов И.В., Колос В.П.** Реакторы с микротвэлами: гидродинамика проницаемых каналов насыпной сборки // Известия Национальной академии наук Беларуси. Серия физико-технических наук. 2019. Т. 64, № 2. С. 190 – 204.

А.И. Губанова^{1,2}, М. К. Губкин¹, К.А. Рогозин^{1,2}, Д.А. Анисимов^{1,2}, К.В. Чан¹,
М.С. Чилин^{1,2}, А.А. Коньков¹, В.П. Будаев^{1,2}, Д.И. Кавыришин^{1,3}, С.Д. Федорович¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

³Объединенный институт высоких температур РАН,
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ МУЛЬТИКАСПОВОЙ ЛОВУШКИ С СИСТЕМОЙ ВЧ-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПЛМ-М

ВВЕДЕНИЕ

Магнитное поле широко используется в современных термоядерных установках для длительного удержания плазмы. Существуют различные схемы магнитных систем (пробкотрон, якоря, стержни Иоффе), обеспечивающих удержание плазмы в диапазоне требуемых параметров. Расчет распределения магнитного поля позволяет определить области низкого магнитного давления, а линии индукции дают представления о траекториях движения частиц, что впоследствии даст возможность описать процессы переноса в лабораторной плазме.

2. ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ПЛМ-М

Плазменная установка ПЛМ-М – мультикасповая линейная магнитная ловушка со стационарным плазменным разрядом для плазменных испытаний материалов термоядерного реактора. Установка ПЛМ-М (рис. 1) сооружена на базе имеющейся установки ПЛМ (НИУ «МЭИ»). ПЛМ-М включает в себя две магнитные системы: соленоиды с постоянным током и линейные мультикаспы [1].

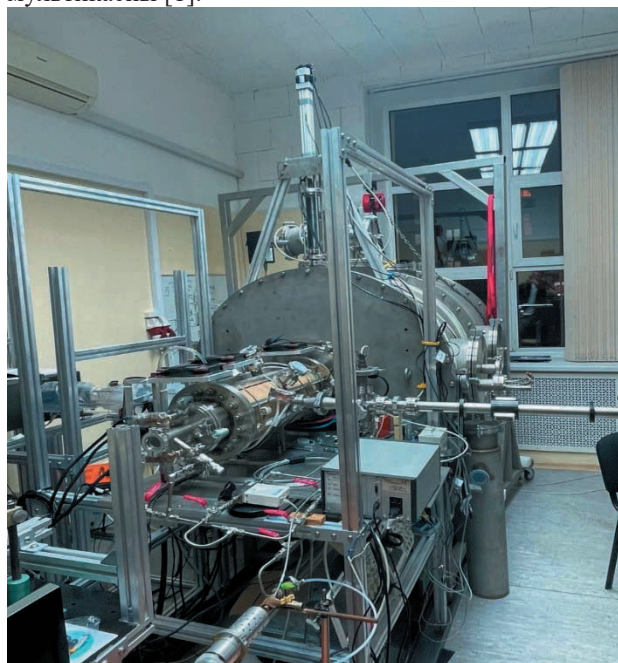


Рис. 1. Плазменная установка ПЛМ-М – симулятор дивертора.

Параметры ПЛМ-М приведены в таблице.

Таблица. Параметры установки ПЛМ-М

Параметр	
Диаметр камеры/плазменного пучка, см	16/3,5
Концентрация электронов плазмы, см ⁻³	10 ¹³
Температура электронов плазмы, эВ	1 – 10
Ионный поток на испытуемый макет, м ⁻² с ⁻¹	10 ²³ –10 ²⁵
Нагрузка плазменно-тепловая на испытуемый W модуль МВт/м ²	4,5
Стационарный плазменный разряд более 300 мин	
Рабочий газ – гелий	

3. МЕТОД СУПЕРПОЗИЦИИ И МЕТОД ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К РАСЧЕТУ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М

Магнитная система лабораторной установки ПЛМ-М состоит из четырех медных соленоидов С1, С2, С3, С4 с токами 200, 200, 85 и 120 А соответственно и системой поперечно-намагниченных неодимовых магнитов N45H. Радиусы соленоидов равны 90, 82,5 и 150 мм. Для расчета магнитного поля, создаваемого соленоидами, применялся метод векторного потенциала. Так как задача азимутально-симметрична, расчет векторного потенциала витка проводился для двух компонент в декартовых координатах:

$$\begin{cases} A_x = -\frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a \sin \varphi d\varphi}{\sqrt{(x - a \cos \varphi)^2 + (y - a \sin \varphi)^2 + z^2}}, \\ A_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a \cos \varphi d\varphi}{\sqrt{(x - a \cos \varphi)^2 + (y - a \sin \varphi)^2 + z^2}}, \\ A_z = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где μ_0 – магнитная постоянная; I – ток в витке; a – радиус витка; φ – угол интегрирования; x, y, z – координаты исследуемой точки; A_x, A_y, A_z – компоненты векторного потенциала.

Тогда компоненты вектора магнитной индукции можно найти следующим образом:

$$B_r = \frac{\mu_0 I a z}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos\varphi d\varphi}{[a^2 + r^2 + z^2 - 2ar\cos\varphi]^{\frac{3}{2}}}, \quad (2)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{(a - r\cos\varphi)d\varphi}{[a^2 + r^2 + z^2 - 2ar\cos\varphi]^{\frac{3}{2}}}. \quad (3)$$

где $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ – радиус-вектор, B_r, B_z – компоненты вектора магнитной индукции в цилиндрической системе координат [2].

Согласно методу суперпозиции суммарное магнитное поле, создаваемое разными элементами магнитной конфигурации, может быть найдено путем векторного сложения компонент вектора магнитной индукции:

$$\vec{B}_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^N \vec{B}_i \quad (4)$$

Магнитное поле от линейных мультикаспов рассчитывалось исходя из свойств материала и векторов намагниченности.

4. КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЛИНИЙ ИНДУКЦИИ

Проведено моделирование конфигурации магнитных полей в программе COMSOL Multiphysics 5.6. По результатам расчета в центре основных соленоидов магнитное поле достигает значения 35 мТл, в то время как на выходе из установки значения лежат в диапазоне 5 – 15 мТл. Распределение магнитного поля и линии магнитной индукции (серым цветом) представлены на рис. 2.

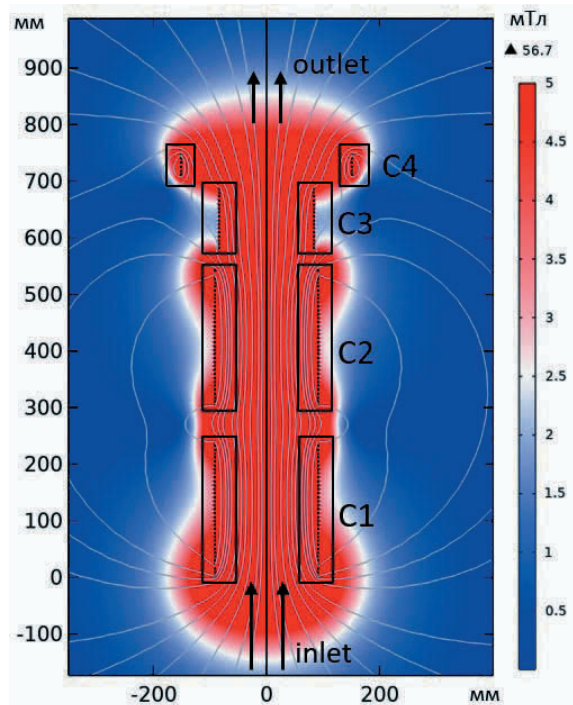


Рис. 2. Линии индукции и распределение магнитного поля, создаваемого соленоидами C1, C2, C3, C4 в установке ПЛМ-М.

Получено распределение магнитного поля от системы линейных мультикаспов установки

ПЛМ-М, рис. 3, 4. Система линейных мультикаспов создает краевое магнитное поле, что позволяет удерживать плазму в центре установки и предотвратить выход плазмы на стенку.

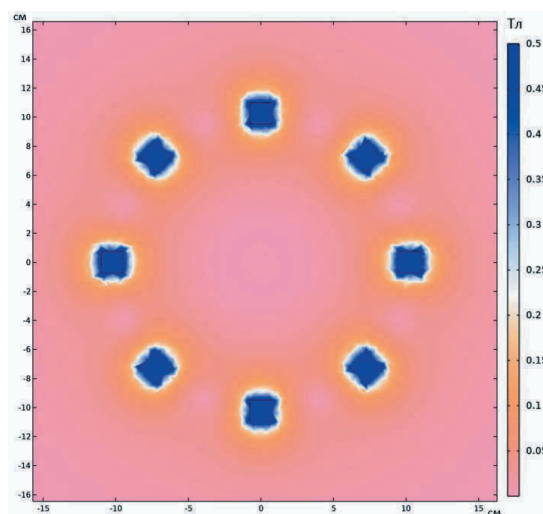


Рис. 3. Распределение магнитного поля, создаваемого линейными мультикаспами.

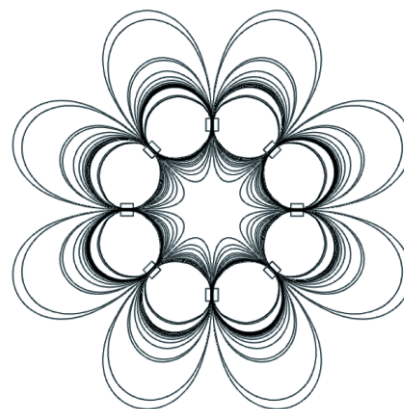


Рис. 4. Линии индукции магнитного поля, создаваемого линейными мультикаспами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено моделирование магнитных полей, создаваемых в установке ПЛМ-М. Полученные картины распределений позволяют говорить о значительном увеличении модуля индукции магнитного поля на периферии установки по сравнению со значением в центре. Данное явление выполнено с целью обезопасить стенку от мощных плазменных потоков. Линии индукции магнитного поля позволяют судить о траекториях движения как отдельных частиц, так и плазмы в целом, как сплошной среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Плазменная** установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения / В.П. Будаев, С.Д. Федорович, М.В. Лукашевский и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 3. С. 23 – 36.
2. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теоретическая физика. В 10 т. Том 2. Теория Поля. 2003. 536 с. М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003.

ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ

ВВЕДЕНИЕ

История создания термоядерных установок насчитывает уже более 70 лет. В первых токамаках задача охлаждения и термостабилизации компонентов, обращенных к плазме, в основном была связана с проблематикой создания вакуума нужного давления. С ростом времени жизни и энергии плазменного разряда менялись требования к температуре компонентов, обращенных к плазме, стало необходимым охлаждение первой стенки установок. Появление диверторных конфигураций вывело проблему термостабилизации компонентов на новый уровень, стала необходимой разработка методов охлаждения, способных обеспечить стационарный теплоотвод и термостабилизацию устройств при плотности теплового потока, до десяти раз превышающих критическую плотность теплового потока (КТП) при кипении в большом объеме воды ($1,2 \text{ МВт/м}^2$). Для современных проектов термоядерных реакторов (ITER и др.) требуемый уровень плотности теплового потока при термостабилизации элементов составляет $10 - 40 \text{ МВт/м}^2$ (в сочетании с требованием термостабилизации на уровне $300 \text{ }^\circ\text{C}$). Эти задачи вызвали появление ряда специально выполненных работ по исследованию интенсификации теплообмена как однофазного, так и двухфазного, наиболее массового шедших на момент разработки проекта ITER, во временном интервале примерно 1990 – 2010 гг. Интерес к подобным исследованиям сохраняется и в настоящее время, что обусловлено разнообразием разрабатываемых как национальных, так и международных термоядерных проектов. В докладе выполнен анализ проведенных исследований, отобраны наиболее обоснованные решения.

1. ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ

Основной задачей выполненных исследований в обоснование проекта ITER являлось изучение теплообмена и КТП при кипении воды в условиях, моделирующих теплообмен в компонентах установок, обращенных к плазме и проверка нескольких способов интенсификации теплообмена и КТП: закрутка потока с помощью скрученных лент; внутреннее оребрение по типу «гипервапотрон» и винтовой резьбы. Работы по исследованию теплообмена и кризиса при кипении в недогретом потоке можно разделить на две группы по условиям моделирования одностороннего нагрева. В ряде работ использовался омический нагрев, а неравномерный по периметру нагрев обеспечивался использованием труб с переменным поперечным сечением, нагреванием половины изолированной части трубы или напыле-

нием другого металла (медь на нержавеющую сталь). Использование омического нагрева не полностью моделирует условия одностороннего нагрева потоками высокоэнергетических частиц в термоядерных установках. Это обстоятельство не позволяет переносить результаты опытов с использованием омического нагрева на реальные конструкции в установках и реакторах управляемого термоядерного синтеза.

Для второй группы работ характерно моделирование условий гидродинамики и теплообмена, наиболее приближенное к условиям работы приемников пучков частиц и диверторов термоядерных установок. Работы коллективов авторов из исследовательского центра ассоциации «Евроатом» (Франция) [1], исследовательского института атомной энергии (JAERI, Япония) [2], НИИЭФА им. Ефремова [3] проводились в рамках программы конструирования дивертора ITER, итоги работы этих коллективов отражены в совместной публикации [4]. Кроме того, необходимо отметить работы, выполненные в МЭИ на кафедрах ИТФ [5] и ОФиЯС [6–7], а также работу [8]. Принципиальные схемы установок [1–8], методики проведения исследований и обработки первичных данных, несмотря на независимость исследований, оказались сходными. Односторонний нагрев горизонтально расположенных рабочих участков осуществлялся пучком заряженных частиц (электронов или ионов), а охлаждение – недогретым до температуры насыщения закрученным с помощью вставленной внутрь канала скрученной ленты потоком воды. Рабочие участки представляли собой фрагменты реальных элементов дивертора и приемников пучков – отрезки медных труб с внутренним цилиндрическим каналом диаметром 4–16 мм и цилиндрическим или прямоугольным внешним периметром с толщиной стенки до 6 мм. В рабочих участках в некоторых характерных точках размещались термодпары. В ходе экспериментов фиксировались показания этих термодпар, параметры потока воды на входе и выходе из рабочего участка и подводимая мощность. Основной задачей исследований было получение информации о режимах теплообмена и банка данных о критических тепловых нагрузках при кипении.

В наибольшем объеме опытные данные получены на установках JAERI [2], ассоциации «Евроатом» [1] и кафедры ОФиЯС МЭИ [6–7]. Основным результатом исследований [1–8] стали апробированные на экспериментальных данных методы расчета теплообмена и потерь давления для всех видов интенсификации теплообмена, значения КТП. В таблице представлены достигнутые значения КТП и параметры потока воды.

Таблица. Экспериментальные данные о КТП при кипении в недогретом закрученном потоке в условиях одностороннего нагрева

Источник	Число точек	Давление на выходе, МПа	Скорость, м/с	Температура на входе, °С	Внутренний диаметр, мм	Коэффициент закрутки	КТП, МВт/м ²
[8]	3	1,14	3,0 4,5 10	30	7,62	0,79	37 – 60
[1]	47	1,0 – 3,7	30 – 16	35 – 171	10 14 18	0,79	16,8 – 68,6
[2]	15	0,98 – 1,49	4 – 20	21,5 – 25,5	7	0,52	19,8 – 45,9
[5]	22	0,1 – 1,0	0,2 – 3,0	25 – 130	8	0,90	2,4 – 14,2
[7]	110	0,7 – 2,0	0,3 – 25	20 – 60	2 4 8	0,90; 0,66 0,49; 0,39 0,37; 0,25 0,19; 0	20,0 – 78,3

Результаты работ [1 – 8] и других позволили отобрать закрутку потока с помощью лент и внутреннее оребрение по типу «гипервапотрон» как наиболее действенные способы интенсификации, обеспечивающие необходимый теплообмен и запас до кризиса теплообмена при термостабилизации первой стенки, диверторных и пучковых приемников ITER, определить требуемые параметры потока воды. Есть полная уверенность в способности данных методов термостабилизировать обращенные к плазме компоненты при проектных значениях плотностей тепловых потоков.

За последнее десятилетие по данной проблематике был опубликован ряд работ, прежде всего китайских исследователей, повторяющих ранее сделанные работы и подтверждающие полученные результаты.

2. ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКТОРЫ

Переход от исследовательских установок, даже масштаба ITER, к проектированию энергетических термоядерных и гибридных реакторов требует постановки новых исследований и методов термостабилизации. Очевидно, что при требуемом с термомеханической стороны уровне температур первой стенки ~ 300 °С использование воды не представляется возможным для всех типов конструкций, обращенных к плазме. Рассматривается множество альтернативных теплоносителей – газы, водо-воздушные спреи, жидкие металлы, солевые растворы, способные сочетать разные функции. Исследуются методы интенсификации кипения и повышения КТП, способные сохранить воду как теплоноситель в ряде наиболее теплонапряженных элементах конструкций.

Большое разнообразие компонентов, обращенных к плазме и требующих особых условий охлаждения и термостабилизации (только вариантов испытательных модулей бланкета, воспроизводя-

щих тритий в ITER и реализующих разные теплоносители известно около десятка) требует тщательной проработки задачи теплообмена. На кафедре ОФИАС НИУ «МЭИ» выполнены систематизированные опытные исследования теплообмена при фазовых переходах с использованием охлаждения диспергированным потоком вертикальных плоских мишеней и каналов, интенсификации теплообмена при кипении и КТП в большом объеме на структурированных поверхностях. Для условий охлаждения диспергированным потоком воды использованы жидкостные форсунки и форсунки с несущей газовой фазой (водо-воздушные). Достигнуты плотности тепловых потоков до 10 МВт/м² при эффективности использования воды более 50 % и малых расходах воды.

В докладе представлены использованные экспериментальные установки и методики измерений, полученные экспериментальные данные, методы расчета теплообмена и КТП, в том числе на структурированных поверхностях.

Часть работы выполнена в рамках государственного задания № FSWF-2020-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Boscary J., Fabre J., Schlosser J.** Critical heat flux of water subcooled in one-side heated swirl tubes // Int. J. Heat and Mass Transfer. Vol. 42. No 2. 1999. P. 287 – 301.
2. **Experiments** on heat transfer of smooth and swirl tubes under one-sided heating conditions / M. Araki, M. Ogawa, T. Kunugi, et al. // Int. J. Heat Mass Transfer. 1996, Vol.39. No 14. P. 3045 – 3055.
3. **Divavin V.A., Grigoriev S.A.** Boiling Crisis at Heat Transfer Intensification on Divertor Surfaces under Resistive and e-Stream Heating Condition // Fusion Technology. 1996. P. 311 – 314.
4. **Critical** heat flux analysis and R&D for the design of the ITER divertor/ A.R. Raffray, J. Schlosser, M. Akiba, et al. // Fusion Engineering and Design. 1999. No 45. P. 377 – 407.
5. **Влияние** закрутки потока и пористого покрытия на характеристики теплосъема при кризисе теплообмена в каналах с неоднородным нагревом / Ю.А. Кузма-Кичта, А.С. Комендантов, А.А. Оводков и др. // ТВТ. 1992. Т. 30. № 4. С. 772 – 777.
6. **Hydrodynamics** and heat transfer in swirl flow under conditions of one-side heating. Part 1: Pressure drop and single-phase heat transfer / A.V. Dedov, A.T. Komov, A.N. Varava, V.V. Yagov // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. Issues 19 – 20. P. 4123 – 4131.
7. **Hydrodynamics** and heat transfer in swirl flow under conditions of one-side heating. Part 2: Boiling heat transfer. Critical heat fluxes / A.V. Dedov, A.T. Komov, A.N. Varava, V.V. Yagov // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. Issues 21 – 22. P. 4966 – 4975
8. **Koski J.A., Groessman C.D.** Critical heat flux Investigations for Fusion-Relevant Condition With Water The Use of A Rastered Electron Beam Apparatus // ASME. 1988. Paper 88-WA/NE-3.

ПРИМЕНЕНИЕ НАНОТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ РЕАКЦИЙ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

ВВЕДЕНИЕ

Основным фактором, препятствующим проведению реакций ядерного синтеза является преодоление кулоновского барьера, связанного с электростатическим отталкиванием положительно заряженных ядер атомов. Для изучения особенностей протекания таких реакций обычно используется ускорители ионов [1], использование которых позволяет преодолевать кулоновский барьер, создавая пучки высокоэнергетических ионов, энергия которых превышает энергию электростатического отталкивания. Аналогичный прием инициирования ядерного взаимодействия используется в термоядерных установках, в которых создаются условия получения высокоэнергетических ионов путем высокотемпературного разогрева плазмы. Для повышения вероятности прямых столкновений ионов в реакторном объеме создаются условия повышения давления. В то же время проблемы решения задачи построения систем, позволяющих проведение реакций термоядерного синтеза в управляемом режиме пока по-прежнему далеки от разрешения [2]. Идеологи так называемого «холодного» ядерного синтеза делали попытки его реализации путем поиска каналов его инициирования, используя химические и кристаллографические подходы [3] и даже биологические методы [4]. В ряде случаев работы этого направления приносили некоторые результаты, но они характеризовались ничтожной эффективностью, поскольку по сути своей представляют попытки преодоления кулоновского барьера путем подбарьерного туннелирования. Помимо указанных направлений в недрах нанотехнологии был найден альтернативный подход преодоления кулоновского ограничения к возможностям ядерного синтеза на основе использования явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков [5].

1. ЯВЛЕНИЕ ВОЛНОВОДНО-РЕЗОНАНСНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Чтобы понять смысл явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков, надо обратить внимание на то, что при отражении потока квазимонохроматического рентгеновского излучения на материальном интерфейсе при углах падения, соответствующих полному

внешнему отражению возникает область интерференции вследствие взаимодействия падающего и отраженного потоков [5]. Размер этой области определяется фазовыми критериями на основании которых оказалось, что ее продольный и поперечный размеры определяются половиной длины когерентности излучения отражаемого потока $L = \lambda_0^2 / 2\Delta\lambda$ (λ_0 – средняя длина волны излучения, $\Delta\lambda$ – степень ее монохроматичности). Факт ограниченности размера области интерференции, позволил утверждать, что при транспортировке рентгеновского потока плоской протяженной щелевой структурой возможна реализация двух принципиально различающихся механизмов распространения. Если ширина щели больше размера возникающей при отражении области интерференции, реализуется механизм многократного последовательного полного внешнего отражения. При альтернативном соотношении размеров наблюдается волноводно-резонансное распространение потока вследствие взаимного перекрытия локальных интерференционных областей и образования однородного интерференционного поля стоячей радиационной волны. На рисунке 1 показаны схемы распространения рентгеновского потока, соответствующие указанным механизмам. Устройства, функционирующие в рамках волноводно-резонансного механизма были названы плоскими рентгеновскими волноводами-резонаторами (ПРВР).

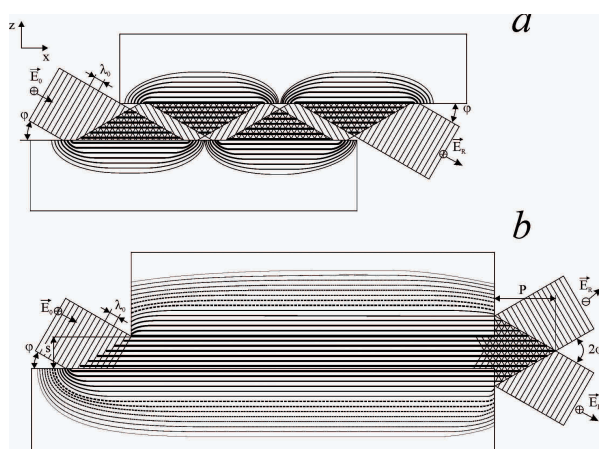


Рис. 1. Схемы распространения рентгеновского радиационного потока в широком щелевом зазоре (а) и в щелевом зазоре (б), ширина которого меньше половины длины когерентности излучения транспортируемого потока.

2. СВОЙСТВА ПРВР

ПРВР захватывает излучение в апертуре двойного угла полного внешнего отражения, транспортирует его своим щелевым зазором почти без ослабления и формирует на выходе поток с углом расходимости, равным углу захвата. Свойством ПРВР, важнейшим для рентгеновской фотоники, является эффект формирования пучков наноразмерной ширины и повышенной (примерно на 3 порядка) радиационной плотности. Одно из свойств ПРВР было выявлено в результате исследований по снижению угловой расходимости формируемого рентгеновского потока. Они показали, что возбуждаемые радиационными потоками однородные интерференционные поля стоячих радиационных волн могут взаимодействовать с образованием потоков излучения с другими параметрами, аналогично тому, как происходит преобразование частот в супергетеродинных радиоприемниках. Выполненные исследования показали, что, используя ПРВР специальных конструкций, возможно осуществить взаимодействие независимых радиационных потоков через взаимное влияние однородных интерференционных полей стоячих радиационных волн, возбужденных этими потоками. В частности, было показано, что в определенных условиях могут взаимодействовать независимые рентгеновские и оптические потоки, причем это взаимодействие имеет резонансный характер [6]. Указанное свойство плоских рентгеновских волновоодно-резонансных структур может быть использовано для реализации реакций ядерного синтеза.

3. ПРИМЕНЕНИЕ ПРВР ДЛЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ АТОМНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПОТОКОВ ВЕЩЕСТВА

Изучение свойств и особенностей потоков атомов, молекул и элементарных частиц показало, что они как и рентгеновские, оптические и другие радиационные потоки могут быть описаны на основе волновых представлений с введением след за де Бройлем [7] средней длины волны $\lambda_0 = h/mv$, степенью монохроматичности потока $\Delta\lambda = h\Delta v/mv^2$ и длиной когерентности $L = h/m\Delta v$. h является постоянной Планка, m и v представляют массу и скорость движения частиц, Δv определяет средний разброс скорости частиц в потоке. Прямые экспериментальные исследования показали, что атомные и нейтронные пучки ведут себя аналогично потокам рентгеновского излучения, демонстрируя возможность дифракции, полного внешнего и Брегговского отражений, а также способности формировать интерференционные области стоячих радиационных волн [8,9]. Полученные в указанных работах экспериментальные данные позволяют ожидать, что атомные и молекулярные потоки незаряженных частиц могут быть захвачены в наноразмерные плоские протяженные щелевые

зазоры, т.е. в ПРВР, и сформируют в пространствах этих зазоров однородные интерференционные поля стоячих радиационных волн. Наличие однородных интерференционных полей дает основание полагать, что могут быть найдены условия их резонансного преобразования, т.е. получения потоков частиц с другими атомными номерами, что представляет собой реализацию реакций ядерного синтеза без преодоления кулоновского барьера. При этом важно иметь в виду, что средние энергии атомных и молекулярных потоков для их подбора рентгеновскому излучению должны соответствовать уровню $E \sim 0,01$ эВ и меньше, как это, например, принято в работе с потоками холодных нейтронов. Кроме того в отличие от исследований с использованием рентгеновских потоков, выполнение работ с низкоэнергетическими пучками атомов и молекул потребует применения высоковакуумных камер.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в работе подход к возможной реализации реакций ядерного синтеза не является утопической идеей. Проведение научно-исследовательских работ в рамках предлагаемого проекта мало затратно. Его выполнение позволит создать технологическую основу для полного решения энергетической проблемы на базе ядерного синтеза с использованием атомов дейтерия, в котором нет недостатка поскольку в природной воде присутствует 2 % молекул D_2O . Кроме того, эта технологическая база может послужить основой для производства редких изотопов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hellborg R.** Electrostatic accelerators fundamentals and applications. Berlin: Springer, 2005. 620 p.
2. **Миямото К.** Основы физики плазмы и управляемого синтеза. М.: Физматлит, 2007. 424 с.
3. **Storms E.** The science of low energy nuclear reactions. New Jersey: World Scientific Press, 2007. 312 p.
4. **Высоцкий В.И., Корнилова А.А.** Ядерный синтез и трансмутация изотопов в биологических системах. М.: Мир, 2003. 161 с.
5. **Electromagnetic propagation and waveguides in photonics and microwave engineering / E.V. Egorov, V.K. Egorov; Eds. By P. Steglich.** London: Intechopen Publication, 2020. P. 145 – 166.
6. **Egorov V.K., Egorov E.V., Rogozhnikov G.S.** Controlled X-ray nanophotonics: pioneer results // Proc. Of 24th International Symposium: Nanostructures and Technology. Saint Petersburg: S.P. Acad. Univ. Press, 2016. P. 281 – 282.
7. **De Broglie L.** Recherches sur la theorie des quanta // Ann. De Phys. 1925. Vol. 3. 10 ser. P. 22 – 128.
8. **Никитенко Ю.А.** Нейтронные стоячие волны в слоистых системах: образование детектирования и применение в нейтронной физике для исследования наноструктур // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2009. Т. 40. № 6. С. 1680 – 1794.
9. **Esterman I., Stern O.** Beugung von molekularstrahlen // Zeitschrift fur physic. 1930. Bd. 61. P. 95 – 125.

УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОКАМАК МИФИСТ-0: СОСТОЯНИЕ НА 2023 ГОД

ВВЕДЕНИЕ

Эксплуатация крупных научных установок, таких как токамаки Т-15МД, Глобус-М2, создающихся сейчас ТРТ и ИТЭР, требует высококвалифицированного персонала с широким диапазоном специализаций. Каждый тип диагностики, применяемой на токамаке, требует узкого специалиста по этой диагностике. Также необходимы физики-экспериментаторы и физики-теоретики, знакомые как с физикой плазмы, так и с вопросами взаимодействия плазмы с поверхностью. Подготовка специалистов по данным направлениям не может быть полной без прохождения ими практики на установках типа токамак, по своим свойствам приближенным к крупным установкам. Одновременно с этим использование крупных установок в качестве учебных нецелесообразно и подчас невозможно.

Малый университетский токамак МИФИСТ-0 [1] является ответом на означенную проблему и создан как учебно-демонстрационная площадка для подготовки высококвалифицированных кадров в области управляемого термоядерного синтеза. При этом сам процесс создания и улучшения токамака, происходящий с активным привлечением студентов, также решает задачу подготовки новых кадров.

1. КОНСТРУКЦИЯ ТОКАМАКА

Токамак МИФИСТ-0 – сферический токамак с большим радиусом $R = 24$ см, малым радиусом $a = 13$ см, аспектным соотношением 1.9, вертикальной вытянутостью по камере $\sim 2,2$ (рис. 1). Токамак имеет 6 экваториальных патрубков с проходным диаметром 154 мм. Остаточный вакуум составляет $\sim 10^{-6}$ мБар и достигается после ~ 1 суток откачки без необходимости прогрева камеры.

В конструкции токамака применен ряд решений, позволяющий уменьшить стоимость, сложность и инфраструктурные требования. В частности, вместо отдельных тороидальных катушек для создания тороидального поля применяется винтовой тороидальный соленоид, что позволяет добиться идеального согласования тока между отдельными витками соленоида, а также значительно упрощает процедуры монтажа/демонтажа [2]. Для уменьшения влияния рассеянных полей от центрального соленоида и облегчения начальных стадий развития разряда центральный соленоид последовательно соединяется с наборами полоидальных витков, формируя распределенный воздушный индуктор.

Для облегчения пробоя токамак оснащен системой СВЧ предионизации на частоте 2,45 ГГц мощностью около 1 кВт с настраиваемым согласованием и поляризацией вводимой мощности, возможностью измерения падающей и отраженной мощности в течение разряда [3].

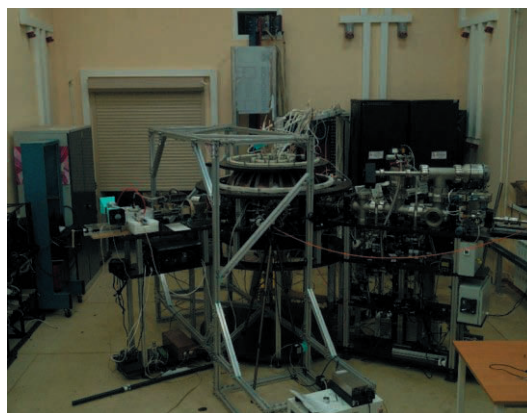


Рис. 1. Токамак МИФИСТ-0. Состояние на 2023 год.

2. ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Токамак оснащен набором диагностик, позволяющим определять основные параметры плазмы несколькими методами. Большая часть диагностики разработана и создана силами студентов и сотрудников НИЯУ МИФИ. На текущий момент токамак МИФИСТ-0 оснащен следующими диагностиками [1]:

- петли напряжения на обходе. Две петли на внутреннем обходе, петли на верхней и нижней точках камеры, две петли на внешнем обходе;
- пояса Роговского для измерения тока плазмы. Один пояс вне камеры, один пояс внутри камеры, интегрирован с кольцевым лимитером токамака;
- магнитные зонды – 6 магнитных зондов для измерения положения плазменного шнура;
- универсальный ввод со сменными головками, позволяющий быструю смену электрических зондов различных конфигураций. На текущий момент реализованы двойной и тройной зонды Ленгмюра;
- пассивные оптические диагностики: быстрая камера, обзорный спектрометр, быстрый фотодиод с фильтром на линии;
- активные оптические диагностики: ИК гетеродинный интерферометр, СВЧ интерферометр.

Для токамака также разрабатываются рентгеновский спектрометр и анализатор нейтралов перезарядки [4, 5].

3. СОСТОЯНИЕ НА 2023 ГОД

За 2023 год для токамака МИФИСТ-0 был разработан автоматизированный комплекс сбора, обработки, хранения и загрузки экспериментальных данных, который в своей основе использует распределенную систему EPICS, а также фреймворк «Control System Studio». На текущий момент в комплекс интегрированы системы вакуумной откачки токамака, энергетический комплекс, включающий зарядку конденсаторных батарей, управление их разрядкой на электромагнитную систему токамака, а также мониторинг состояния его узлов и диагностический комплекс. Помимо этого возвращены модули для реализации образовательных функций установки: локальная вики-система, система анализа экспериментальных данных на базе JupiterLab с автоматическим импортом рабочих импульсов из локальной базы данных.

Была проведена модернизация электромагнитной системы установки: созданы и смонтированы 8 полоидальных катушек с варьруемой индуктивностью для подбора оптимальной конфигурации распределенного воздушного индуктора, создан и смонтирован двухслойный центральный соленоид с повышенной индуктивностью, позволяющий реализовать схему затягивания импульса плазмы за счет переполюсовки. Также в процессе испытаний находятся системы управления током в полоидальных катушках, реализованные на базе IGBT транзисторов и позволяющие обеспечивать ток до 2 кА в катушке при скорости нарастания/спада не хуже 0,5 кА/мс.

Существенно обновлена инфраструктура комплекса: введено в эксплуатацию отдельное помещение для размещения конденсаторных батарей и тиристорных коммутаторов, а также помещение пультовой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном докладе описывается состояние работ на токамаке МИФИСТ-0 на начало сентября 2023 года. Представляются осциллограммы полученных разрядов и приводятся достигнутые параметры плазмы. Описываются ближайшие и среднесрочные планы по развитию площадки токамака МИФИСТ-0 как учебной и научной установки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **MEPhIST-0** Tokamak for Education and Research / S. Krat, A. Prishvitsyn, A. Alieva, N. Efimov // *Fusion Science and Technology*. 2023. P. 1 – 19.
2. **MEPhIST-0** Tokamak Toroidal Magnetic Field System / S. Krat, A. Prishvitsyn, A. Alieva, N. Efimov // *Phys. Atom. Nuclei*. 2021. Vol. 84. No 12. P. 1995 – 2003.
3. **Microwave** Preionization System of the MEPhIST-0 Tokamak / A. Alieva, A. Prishvitsyn, N. Efimov, S. Krat // *Phys. Atom. Nuclei*. 2022. Vol. 85. No 12. P. 2082 – 2087.
4. **Bulgadaryan D., Sinelnikov D., Efimov N.** Efficiency of hydrogen beam electron stripping using various stripping gases for neutral particle analysis in MEPhIST tokamak // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. Elsevier B.V. 2022. Vol. 521. P. 17 – 21.
5. **Measuring** the Spectrum of the Soft Component of X-Ray Plasma Radiation at the MIFIST-0 Tokamak / N. Efimov, I. Grigoryeva, A. Makarov, S. Krat // *Instrum Exp Tech*. 2023. Vol. 66. No 2. P. 257 – 262.

РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ В МАТЕРИАЛАХ КОМПАКТНОГО ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ТИН-К С ТЯЖЕЛОВОДНЫМ ТОРИЕВЫМ БЛАНКЕТОМ И БЕРИЛЛИЕВЫМ РАЗМНОЖИТЕЛЕМ НЕЙТРОНОВ

ВВЕДЕНИЕ

Ключевая нерешенная проблема термоядерного источника нейтронов (ТИН) – выбор материалов установки [1], которые должны обладать сочетанием уникальных свойств: высокой механической прочностью, способностью не терять свои функциональные возможности при высоких температурах, устойчивостью к циклическим тепловым и механическим нагрузкам, радиационной стойкостью, малой активацией при воздействии нейтронного облучения. Материалы ТИН в рабочем режиме установки подвергаются воздействию нейтронов высоких энергий, энергетический спектр которых включает в себя нейтроны, образующиеся в плазме, нейтроны материалов-размножителей и нейтроны деления гибридного бланкета. В этом смысле спектр нейтронов ТИН является уникальным. Быстрые нейтроны выбивают атомы кристаллической решетки металлов, что приводит к радиационным смещениям. Продукты ядерных реакций взаимодействия атомов с нейтронами изменяют химический состав металлов. Накопление примесных атомов-трансмутантов даже в малых дозах способно существенно изменить свойства материалов. Изменение свойств облученных материалов в настоящее время изучено недостаточно экспериментально и теоретически и является актуальной проблемой развития установок термоядерного синтеза.

Для полноценного изучения радиационных повреждений термоядерных установок, включая ТИН, важны исследования в геометриях, максимально приближенных к геометриям реальных установок, отличительной особенностью которых является наличие объемного источника ядерного синтеза. В настоящее время экспериментальные макеты таких установок отсутствуют. Поэтому исследования такого рода можно выполнять только расчетно-теоретическим путем.

Первым шагом в проведении полномасштабных экспериментальных исследований свойств материалов термоядерных установок в условиях радиационного облучения является реализация гибридного компактного термоядерного источника нейтронов ТИН-К [2], проектирование которого предполагается начать в ближайшее время. Работы, связанные с ТИН-К, включают в себя планирование будущих

экспериментов на основе анализа предварительных расчетно-теоретических результатов. Получение такого рода результатов с объемным источником ядерного синтеза в полномасштабной трехмерной модели ТИН-К, предназначенной для решения задач концептуального проектирования, является целью выполненной работы

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В представленной работе выполнены расчетный анализ доз радиационных смещений и накопления газовых трансмутантов в материалах первой стенки с бериллиевым покрытием, бериллиевого размножителя нейтронов и тория, входящего в состав тяжеловодного ториевого бланкета (рис.) компактного гибридного термоядерного источника нейтронов ТИН-К. Также анализировались оценки нейтронной нагрузки на первую стенку и энерговыделение в исследуемых материалах.

Расчеты выполнялись методом Монте-Карло по программе MCNP-4 с библиотекой ядерных данных из файлов ENDF/B-VII. Оценки дозы радиационных смещений и накоплений газовых трансмутантов проводились по программе SPECTER (модель NRT).

Сравнительные оценки проводились в модели при отсутствии обогащения тория делящимся нуклидом ^{233}U в тяжеловодном ториевом бланкете и в моделях с обогащением, равным 1,33 и 1,47 %. Рассматривались расчетные варианты как с учетом, так без учета запаздывающих нейтронов деления.

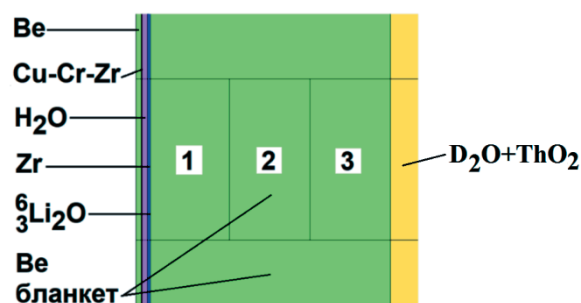


Рисунок. Расположение первой стенки, бериллиевого бланкета-размножителя нейтронов и тяжеловодного ториевого бланкета; 1,2,3 – детекторы.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для варианта тяжеловодного ториевого blankets без обогащения тория делящимся изотопом ^{233}U суммарная плотность тока энергии по всем энергиям нейтронов со стороны плазмы в 8–10 раз превышает аналогичную величину со стороны blankets.

Вклад нейтронов с энергией 14,1 МэВ в суммарную плотность тока энергии в первой стенке составляет от ~75 до 95 % в зависимости от положения детектора.

Содержание ^{233}U в тяжеловодном blankets слабо влияет на полную нейтронную нагрузку. Это свидетельствует о том, что вклад нейтронов от реакции деления в нейтронный поток в первой стенке практически незначителен. Предположительно причиной этого является наличие Ве твердотельного blankets-размножителя (отражателя и замедлителя нейтронов) и слоя $^6\text{Li}_2\text{O}$, который поглощает значительную часть медленных нейтронов и выполняет роль защиты первой стенки от их потока.

Учет запаздывающих нейтронов не приводит к изменению нагрузки на первую стенку при содержании ^{233}U в тории, равном 1,33 % (результаты различаются в пределах статистической погрешности), а при содержании 1,47 % – не более, чем на 6 %.

Удельное энерговыделение от нейтронов и вторичных фотонов в слое Li_2O велико. Для варианта с 1,47 % ^{233}U оно достигает значения $6,737 \times 10^2$ МВт/м³, которое соответствует энергетической нагрузке в узлах реакторов на быстрых нейтронах. При увеличении содержания ^{233}U в растворном blankets с 0 до 1,47 % энерговыделение от нейтронов и вторичных фотонов меняется в пределах ~0,3–0,9 МВт для первой стенки и ~2 – 6 МВт для слоя Li_2O .

При добавлении делящегося материала ^{233}U полное энерговыделение в тяжеловодном blankets обусловлено в основном реакцией деления на ^{233}U . При содержании ^{233}U в тяжеловодном blankets, равном 0 %, максимальное удельное энерговыделение, равное 3,2 МВт/м³, наблюдается в детекторе Ве blankets, расположенном в непосредственной близости от первой стенки; при увеличении концентрации ^{233}U до 1,33 % максимальное энерговыделение (48 МВт/м³) получено в слое растворного blankets на расстоянии 35 см от первой стенки, а при концентрации ^{233}U 1,47 % – в слое растворного blankets на расстоянии 55 – 60 см от первой стенки (230 МВт/м³).

Наиболее реалистичный вариант ТИН-К, в котором обеспечивается наиболее безопасный режим эксплуатации установки с $k_{\text{eff}} \sim 0,95$, достигается при обогащении тория изотопом ^{233}U , равном 1,33 %. Тепловая мощность тяжеловодного ториевого blankets при отсутствии запаздывающих нейтронов в этом случае равна 377 МВт, удельная объемная энергонапряженность – 24 МВт/м³.

Полная доза радиационных смещений за один год эксплуатации установки (365 дней) на мощности ядерного синтеза 5 МВт ($1,775 \times 10^{18}$ н/с) составляет 1,656 сна/год в покрытии первой стенки из бериллия, 8,027 сна/год в меди, 5,578 сна/год в цирконии. Соответствующий полный флюэнс за год достигает $6,899 \times 10^{21}$ н/см². Соответствующая доза радиационных повреждений для энергии нейтронов более 6,7 МэВ (доза от термоядерных нейтронов) равна $5,125 \times 10^{-1}$ сна/год для бериллиевого покрытия первой стенки (31 % полной дозы), 6,358 сна/год для меди (81 % полной дозы) и 4,205 сна/год для циркония (75 % полной дозы). Соответствующая доза радиационных повреждений для энергии нейтронов 14,1 МэВ равна $3,956 \times 10^{-1}$ сна/год для бериллиевого покрытия первой стенки (24% полной дозы), 5,218 сна/год для меди (65 % полной дозы) и 3,419 сна/год для циркония (61 % полной дозы). Предельно допустимая доза для материалов первой стенки, равная 20 сна, будет достигнута через 2–3 года эксплуатации установки.

Наработка гелия в результате трансмутаций в бериллиевом покрытии первой стенки за один год (365 дней) работы на полной мощности 5 МВт ($1,775 \times 10^{18}$ н/с) от нейтронов с энергией 14,1 МэВ составляет $1,373 \times 10^3$ аррм, от нейтронов с энергией более 6,7 МэВ – $1,775 \times 10^3$ аррм, полная наработка от нейтронов всех энергий – $2,095 \times 10^3$ аррм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Радиационные повреждения первой стенки установки ТИН-К сопоставимы с радиационными повреждениями гибридной реакторной установки ДЕМО-ТИН [3]. Радиогенное накопление гелия в бериллии первой стенки и blankets этих установок аномально велико, что ставит вопрос о возможности использования этого материала в ТИН. Замена бериллия другими материалами требует специального изучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нейтронно-физические** исследования термоядерного источника нейтронов для получения максимального потока тепловых нейтронов / Б.В. Кутеев., А.В. Жиркин, Б.К. Чукбар, и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2013. Т. 36. Вып. 1. С. 64 – 77.
2. **Conceptual** Neutronics Study of a Hybrid Fusion Neutron Source FNS-C with Aqueous Blanket / A.V. Zhirkin, V.P. Budaev, A.O. Goltsev, et al. // Fusion Science and Technology. 2023-04-21 Journal article. DOI: 10.1080/15361055.2023.2178869.
3. **Assessment** of radiation damage of the first wall of a fusion neutron source DEMO-FNS with a blanket for the transmutation of minor actinides / A.V. Zhirkin, V.P. Budaev, A.O. Goltsev, et al. // Nuclear fusion. 2021. Vol. 61. No 12. November 16 P. 1 – 12. DOI: <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac277c>.

НИЗКОНАПОРНЫЙ ОДНОФАЗНЫЙ КОНТУР ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ. ЭКСПЕРИМЕНТ, МЕТОДИКА ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА

Саморегуляция режима теплообмена, отсутствие насосов и возможность функционирования системы в условиях отсутствия электрообеспечения делают контуры естественной циркуляции (КЕЦ) привлекательными для широкого применения в самых различных отраслях промышленности: в большой и малой энергетике, в технологиях по энергосбережению, в электронике, в компьютерной технике.

Во многих случаях КЕЦ работают при низких параметрах (небольшие плотности теплового потока и атмосферное и околоатмосферное давление) и в этих условиях в контуре реализуется режимы однофазного течения с небольшими движущими напорами, следовательно, скорости циркуляции теплоносителя относительно низкие, причем весьма часто имеет место ламинарное течение. Практика показала, что модели расчета систем с естественной циркуляцией для условий малых скоростей циркуляции могут существенно отличаться от моделей расчета для условий больших скоростей. Например, во многих случаях при малых скоростях циркуляции возникают трехмерные эффекты и с использованием традиционного 1D приближения можно не предсказать поведение системы с естественной циркуляцией достаточно удовлетворительно.

Несмотря на многолетние экспериментальные, аналитические и численные исследования контуры естественной циркуляции до сих пор остаются объектами активного изучения. В качестве примера можно рассмотреть состояние вопроса о корректном расчете коэффициента сопротивления трения. На рисунке 1, заимствованном из обзора [1], представлены экспериментальные зависимости коэффициента сопротивления трения ξ от числа Рейнольдса, полученные разными авторами в контурах естественной циркуляции с различной конфигурацией.

Как видно из рис. 1, все экспериментальные точки расположены значительно выше значений ξ на кривой *I*, которая представляет собой зависимость $\xi(Re)$ для стабилизированного ламинарного изотермического течения. Попытка обобщить зависимость $\xi(Re)$ в форме $\xi = a/Re^b$ не привела к универсальному соотношению. Фактически получен набор чисто эмпирических формул, каждая из которых справедлива для контура с конкретной конструкцией в диапазоне режимных параметров, ограниченных конкретными экспериментами. Несмотря на то, что результаты, представленные на рис. 1, были опубликованы в [1] более трех десятков лет назад, к настоящему

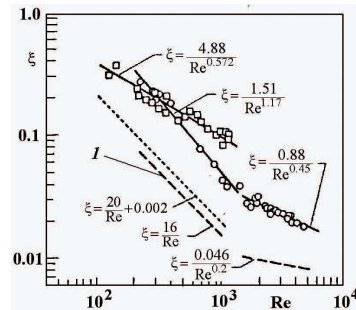


Рис. 1. Экспериментальные коэффициенты сопротивления трения при естественной циркуляции воды в каналах круглого поперечного сечения в КЕЦ различной конфигурации ([1]); *I* — изотермическое стабилизированное ламинарное течение.

времени состояние проблемы в целом практически не изменилось [2 – 4]. Для инженерной практики для рассмотренных выше режимов до сих пор не предложено обоснованных рекомендаций для расчета трения и теплообмена, и на практике, как правило, используют соотношения для вынужденного течения, которые в значительной степени завышают реальные скорости циркуляции [1 – 5]. В частности, при теплогидравлических расчетах КЕЦ часто используются формулы для расчета коэффициента сопротивления трения для гидродинамически стабилизированного течения.

При этом расчет течения и теплообмена при естественной циркуляции жидкости в контуре при малых скоростях даже для стационарных условий не является тривиальной задачей. Движение жидкости в контуре, осуществляемое исключительно под действием термогравитационных сил, характеризуется непрерывной по длине канала перестройкой профилей скорости и температуры в условиях сильной переменности теплофизических свойств жидкости, прежде всего вязкости. Это приводит к весьма сложной структуре поля скорости, особенно при ламинарном течении.

К сожалению, для инженерной практики для рассмотренных выше режимов до сих пор не предложено обоснованных рекомендаций для расчета трения и теплообмена, и в расчетах, как правило, используют соотношения для вынужденного течения, которые в значительной степени завышают реальные скорости циркуляции. При этом часто используются формулы для стабилизированного течения и теплообмена с постоянными теплофизическими свойствами.

В работе представлены результаты экспериментального исследования течения и теплообмена однофазной конвекции в лабораторном

контуре естественной циркуляции. Исследования проводились на воде и этаноле в диапазоне плотностей тепловых потоков $3 - 25 \text{ кВт/м}^2$. Обогреваемый участок представлял собой вертикальную трубку из нержавеющей стали внутренним диаметром $d = 9,1 \text{ мм}$ и длиной 92 калибра.

В опытах измерялись подводимая тепловая мощность, скорость циркуляции жидкости, температура жидкости на входе в подъемный участок, распределение температуры стенки по высоте обогреваемого участка, давление в сепараторе-конденсаторе.

Полученные опытные данные использованы для тестирования модернизированной методики гидравлического расчета контура. В методике применены соотношения для однонаправленного действия вынужденной и свободной конвекции с учетом изменения вязкости жидкости с температурой и одновременного формирования гидродинамического и теплового пограничных слоев вдоль потока.

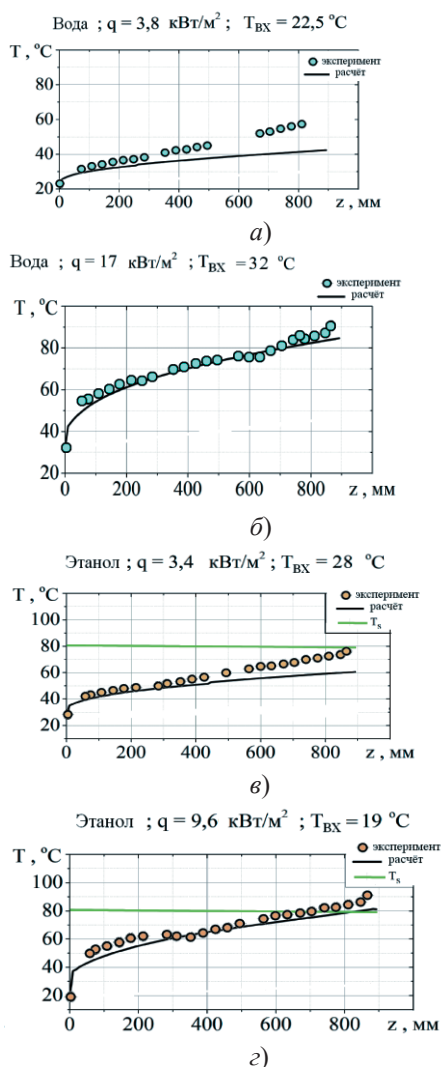


Рис. 2. Измеренные и расчетные распределения температуры стенки вдоль зоны обогрева при течении воды (а, б) и этанола (в, з).

В общем случае для рассматриваемых условий циркуляции коэффициент сопротивления трения ξ должен быть функцией ряда параметров: $\xi = \xi(z/d_h, Re, Pr, \mu_c/\mu_{ж}, Gr)$, где d_h – гидравлический диаметр, μ_c и $\mu_{ж}$ – динамическая вязкость жидкости при температуре стенки и среднемассовой температуре. В условиях сохраняющейся неопределенности в выборе подходящих соотношений для расчета трения и теплообмена в качестве начального приближения коэффициенты сопротивления трения и теплоотдачи рассчитывались в соответствии с рекомендациями Б.С. Петухова, А.Ф. Полякова [5]. Предлагаемая методика тестировалась на полученных опытных данных (рис. 2).

При малых плотностях теплового потока на стенке расчетные значения температуры стенки заметно ниже измеренных. Это свидетельствует о том, что расчетные скорости циркуляции выше реально установившихся в контуре. По мере увеличения теплового потока расхождение уменьшается, и при условиях, близких к закипанию жидкости, расчетные температурные кривые совпадают с измеренными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые опытные данные на воде и этаноле в контуре естественной циркуляции при однофазном течении.

При малых плотностях теплового потока на стенке расчетные значения температуры стенки располагаются заметно ниже измеренных. Это означает, что расчет дает завышенную скорость циркуляции, чем реально устанавливается в контуре. С увеличением теплового потока расчетные температурные кривые приближаются к измеренным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Zvirin Y.** A review of natural circulation loops in pressurized water reactors and othersystems // Nuclear Eng. and Design. 1981. Vol. 67. P. 203 – 225.
2. **Modeling** the flow characteristics during start-up of natural circulation systems from rest state / N. Kumar, A.K. Nayak, P.K.Vijayan, K.K. Vaze // Reactor Eng. Division Research Article. ISSUE. 2014. No 336. P. 1 – 11.
3. **Kumar N., Doshi J.B., Vijayan P.K.** Investigations on the role of mixed convection and wall friction factor in single-phase natural circulation loop dynamics //Annals of NuclearEnergy. 2011. Vol. 38. P. 2247 – 270.
4. **Experiments** in a single-phase natural circulation mini-loop / M. Misale, P. Garibaldi, J.C. Passos, de G.G. Bitencourt // Experimental Thermal and Fluid Science. 2007. Vol. 31 P. 1110 – 1120.
5. **Петухов Б.С.** Избранные труды. Вопросы теплообмена, М.: Наука. 1987.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЛЬФРАМА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ МАКЕТА ЭЛЕМЕНТА ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ПРИ ЕГО ИСПЫТАНИИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ МЭИ

ВВЕДЕНИЕ

При работе термоядерного реактора (ТЯР) элементы облицовки его камеры будут подвергаться воздействию плазменных потоков высокой плотности (до $10^{24} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$) из пристеночной плазмы с температурой от 1 до 10 эВ, что будет приводить к их деградации. Наиболее очевидным решением этой проблемы является использование для внутрикамерных компонентов ТЯР термостойких материалов, таких как вольфрам. Однако подобный подход создает свои сложности, главной из которых является захлаживание плазмы при поступлении в нее атомов материала стенки, обладающих высоким зарядом ядра [1].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Установка ПЛМ

Созданная в НИУ «МЭИ» установка ПЛМ (плазменный линейный мультикасп) [2] позволяет создавать аналогичные реакторным условия плазменной нагрузки при стационарном режиме горения разряда с целью исследования процессов эрозии прототипов элементов первой ступени и дивертора термоядерного реактора.

2.2. Система оптической диагностики

Плазменная установка ПЛМ оснащена оптической и зондовой системами диагностики плазмы. Монохроматор-спектрограф MS7504(i) позволяет регистрировать излучение плазмы в диапазоне от 200 до 1100 нм со спектральным разрешением 0,013 нм и пространственным ~ 100 мкм. Одновременно регистрируемый при этом спектральный интервал составляет 16,5 нм. На выходе монохроматора установлена ПЗС камера. С помощью монохроматора-спектрографа MS7504(i) в сочетании с оптоволоконным четырехканальным спектрометром AvaSpec выполняется регистрация оптических спектров излучения плазмы вблизи поверхности введенных в нее образцов конструкционных материалов.

2.3. Параметры плазменного воздействия

В установке удастся создать стационарную гелиевую плазму и поддерживать ее в течение нескольких часов при постоянных параметрах разряда: давление гелия в камере $10^{-3} \div 10^{-1}$ Торр, ток разряда $6 \div 7$ А, диаметр плазменного столба 35–40 мм, падение напряжения на разрядном промежутке 100–200 В. Таким образом, плотность основного газа составляет $[\text{He}] \approx 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и

зарядов $n_e \approx 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Температура электронов при этом может быть оценена как $T_e^{\text{cp}} = 2,4 \pm 0,2$ эВ [3, 4]. При описанных выше условиях тепловая нагрузка на поверхность вводимой в приосевую область плазменного столба мишени достигала 5 МВт/м^2 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1. Интегральные параметры системы

Все регистрируемые в ходе эксперимента параметры, такие как температура образца, напряжение и ток разряда, греющий ток катода, напряжение на образце и ток на него, представлены на рис. 1. Температура образца примерно равна при потенциалах образца 5,5 и -30 В. Ток на образец при этом составлял $-0,6$ и 4 А. При этом абсолютное значение температуры образца менялось всего на 25 % (минимальное значение соответствовало потенциалу 0).

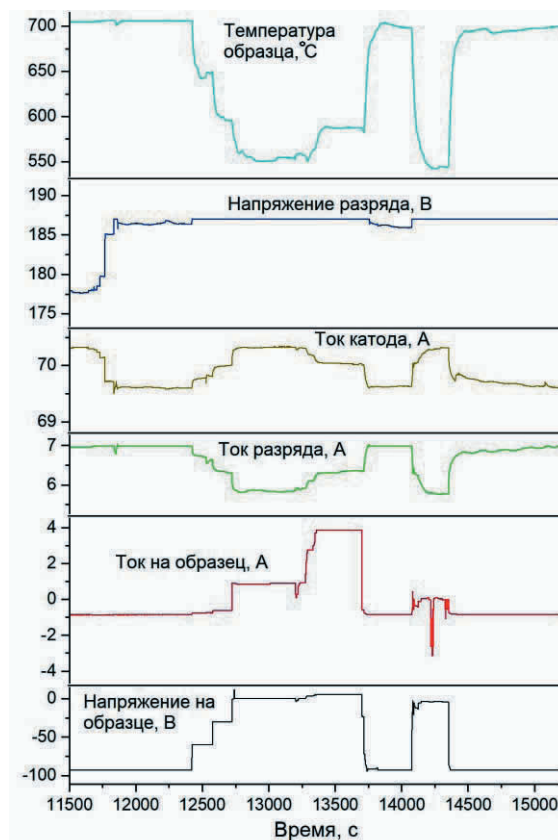


Рис. 1. Временные зависимости параметров установки и образца.

На рисунке 2 представлены продольные распределения излучения плазмы, зарегистрированные при помощи спектрографа MS750i за счет поворота изображения призмой Дове, и спектр из центральной области разряда на отдельно взятом сечении.

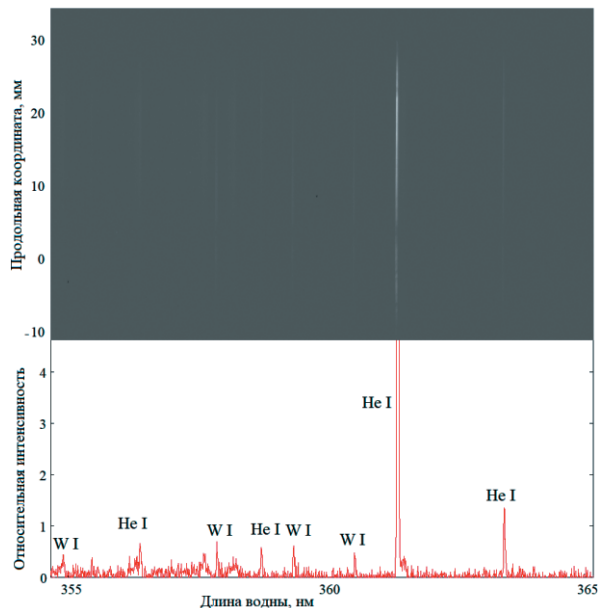


Рис. 2. Спектр излучения гелиевой плазмы в установке ПЛМ вблизи поверхности вольфрамового образца.

На рисунке 3 показаны продольные распределения наблюдаемых интенсивностей на рис. 2 спектральных линий атомарного гелия He I и вольфрама W I.

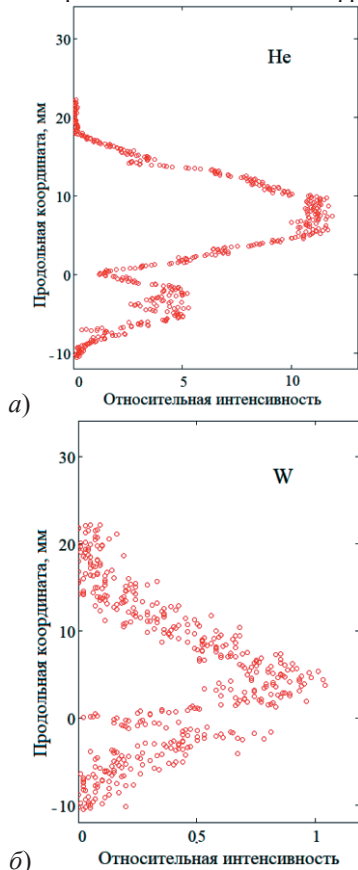


Рис. 3. Продольные распределения интенсивности излучения спектральных линий гелия и вольфрама.

Координата 0 на рисунках соответствует поверхности образца. Видно, что плазма начинает «захлаживаться» (интенсивность спектральных линий гелия начинает падать) уже на 1 см от поверхности образца. Далее, задавшись распределением температуры, на основе данных об отношениях интенсивностей линий He I и W I становится возможным восстановить продольное распределение отношения их концентраций $[W]/[He]$ (рис. 4). Видно, что максимум концентрации вольфрама наблюдается вблизи поверхности образца и составляет $\sim 0,4\%$ концентрации плазмы.

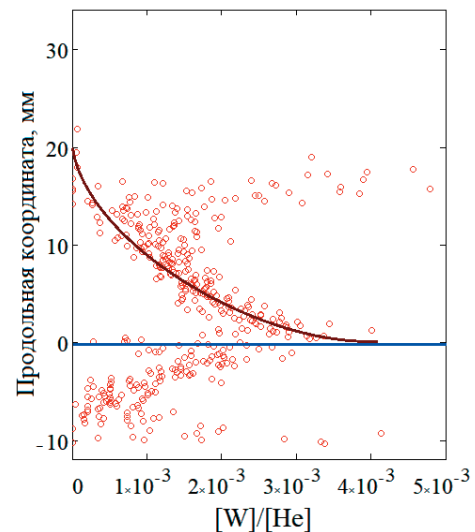


Рис. 4. Продольное распределение отношения концентраций вольфрама и гелия в плазме.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, показана возможность определения концентрации материала стенки вблизи ее поверхности при плазменном воздействии.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ 21-79-10281.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Erosion** of Fuzz Layers Formed in Steady-State Plasma Discharge / V.P. Budaev, et al. // Fusion Science and Technology. 2022. 79:4. 407. <https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2118471>.
2. **The PLM** Plasma Device for Tests of Tungsten with Powerful Stationary Heat Plasma Loads / V.P. Budaev, et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2019. 82. 1281 – 1291. <https://doi.org/10.1134/S1063778819090023>.
3. **Optical** Emission Spectroscopy for Studying of Region of Interaction between a Plasma Flow and a Tungsten Sample / D.I. Kavyrshin, et al. // Phys. Atom. Nuclei. 2022. 85. 1580 – 1586. <https://doi.org/10.1134/S1063778822090162>.
4. **Development** of Methods for Determining Near-Surface Plasma Parameters During Tests of Fusion Reactor First-Wall Prototypes Using the PLM Device / D.I. Kavyrshin, et al. // Fusion Science and Technology. 2023. 79:4. 421 – 431. <https://doi.org/10.1080/15361055.2022.2138085>.

Е.Д. Казаков^{1,2,3}, М.Ю. Орлов¹, А.Р. Смирнова^{1,3,5}, М.Г. Стрижаков¹, К.А. Сунчугашев^{1,4}

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9

⁴Российский университет дружбы народов им. Патриса Лумумбы,
117198, Москва, Миклухо-Маклая, 6

⁵Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН,
125047, Москва, Миусская пл., 4

О ВЛИЯНИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "КАЛЬМАР" НА РАЗВИТИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОЗРАЧНЫХ МИШЕНЯХ

ВВЕДЕНИЕ

Сильноточные электронные ускорители активно применяются для исследований прочностных свойств и радиационной стойкости материалов при мощном импульсном воздействии уже более пятидесяти лет [1]. Наравне с лазерным и механическим воздействием это наиболее эффективный способ создания сверхвысоких плотностей мощности и генерации ударных волн в материалах [2]. Преимуществом электронных пучков является их относительно высокая проникающая способность. Энергия выделяется в приповерхностном слое толщиной от десятков до сотен микрометров, что при достаточно короткой длительности воздействия (от десятков до сотен наносекунд) обеспечивает изохоричность процесса энерговыделения. Одним из наиболее спорных вопросов при таких исследованиях является влияние плазмы, замыкающей вакуумный диод ускорителя после прохождения электронного пучка. В большинстве работ это влияние не учитывается либо считается пренебрежимо малым. Однако данные по динамике ударной волны в прозрачных материалах, полученные в работах [3,4], дают основания рассмотреть этот вопрос более детально. Кроме того, проведенное моделирование при сопоставлении с экспериментом продемонстрировало, что образующаяся в диоде плазма имеет достаточно экстремальные параметры (средняя электронная температура $T_e \approx 10$ эВ, средняя концентрация $n_e > 5 \cdot 10^{17}$ см⁻³), следовательно, может оказывать значимое влияние на облучаемый образец [5].

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В данной работе рассматриваются эксперименты, проводившиеся на сильноточном электронном ускорителе «Кальмар». Ускоритель «Кальмар» обеспечивает ток $I \leq 40$ кА при энергии электронов $E \leq 0,3$ МэВ и длительности импульса тока на полувысоте $\tau \sim 10^{-7}$ с. Конструкция ускорителя максимально проста и надежна в работе. Основным элементом ускорителя является двойная формирующая линия (ДФЛ) с электрической длиной 70 нс,

заряжаемая от генератора импульсов напряжения (ГИН). В качестве диэлектрика в ДФЛ используется дистиллированная вода с удельным сопротивлением 2×10^6 Ом·см. Выходное напряжение ГИН составляет 6×10^5 В при энергозапасе 6,3 кДж. Образцы крепятся на пластине анодного узла, в которой предусмотрено отверстие диаметром 26 мм для прохождения электронного пучка. Электронный пучок формируется за счет взрывной эмиссии с катода, изготовленного из латуни или нержавеющей стали в форме «рыбий рот». Внешний вид типичного катода приведен на рис. 1.

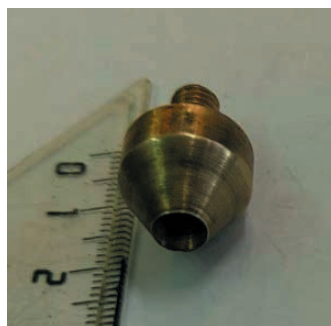


Рис. 1. Катод, изготовленный из латуни в форме «рыбий рот».

Ток пучка измеряется низкоиндуктивным шунтом, а напряжение на диоде ускорителя – емкостным делителем. С помощью этих измерений с учетом индуктивной составляющей падения напряжения на диоде определяется мощность и энергия, вкладываемая электронным пучком в образец.

Перпендикулярно к оси диода образец либо сам диодный промежуток просвечивался лазерным излучением, которое поступает через диагностические окна в вакуумную камеру ускорителя и проходит через исследуемую область. Изображение исследуемой области системой объективов и зеркал переносится на фотокатод электронно-оптической камеры СФЭР-6, работающей в хронографическом режиме [4]. Важно отметить, что характерные времена ударно-волновых и плазменных процессов отличаются приблизительно на порядок, поэтому осуществить их одновременную регистрацию можно только на больших временных разверт-

ках. При этом плазменные процессы можно наблюдать только качественно.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ранее при обсуждении результатов исследований воздействия сильноточных электронных пучков на конденсированные мишени неоднократно поднимался вопрос о влиянии плазмы закороченного вакуумного диода. Однако результаты, полученные в работе [4], придали этим обсуждениям новый импульс. На рисунке 2 приведена хронограмма распространения ударной волны в полиметилметакрилате (ПММА) вдоль оси действия пучка. После темной области, которая соответствует высоким напряжениям в материале, приводящим к значительному изменению показателя преломления, наблюдаются «автошоки», не наблюдавшиеся ранее ни в лазерных, ни в ударных экспериментах.

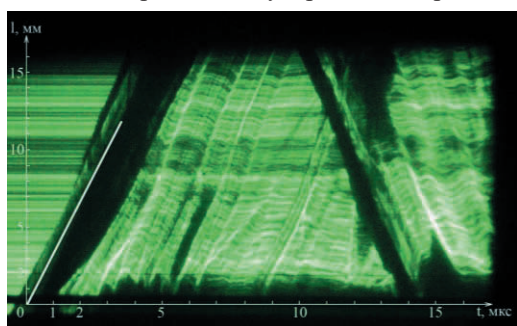


Рис. 2. Хронограмма распространения ударной волны в ПММА.

Это явление может объясняться либо затянутой разгрузкой области высокого давления, создаваемой электронным пучком, либо влиянием плазменного столба, сформировавшегося в диодном зазоре. Дальнейшие исследования демонстрируют, что кроме подобных «автошоков» могут возникать и другие эффекты, демонстрирующие возможность формирования волн деформации на поздних стадиях разлета анодной плазмы куда более наглядно. Так, на рис. 3, где под хронограммой распространения ударной волны видно собственное свечение плазмы, кроме продольной и поперечной волн (А и В), сформировавшихся в первую микросекунду после взаимодействия пучка с образцом, наблюдается волна деформации, сформировавшаяся с задержкой в 5 мкс (С).

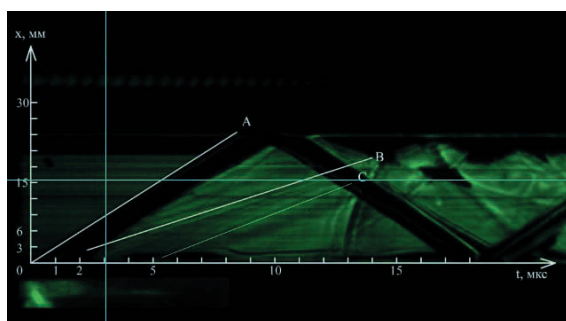


Рис. 3. Хронограмма распространения ударной волны в ПММА и собственного свечения плазмы.

Это уже нельзя объяснить затянутой разгрузкой

или иными эффектами, не связанными с плазмой, заполнившей диодный зазор. Слабое свечение плазмы, которое наблюдается в этот момент, обусловлено, вероятнее всего, ее высокой оптической плотностью [5].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленная картина формирования запоздавших волн деформации является достаточно типичной и в ряде случаев можно наблюдать, как эти волны отражаются от задней поверхности образца и бегут в обратном направлении. Давление в этих волнах заметно ниже, чем в волне, формируемой за счет электронным пучком, и не обеспечивает достаточного для образования темной полосы изменения показателя преломления. Однако они достаточно выражены на теневых хронограммах, что свидетельствует о том, что давление в этой области приближается к критическому для полного отклонения луча ($8 \cdot 10^8$ Па), которое может быть достаточным для создания дополнительных разрушений в образце.

Таким образом, представленные результаты вновь актуализируют исследование параметров плазмы в вакуумном диоде сильноточных ускорителей. Необходимо понимать, какое давление плазма может создавать на поверхность образца и за счет каких процессов. Так как плазма является оптически плотной, пассивные методы оптической диагностики оказываются не применимы, а активные методы, в частности зондовые диагностики, приведут к сильному искажению конфигурации электрического поля и существенному искажению картины. В связи с этим в настоящее время ведутся работы по совершенствованию кода MARPLE [6] для моделированию динамики плазмы и ее параметров в диоде сильноточного ускорителя «Кальмар», призванные прояснить ситуацию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Генерация** и фокусировка сильноточных релятивистских электронных пучков /Л.И. Рудаков, М.В. Бабькин, А.В. Гордеев и др.; под ред. Л.И. Рудакова. М.: Энергоатомиздат, 1990. 280 с.
2. **Корнер С.Б.** Оптические исследования свойств ударно сжатых конденсированных диэлектриков // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 4. С. 641 – 687.
3. **Сравнительное** исследование распространения ударных волн в оргстекле и эпоксидной смоле / Б.А. Демидов, Е.Д. Казаков, Ю.Г. Калинин и др. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 74 – 78.
4. **Демидов Б.А., Казаков Е.Д., Калинин Ю.Г.** Применение лазерной теневой фотографии с электронно-оптической регистрацией в хронографическом режиме для исследования динамики ударных волн в прозрачных материалах // ПТЭ. 2020. № 3. С. 90 – 95.
5. **Ананьев С.С., Багдасаров Г.А., Гасилов В.А.** Исследование динамики анодной плазмы при воздействии мощного электронного пучка на эпоксидную смолу // Физика плазмы. 2017. Т. 43. № 7. С. 608–615.
6. **Пакет** прикладных программ высокопроизводительных магнитоускоренной плазмы / В.А. Гасилов, С.В. Дьяченко, А.С. Болдарев и др. // Препринты ИПМ им. М.В. Келдыша. 2011. № 20. 36 с.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ НА ДРЕЙФОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

ВВЕДЕНИЕ

В термоядерных установках наличие примесей в плазме влияет на транспорт и, следовательно, на время удержания [1 – 3]. Эффективность термоядерной установки определяется критерием Лоусена, связанного со временем удержания плазмы, которое зависит от величин флуктуаций таких параметров, как плотности плазмы, ее температуры и электрического поля. Одна из основных причин возбуждения флуктуаций в плазме является распространение в ней неустойчивых дрейфовых волн.

В данной работе исследуется влияние примесей в плазме на два типа неустойчивостей: дрейфовой диссипативной [4] и ионной температурной градиентной (ИТГ) [5]. Определены величины частот и инкрементов неустойчивости.

2. МЕТОД РАСЧЕТА

Один из параметров, отражающий содержание примесей в плазме, является эффективный заряд плазмы, рассчитываемый как

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{\sum_i n_i Z_i}, \quad (1)$$

где n_i – концентрация i -го компонента смеси ионов; $Z_i = q_i/e$ – относительный заряд соответствующего компонента смеси ионов; e – заряд электрона.

Условие квазинейтральности плазмы приводит к соотношению

$$n_e = \sum_i n_i Z_i, \quad (2)$$

где n_e – концентрация электронов в плазме.

Поскольку при выводе дисперсионного уравнения неустойчивости [4,5] возникает соотношение n_i/n_e , удобно ввести молярную долю ионного компонента с учетом его заряда:

$$C_i = \frac{n_i Z_i}{n_e}. \quad (3)$$

Тогда условие квазинейтральности (2) принимает упрощенный вид, и доли связаны с эффективным зарядом плазмы как

$$\sum_i C_i = 1, \quad (4)$$

$$Z_{eff} = \sum_i C_i Z_i. \quad (5)$$

Далее рассмотрим те изменения, которые возникают при выводе дисперсионного уравнения для дрейфовой диссипативной неустойчивости при рассмотрении смеси ионов с примесями [4]. Уравнение неразрывности для электронов остается неизменным:

$$\frac{\tilde{n}_e}{n_e} = \frac{e}{k_B T_e} \cdot \frac{1 - i\omega_{*e} \tau_{||}}{1 - i\omega \tau_{||}}, \quad (6)$$

где \tilde{n}_e – отклонение концентрации электронов; k_B – константа Больцмана; T_e – температура электронов; $\omega = \text{Re}(\omega) + i \text{Im}(\omega)$ – комплексная частота

волны; $\omega_{*e} = \frac{k_y k_B T_e}{e B_z L_n}$, $\tau_{||} = \frac{m_e v_e}{k_z^2 k_B T_e}$, k_y и k_z – волновые числа в полоидальном и тороидальном направлениях соответственно; B_z – индукция магнитного поля; L_n – масштаб неоднородности плотности плазмы; m_e – масса электрона, v_e – частота столкновений электронов.

Уравнение неразрывности для отдельного компонента смеси ионов следующее:

$$\frac{\tilde{n}_i}{n_i} = \frac{Z_i e}{k_B T_e} \cdot \left(\frac{k_z^2 c_{si}^2}{\omega^2} + \frac{1}{Z_i} \frac{\omega_{*e}}{\omega} - k_y^2 \rho_{si}^2 \right), \quad (7)$$

где \tilde{n}_i – отклонение концентрации электронов,

$$c_{si} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}, \quad \rho_{si} = \frac{\sqrt{m_i k_B T_e}}{Z_i e B_z}, \quad m_i – \text{масса иона.}$$

Применив условие квазинейтральности (2), получено измененное дисперсионное уравнение для плазмы со смесью ионов вида

$$\frac{1 - i\omega_{*e} \tau_{||}}{1 - i\omega \tau_{||}} = \sum_i \left[\frac{C_i Z_i}{M_i} \right] \frac{k_z^2 c_{sl}^2}{\omega^2} - \sum_i \left[\frac{C_i M_i}{Z_i} \right] k_y^2 \rho_{sl}^2 + \frac{\omega_{*e}}{\omega}, \quad (8)$$

где индекс I обозначает основной компонент в смеси ионов и $M_i = m_i/m_I$.

Для другой неустойчивости, ИТГ-неустойчивости [5], уже проделаны подобные действия. Дисперсионное уравнение для ИТГ-волны представлено на докладе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Расчеты по влиянию примесей в плазме на частоты и инкремент дрейфовой диссипативной неустойчивости показывают, что при $Z_{eff} = 3$ коэффи-

коэффициенты $\Sigma(C_i Z_i / M_i)$ и $\Sigma(C_i M_i / Z_i)$ равны 1,0021 и 0,9979. Для плазмы без примесей, что соответствует $Z_{eff} = 1$, эти коэффициенты равны 1. Получается, что при данном рассмотрении задачи наличие примесей почти не влияет на частоту и инкремент дрейфовой диссипативной неустойчивости для характерного наблюдаемого в экспериментах диапазона эффективного заряда плазмы $Z_{eff} = 1..3$.

Данное рассмотрение является относительно упрощенным, и в уравнении неразрывности для электронов присутствует частота столкновений электронов, которая зависит от многих факторов, в том числе от содержания примесей в плазме. Поэтому возможно частоты дрейфовой диссипативной неустойчивости остаются приблизительно теми же, а инкремент может достаточно существенно измениться. Задача требует более полного исследования.

В отличие от дрейфовой диссипативной ионная температурная градиентная неустойчивость обладает достаточно существенной зависимостью от наличия примесей в плазме [1–3]. Наличие примесей приводит к снижению частот и инкрементов ИТГ-неустойчивости, что непосредственно влияет на снижение уровня флуктуаций в плазме и к увеличению транспорта примесей [6].

В [6] описан механизм связи уровня флуктуаций в плазме с инкрементом неустойчивости и неоднородностью радиального электрического поля (так называемым широм скорости полоидального вращения плазмы). С учетом наличия примесей, с одной стороны, происходит снижение инкрементов и частот некоторых неустойчивостей и, следовательно, снижение уровня флуктуаций и транспорта. С другой стороны, увеличение содержания примесей приводит к росту потерь на излучение.

Расчеты дисперсионного уравнения ИТГ-неустойчивости [5] показывают схожий эффект снижения частот и инкрементов неустойчивости. На рисунке (вид *a*) представлена относительная частота волны ω_r / ω_{*i} в зависимости от $k_y \rho_{Ti}$ при различных значениях параметра эффективного заряда плазмы Z_{eff} , где

$$\omega_{*i} = \frac{k_y k_B T_i}{e B_z L_n}, \quad \rho_{Ti} = \frac{\sqrt{m_i k_B T_i}}{Z_i e B_z} - \text{частота диамагнитного дрейфа ионов и циклотронный радиус основного компонента ионов соответственно.}$$

На рисунке кроме того приведены значения γ / ω_{*i} (вид *b*) в зависимости от $k_y \rho_{Ti}$. Расчеты проводились при параметрах $\eta_i = L_n / L_{Ti} = 3$; $\tau = T_e / T_i = 1$; $k_z L_n = 0,05$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что наличие примесей в плазме почти не влияет на частоты и инкременты дрейфовой диссипативной неустойчивости при эффективном заряде плазмы, лежащем в диапазоне $Z_{eff} = 1..3$. В отличие от дрейфовой диссипативной при рассмотрении дрейфовой ионной температурной градиентной неустойчивости

наблюдается снижение частот и инкрементов, что приводит к снижению уровня флуктуаций [6] и связанных с ними потерь в плазме.

Следует отметить, что в данной работе исследованы две дрейфовые неустойчивости, когда в плазме одновременно сосуществуют несколько неустойчивостей различного рода. Также в плазме может осуществляться такой набор основных параметров плазмы, что ИТГ-неустойчивость проявляется слабо по отношению к дрейфовой диссипативной и остальным неустойчивостям. По этой причине наличие примесей в плазме приводит к сложным и неоднозначным эффектам.

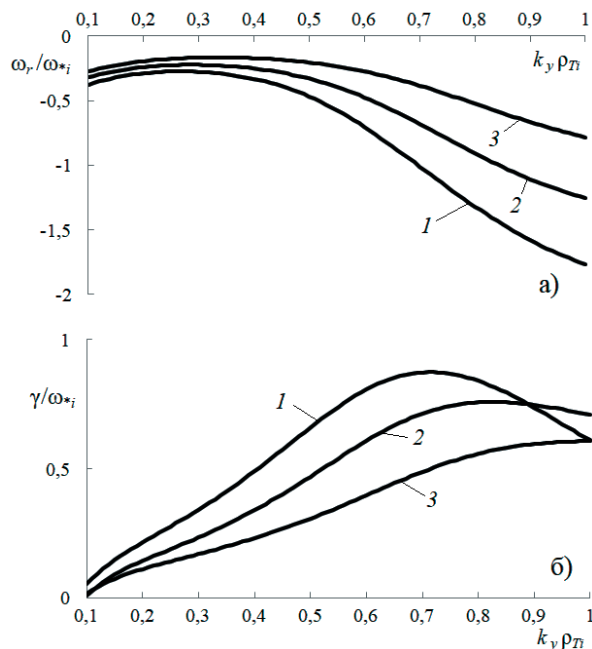


Рисунок. Относительная частота ИТГ-волны ω_r / ω_{*i} (*a*) и инкремент ИТГ-неустойчивости γ_r / ω_{*i} (*b*) в зависимости от $k_y \rho_{Ti}$ при различных значениях параметра эффективного заряда плазмы Z_{eff} : 1 – при $Z_{eff} = 1$ (соответствует отсутствию примесей); 2 – при $Z_{eff} = 2$; 3 – при $Z_{eff} = 3$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fülöp T., Braun S, Pusztai I.** Impurity transport driven by ion temperature gradient turbulence in tokamak plasmas // Phys. Plasma. 2010. Vol. 17(6). 062501 (9 pp.).
2. **Impurity effects on ion temperature gradient driven multiple modes in transport barriers / J. Li, Z.X. Wang, J.Q. Dong, et al.** // Nucl. Fusion. 2019. Vol. 59(7). 076013 (41 pp.).
3. **Palade D.I.** Peaking and hollowness of low-Z impurity profiles: an interplay between ITG and TEM induced turbulent transport // Nucl. Fusion. 2023. Vol. 63(4). 046007 (13 pp.).
4. **Bellan P.M.** Fundamentals of Plasma Physics. Cambridge University Press, 2006. 536 pp.
5. **Чирков А.Ю., Хвезюк В.И.** Особенности бесстолкновительных градиентных дрейфовых неустойчивостей в плазме с сильно неоднородным магнитным полем и высокими β // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 5. С. 473 – 483.
6. **Karbushev D.N., Chirkov A.Yu.** Effect of Symmetry/Asymmetry of Shear Rotation of a Plasma a Radial Electric Field on the Level of Turbulent Density Fluctuations // Symmetry. 2023. Vol. 15(4). 909 (9 pp.).

МАКЕТИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ, РАССЧИТАННЫХ НА ВЫСОКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В УСЛОВИЯХ КОНТАКТА С ЖИДКИМ И ПАРООБРАЗНЫМ ЛИТИЕМ

ВВЕДЕНИЕ

На данный момент в Российской Федерации действует комплексная программа «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года» (КП РТТН), одним из федеральных проектов (ФП) которой является ФП №3 «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий». Появление данного федерального проекта дало несомненный толчок в развитии отечественной термоядерной программы: начало проектирования, строительства, реконструкции уникальных научных установок управляемого термоядерного синтеза.

1. ПРОБЛЕМАТИКА

Активное развитие технологий управляемого термоядерного синтеза повлекло за собой необходимость разработки высоконагруженных обращенных к плазме элементов (ОПЭ) различных модификаций. Обращенные к плазме элементы в составе первой стенки и дивертора могут подвергаться тепловым нагрузкам с плотностью поглощенной мощности $1 - 10 \text{ МВт/м}^2$ во время стационарной работы установки и до $20 - 25 \text{ МВт/м}^2$ в переходных процессах. Принимая во внимания эти факторы, ОПЭ должны состоять из тугоплавких материалов, устойчивых к таким высоким тепловым потокам, или быть облицованы ими (W, Be, C и др.). Помимо использования тугоплавких материалов также необходимо принимать во внимание влияние распыленного (испаренного) материала облицовки на загрязнение плазмы, ведь загрязнение ее тяжелыми элементами может привести к затуханию разряда. Для компенсации данного фактора необходимо использовать облицовочные материалы с низким Z: твердотельную облицовку (Be, C) либо возобновляемую облицовку (жидкий Li).

Концепция возобновляемой облицовки из жидкого Li на данный момент рассматривается как одна из наиболее перспективных в Российской Федерации. Рассматриваются концепция течения жидкого лития по поверхности ОПЭ, а также концепция «потеющей» стенки, основанной на капиллярном эффекте, и различные концепции композитных материалов с включением лития в их составе и прочие. Среди перечисленных вариантов АО «НИИЭФА» в настоящий момент участвует в развитии концепции ОПЭ с текущим слоем жидкого

лития, в которой течение предполагается организовывать по активно охлаждаемой поверхности.

Как известно, участие России в международном проекте «ИТЭР» предполагает дальнейшее использование разработанных и полученных технологий в отечественном термоядерном проекте, однако конструкция ОПЭ проекта ИТЭР не позволяет использовать их в условиях контакта с литием, так как в конструкции используется большое количество материалов на основе меди, которая плохо совмещается с жидким Li из-за высокой коррозионной активности в нем. Разработка ОПЭ, совместимых с использованием жидкого или парообразного лития, является основной задачей данного исследования.

2. КОНСТРУКЦИЯ ОПЭ, СОВМЕСТИМОГО С ЖИДКИМ ЛИТИЕМ

Так как использовать дизайн ОПЭ, разработанных в рамках проекта ИТЭР, не представляется возможным, были рассмотрены другие варианты конструкции, основанные на отработанных и надежных технологиях проекта ИТЭР, но отвечающие новым требованиям.

2.1. ОПЭ с плакировкой по всей поверхности

Конструкция макета представляет собой биметаллическую пластину, которая состоит из медной плиты с высверленными каналами охлаждения и плакировкой сталью разной толщины по всей поверхности изделия [1]. Для менее нагруженной зоны использования ОПЭ каналы охлаждения также могут быть защищены трубками из нержавеющей стали для лучшей защиты от контакта с жидким литием. Конструкция ОПЭ представлена на рисунке 1.

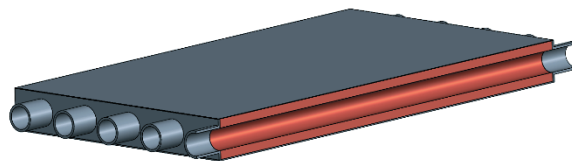


Рис. 1. Конструкция ОПЭ с плакировкой по всей поверхности.

Изготовление данной биметаллической конструкции производилось благодаря ручной аргоно-дуговой сварке всех стальных частей в герметичную капсулу с помещенной внутрь медной матрицей и применением диффузионной сварки методом горячего изостатического прессования (ГИП).

По итогу работу были проведены тепловые испытания, которые показали хорошие результаты работы ОПЭ при температуре поверхности до 500 °С и плотности поглощенной мощности до 8,4 МВт/м² за не менее 1000 циклов нагружения. Работоспособность макета при больших нагрузках не проверялась.

2.2. Стальной ОПЭ с вольфрамовой облицовкой

Конструкция макета данного ОПЭ представляет собой корпус из стали ЭК-181 с внутренним каналом охлаждения, на поверхность которого припаяна вольфрамовая облицовка через промежуточный слой тантала (рис. 2) [1].

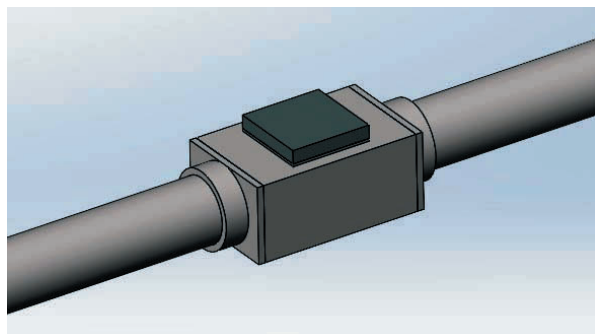


Рис. 2. Конструкция стального ОПЭ с вольфрамовой облицовкой.

В данном случае все материалы корпуса соединены сваркой, а облицовочная плитка и промежуточный слой из тантала припаяны специальным припоем на основе титана.

В результате тепловых испытаний данная конструкция ОПЭ выдержала без повреждений нагрузки до 4,5 МВт/м².

2.3. Бронзовый ОПЭ с вольфрамовой облицовкой

Данная модификация конструкции ОПЭ представляет собой бронзовый брусок с внутренним каналом охлаждения, имеющий плакировку из нержавеющей стали со всех сторон, кроме облицованной поверхности. W/Cu плитки, на которых медный подслой имеет покрытие из железа по боковым поверхностям, припаиваются припоем на основе титана на поверхность бронзы. Припой, растекаясь по поверхности, создает коррозионно-стойкое покрытие. В испытанном макете проверялась термоциклическая стойкость нового паянного соединения. Испытания полного дизайна макета запланированы в этом году. Конструкция макета представлена на рис. 3.

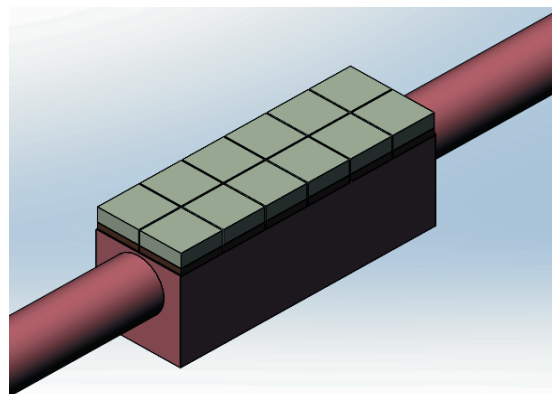


Рис. 3. Конструкция бронзового ОПЭ с облицовкой.

По результатам тепловых испытаний бронзовый ОПЭ с вольфрамовой облицовкой выдержал экстремальную нагрузку вплоть до 35 МВт/м² [3]. Использование конструкции ОПЭ данного вида поможет решить вопросы работы наиболее энергонапряженных элементов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные варианты конструкции ОПЭ отвечают поставленным задачам в различных ее аспектах. ОПЭ первой конструкции позволяет использовать текущий слой жидкого лития на поверхности ОПЭ. Конструкция ОПЭ второго варианта позволяет использовать ОПЭ с облицовкой, не опасаясь попадания лития на поверхность и активной коррозии металлов. ОПЭ третьего типа конструкции позволяет снимать экстремальные тепловые нагрузки в наиболее критичных зонах, но имеет менее надежную защиту от лития.

В дальнейших работах предполагается продолжить работу по развитию указанных концепций ОПЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Fabrication** and thermal tests of SS/Cu bimetal plate for the use in the concept of flowing liquid lithium layer in tokamak limiters and divertors / P.Yu. Piskarev, et al. // Fusion Engineering and Design. 184. 2022. 113312.
2. **Brazing** Tungsten/Tantalum/RAFM Steel Joint for DEMO by Fully Reduced Activation Brazing Alloy 48Ti-48Zr-4Be / D. Bachurina, et al. // Metals. 2021. 11. 1417
3. **Тепловые** испытания макета обращенного к плазме элемента дивертора токамака реакторного класса / П.Ю. Пискарев и др. // Материалы XXVI конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью». Москва, 26 – 27 января 2023 г.: Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ, 2023. С. 14 – 17.

А.Т. Комов, А.В. Дедов, А.В. Захаренков, А.С. Демидов, Д.А. Тупотилов, Д.А. Гроо,
А.Л. Тупотилов, М.Б. Смирнов

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ТЕПЛОАГРУЖЕННОЙ МИШЕНИ

ВВЕДЕНИЕ

Создание внутрикамерных элементов термоядерного реактора токамака связано с большим количеством трудно решаемых инженерных проблем, и одна из них – отведение тепловых потоков с удельной плотностью уровня $10 - 20 \text{ МВт/м}^2$. Возможным решением данной задачи может стать использование двухкомпонентной смеси воды и воздуха в качестве теплоносителя для охлаждения элементов реактора.

Для проведения исследований процессов теплообмена диспергированного потока с теплонагруженной мишенью на кафедре ОФиЯС «НИУ «МЭИ» спроектирована и собрана специальная экспериментальная гидравлическая система охлаждения [1].

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

2.1. Основные системы

Рассматриваемая экспериментальная установка включает в себя четыре основные системы: нагрева, охлаждения, вакуумной откачки, сбора и обработки информации.

Источником теплового потока, воспринимаемого мишенью, служит электронно-лучевая пушка (ЭЛП) компании «ТЭТА» с максимальной мощностью генерируемого пучка электронов 60 кВт . Для облучения мишени ЭЛП требуется разряжение в рабочей области не менее 10^{-3} Па , достигаемое с использованием вакуумной системы. Охлаждение рабочего участка осуществляется с использованием двухкомпонентного диспергированного потока, образуемого форсункой пневматического типа. Подача воды из питающего бака в форсунку осуществляется с помощью центробежного насоса при регулируемом давлении в диапазоне $(1-10) \cdot 10^5 \text{ Па}$. Воздух подается в форсунку при помощи компрессора под давлением в интервале $(2 - 10) \cdot 10^5 \text{ Па}$. Выбор данного типа форсунки обусловлен, в первую очередь, необходимостью получения мелкодисперсных капель жидкости диаметром порядка $50 - 100 \text{ мкм}$, что трудно реализовать другими способами диспергирования. Электрические сигналы с датчиков расхода, давления, температуры обрабатываются системой сбора и обработки информации, созданной на базе оборудования National Instruments.

Данная экспериментальная установка позволяет создать условия для тепловоспринимающей мише-

ни подобно тем, что испытывают элементы первой стенки термоядерного реактора токамака.

2.2. Рабочий участок

Для проведения экспериментальных исследований используются различные рабочие участки. На данный момент наибольший интерес представляет поперечное охлаждение мишени диспергированным потоком, в связи с чем в рассматриваемой серии опытов используется исследовательский модуль (ИМ), смонтированный в вакуумную камеру установки, представленный на рис. 1.

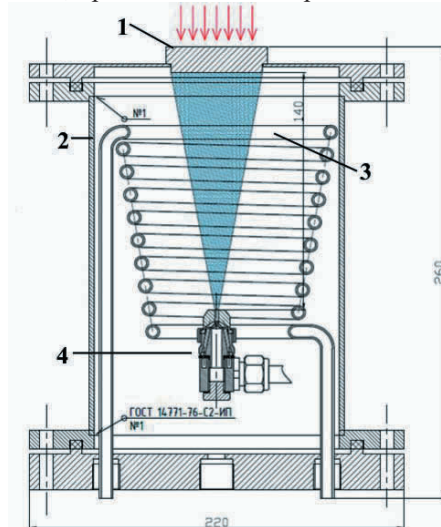


Рис. 1. Исследовательский модуль: 1 – мишень; 2 – корпус; 3 – конденсатор 4 – форсунка.

Корпус ИМ изготовлен из нержавеющей стали 12Х18Н10Т и предназначен для вакуумной изоляции ЭЛП от элементов системы охлаждения. Мишень расположена в центре верхнего фланца и выполнена из меди марки М0. Для измерения температуры мишени в ней установлены 6 термопар типа хромель-алюмель (рис. 2).

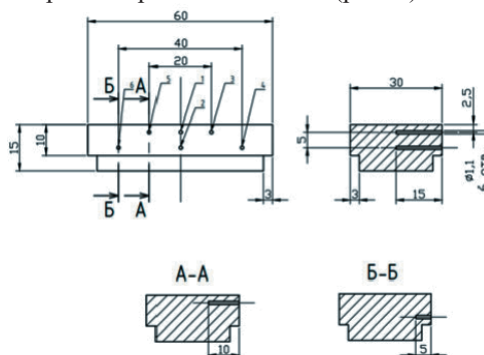


Рис. 2. Расположение термопар в мишени.

2.3. Методика проведения экспериментов

Экспериментальные исследования по охлаждению мишени проводились на форсунке, позволяющей регулировать режимные параметры компонентов диспергированного потока на входе в форсунку в следующем диапазоне: расход воды $G_{\text{воды}} = (8,3 - 25,0) \cdot 10^{-3}$ кг/с, давление воды $p_{\text{воды}} = (0,5 - 5,0) \cdot 10^5$ Па; расход воздуха $G_{\text{возд}} = (0,3 - 1,1) \cdot 10^{-3}$ кг/с, давление воздуха $p_{\text{возд}} = (0,6 - 6,0) \cdot 10^5$ Па. В процессе эксперимента проводился контроль основных теплофизических (температура, давление, расход) и электрических параметров (ускоряющее напряжение и сила анодного тока ЭПП и др.).

Цель эксперимента – определение наиболее эффективных режимов охлаждения теплонагруженной поверхности при различном соотношении дистиллированной воды и воздуха в двухкомпонентной смеси.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате первичной обработки данных были получены значения плотности теплового потока на поверхности обогреваемой мишени, расчет которых осуществлялся исходя из уравнения теплового баланса. Тепловая мощность, воспринимаемая теплоносителем, соответствует электрической мощности пучка заряженных частиц ЭПП:

$$q = \frac{IU}{S_{\text{нов}}} = Gc_p(T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}), \quad (1)$$

где q – плотность теплового потока, воспринимаемого мишенью, Вт/м²; I – сила анодного тока ЭПП; U – ускоряющее напряжение ЭПП; G – массовый расход; c_p – удельная теплоемкость; $T_{\text{вх}}$, $T_{\text{вых}}$ – температура входа и выхода компонентов теплоносителя соответственно.

Также были получены значения температуры тепловоспринимающей и охлаждаемой поверхностей мишени с использованием экстраполяции измеряемых значений температуры. На рисунке 3 представлены значения температуры стенки по толщине мишени при различных значениях локальной плотности теплового потока (в центральном сечении).

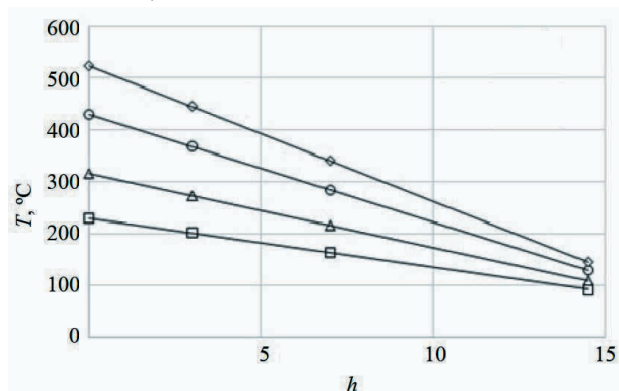


Рис. 3. Распределение температуры стенки T по толщине мишени h при различных значениях плотности теплового потока в центральном сечении: $\square - q = 2,7$ МВт/м²; $\Delta - q = 4,1$ МВт/м²; $\circ - q = 5,9$ МВт/м²; $\diamond - q = 7,3$ МВт/м².

На рисунке 4 представлена зависимость плотности теплового потока q от температурного напора $\Delta T = T - T_s$ (T – температура поверхности охлаждения; T_s – температура насыщения воды при данном давлении) для различных расходов воды и воздуха.

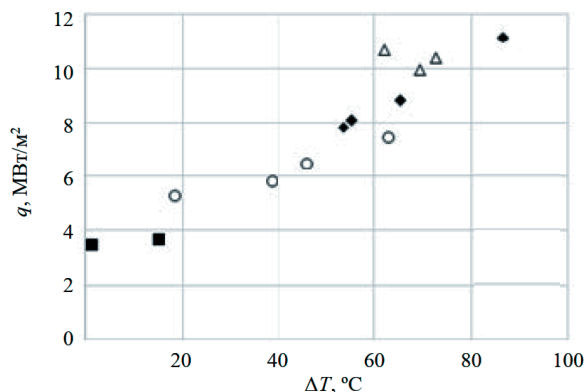


Рис. 4. Зависимость плотности теплового потока q от температурного напора ΔT : $\blacksquare - G_{\text{воды}} = 8,3 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $\circ - G_{\text{воды}} = 12,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $\blacklozenge - G_{\text{воды}} = 16,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; $\triangle - G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с.

Максимальное значение плотности теплового потока в данной серии экспериментов составило $q_{\text{макс}} = 10,6$ МВт/м². Кроме того для режимов с расходом воды $G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с максимальное значение отводимой плотности теплового потока может быть увеличено, так как не был достигнут кризис теплообмена.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены новые экспериментальные данные по распределению температуры стенки в мишени, а также выполнены оценки значений плотности теплового потока.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (соглашение № 21-79- 10179).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Охлаждение** диспергированным потоком поверхности, подверженной высокой тепловой нагрузке / А.С. Демидов, А.В. Захаренков, А.Т. Комов и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2023. Т. 46. Вып. 2. С. 53 – 62; DOI: 10.21517/0202-3822-2022-46-2-53-62.
2. **Применение** диспергированного газожидкостного потока для охлаждения жидкометаллического лимитера токамака Т-10 / А.В. Вертков, А.Т. Комов, И.Е. Люблинский и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018. Т. 41. Вып. 1. С. 57 – 64. doi: 10.21517/0202-3822-2017-41-1-57-64.
3. **Применение** диспергированного газожидкостного потока для охлаждения энергонапряженных элементов конструкций / А.В. Захаренков, В.Д. Локтионов, А.В. Дедов и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2021. Т. 44. Вып. 4. С. 54 – 62.
4. **Вертков А.В., Жарков М.Ю., Захаренков А.В.** Применение диспергированного газожидкостного потока низкого давления в системе охлаждения литиевых диверторных пластин токамака // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2022. Т. 45. Вып. 1. С. 91 – 97.

А.Т. Комов, А.В. Дедов, А.В. Захаренков, П.П. Щербаков,
Ю. В. Вершинина, А.Д. Соколова, В.С. Штелинг

Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОСЪЕМА ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ОТ МОДИФИЦИРОВАННОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

ВВЕДЕНИЕ

Быстрое развитие мощных электронных энергетических установок и двигателей привело к тому, что характеристики этих систем стали ограничены возможностями теплосъема. Современная электроника может генерировать тепловые потоки до 10 МВт/м^2 , которые при этом необходимо отводить с минимальным расходом теплоносителя. Использование фазового перехода позволяет теплосъему диспергированным потоком достигать высокой плотности теплового потока. Этот метод доказал свою эффективность в различных областях применения. Тем не менее теплосъем и эффективность теплоотвода распылением нуждаются в дальнейшем улучшении, чтобы соответствовать требованиям энергетических установок следующего поколения со сверхвысокой мощностью. Разработка свойств и структур поверхности, которая обеспечивается современными технологиями производства, может существенно повлиять на взаимодействие диспергированного потока и стенки, что становится наиболее многообещающим способом охлаждения. Однако механизмы охлаждения распылением с улучшенными теплофизическими свойствами поверхности разнообразны и неоднозначны. Анализ экспериментальных данных на структурированных поверхностях показывает, что охлаждение диспергированным потоком может обеспечить максимальный тепловой поток выше 10 МВт/м^2 при коэффициенте теплоотдачи, достигающим $60 \text{ кВт/(м}^2 \cdot \text{К)}$ [1].

Для диспергированного охлаждения водой структурированных поверхностей получен большой разброс данных как по коэффициентам теплоотдачи, так и по максимальным тепловым потокам [1]. Большинство экспериментальных и численных исследований в области диспергированного охлаждения посвящено изучению спреев, формируемых одиночным соплом [2, 3]. Для однофазных режимов такой способ охлаждения изучен достаточно основательно [4, 5]. Однако, как можно увидеть из обзорной статьи [1], режим диспергированного охлаждения при температурах поверхности выше температуры насыщения жидкости активно изучается, и многие авторы получают неоднозначные результаты, касающиеся как максимальной плотности теплового потока, так и его эффективности.

Данная работа будет направлена на экспериментальное исследование процессов повышения эффективности теплообмена диспергированным потоком с помощью модификации теплообменных

поверхностей в условиях сверхвысоких тепловых потоков. На первом этапе проекта рассматривается модификация поверхности макроструктурами с размером неоднородности от 250 до 1000 мкм.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

На рисунке 1 приведена принципиальная схема экспериментального стенда для исследования теплосъема от структурированной поверхности с высокой температурой при ее охлаждении диспергированным потоком теплоносителя. Данный экспериментальный стенд включает в себя гидравлический контур, систему индукционного нагрева, систему сбора и обработки информации и экспериментальную камеру. Давление в контуре теплоносителя (дистиллированной воды) может изменяться в диапазоне $p = (0,1 \div 1,5) \text{ МПа}$, что при использовании различных распыляющих устройств (форсунок) позволяет регулировать расход теплоносителя в большом диапазоне.

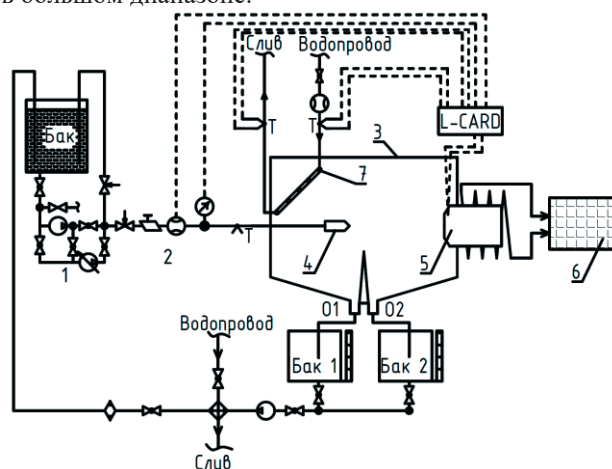


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – насосная система; 2 – запорно-регулирующая арматура и устройства измерения параметров теплоносителя; 3 – экспериментальная камера; 4 – форсунка; 5 – рабочий участок с модифицированной поверхностью; 6 – ВЧ-генератор; 7 – змеевиковый конденсатор.

3. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ РАБОЧЕГО УЧАСТКА

На рисунке 2 изображена конструкция рабочего участка. Рабочий участок 1 крепится к стенке экспериментальной камеры 2 при помощи магнито-прозрачного фланца 3 из теплоизоляционной керамики, обладающего низкой теплопроводностью ($0,16 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$). С внешней стороны рабочий участок помещен в индукционную катушку 4, подключенную к ВЧ-генератору и системе охлажде-

ния. Нагрев рабочего участка осуществляется индуцированными токами Фуко. Расстояние от форсунки *б* до рабочего участка *1* может меняться в зависимости от типа используемой форсунки и размеров поверхности рабочего участка. В представленных далее экспериментах форсунка устанавливается таким образом, чтобы факел распыла полностью орошал поверхность рабочего участка, площадь теплообмена составляет $\sim 10 \text{ см}^2$.

В рабочий участок впрыснуты 17 стержней диаметром 8 мм, изготовленных из технического чистого железа Армко 5. Стержни предназначены для увеличения совокупной индуктивности системы за счет высокой магнитной проницаемости железа $\mu = 5000$, а также температуры Кюри ($\sim 767 \text{ }^\circ\text{C}$), что позволяет им сохранять ферромагнитные свойства при режимах с высокой плотностью теплового потока и компенсировать диамагнитные свойства меди. Такая конструкция позволяет обеспечивать нагрев рабочего участка с высокой плотностью энергии, необходимой для моделирования штатных условий в современных энергетических системах.

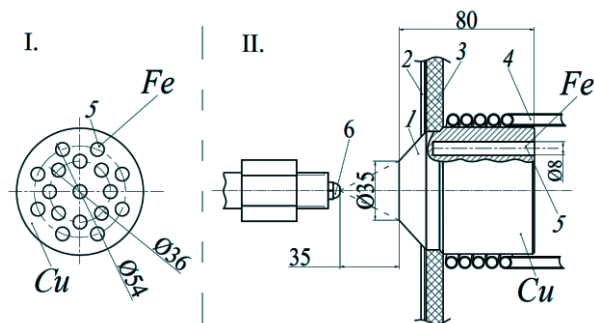


Рис. 2. Конструкция рабочего участка: *1* – рабочий участок; *2* – стенка экспериментальной камеры; *3* – керамический фланец; *4* – индукционная катушка; *5* – стальные стержни; *6* – форсунка.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рисунке 3 приведены полученные экспериментальные зависимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока для различных типов поверхности. На данных зависимостях приведены кривые теплообмена для следующих поверхностей: *1* – немодифицированная поверхность; *2* – поверхность, оребренная с помощью накатки; *3* – поверхность, модифицированная электронным пучком, *4* – поверхность, модифицированная лунками.

Полученные результаты показали, что наибольшее увеличение эффективности теплообмена наблюдается на поверхности, обработанной электронным пучком, имеющая наиболее развитую структуру при этом максимальное значение плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи изменяется незначительно. Максимальные значения данных величин наблюдаются на поверхности, модифицированной лунками, в то время как наименьшие – на поверхности, модифицированной накаткой.

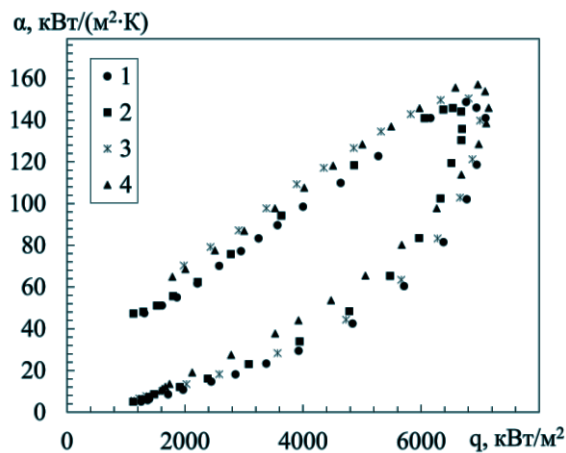


Рис. 3. Зависимость коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока. Параметры диспергированного потока теплоносителя для всех экспериментов: $p = 3,5 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $G = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с}$, $j = 6,2 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выбранные структуры для модификации поверхности незначительно влияют на максимальный коэффициент теплоотдачи и плотность теплового потока для данного режима охлаждения. Это может быть связано с неоптимальным размером неоднородности, который в условиях эксперимента был на порядок больше, чем средний диаметр капель диспергированного потока.

Увеличение коэффициента теплоотдачи для модифицированных поверхностей при аналогичной плотности теплового потока может быть связано с неравномерным температурным распределением по профилю структур на модифицированной поверхности, что обеспечивает меньшую температуру охлаждаемой поверхности.

Исследование проведено в Национальном исследовательском университете «МЭИ» при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-0016.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Xu R., Wang G., Jiang P.** Spray Cooling on Enhanced Surfaces: A Review of the Progress and Mechanisms // Journal of Electronic Packaging, Transactions of the ASME. 2022. Vol. 144(1). 010802.
2. **Parameter** analysis of atomized droplets sprayed evaporation in flue gas flow / S. Feng, L. Xiao, Z. Ge, et al. // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd. 2019. Vol. 129. P. 936 – 952.
3. **Experimental** study on the effects of spray inclination on water spray cooling performance in non-boiling regime / Y. Wang, M. Liu, K. Xu, Y. Chen // Experimental Thermal and Fluid Science. Elsevier Inc. 2010. Vol. 34. No 7. P. 933 – 942.
4. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** The effect of confinement on the flow and turbulent heat transfer in a mist impinging jet // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2011. Vol. 54. No 19–20. P. 4266 – 4274.
5. **Caliskan S., Baskaya S., Calisir T.** Experimental and numerical investigation of geometry effects on multiple impinging air jets // International Journal of Heat and Mass Transfer. Elsevier Ltd. 2014. Vol. 75. P. 685 – 703.

ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ ПЕРВОЙ ГРУППЫ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

ВВЕДЕНИЕ

Расчет лучистого теплообмена в теплонагруженных аппаратах [1], в частности с возможностью эффективного повышения передачи тепловой мощности современных установок ядерного синтеза [2], практически не осуществим без точного знания излучательной способности (ИС) применяемых веществ. Вышесказанное определяет актуальность создания и расширения имеющихся баз данных индивидуальных теплофизических характеристик веществ в широком температурном диапазоне.

ОБЪЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Жидкие теплоносители используют как для отвода, так и для передачи от нагретой поверхности ТВЭЛов теплоты, образующейся в результате протекания ядерной реакции [3]. В качестве жидкометаллических теплоносителей применяется натрий и натрий – калиевый эвтектический сплав [4].

В работе исследовалась температурная зависимость нормальной интегральной ИС – ϵ_m металлических натрия и калия – элементов первой группы Периодической системы с чистотой 99,8 и 98 % соответственно.

Проведенный авторами литературный анализ показал отсутствие табулированных справочных данных по ИС щелочных металлов в отличие от данных по тугоплавким металлам (титан, цирконий, гафний и др.) [5, 6].

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование авторов проводилось на базе научно-исследовательской лаборатории кафедры «Вакуумная техника электрофизических установок» ФГБОУ ВО «КНИТУ». Описание установки по исследованию ИС металлов, включая фазовый переход твердое тело – жидкость, приведено в [7]. Метод исследования – радиационный, в атмосфере подготовленного инертного газа – аргона. Суть метода заключается в сравнительном измерении приемником теплового излучения лучистой энергии, испускаемой исследуемым образцом и абсолютно черным телом (АЧТ) [5].

В качестве АЧТ использовалась тонкостенная цилиндрическая полость конечной длины, выполненная из стали. Отношение диаметра модели к ее длине соответствует рекомендациям справочной литературы [8], что позволило получить степень черноты АЧТ не ниже 0,99.

Авторами уделялось большое внимание получению «незагрязненных» окислами и гидроокислами поверхностей образцов. Образец металла меха-

нически обрезался в специальной камере с избыточным давлением аргона и имел минимальный по времени воздушный контакт перед помещением в экспериментальную ячейку на танталовую пластину – резистивный нагреватель, с выемкой.

Предварительный постепенный нагрев металла иногда приводил к появлению на поверхности зеркала расплава пленки, которая механически удалялась предусмотренным в конструкции ячейки скребком. При невозможности получения чистой зеркальной поверхности металла опыт прекращался и повторялся вновь с заменой образца.

Состояние поверхности образца визуально оценивалось и контролировалось в течении всего опыта через боковые иллюминаторы измерительной ячейки.

Температура металла в опытах измерялась и контролировалась хромель-копелевыми термометрами, механически установленными в приповерхностном слое образца.

Экспериментальные замеры проводились с периодичной воспроизводимостью 7 – 10 раз для получения среднестатистического значения.

Погрешность эксперимента оценена авторами в $5 \div 8$ % в зависимости от температуры опыта.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Теоретические подходы расчета ИС веществ в рамках классической электромагнитной теории предполагают использование приближения Фута [5]:

$$\epsilon_{tn} = 5,78\sqrt{rT} - 17,9rT + 44(rT)^{3/2},$$

где r – удельное электрическое сопротивление, Ом·м; T – температура образца металла, К.

Результаты теоретического расчета ϵ_m металлов графически иллюстрированы на рисунках в каждом случае ниже по тексту.

Экспериментальное исследование ИС натрия показало увеличение ϵ_m в твердой фазе (рис. 1) с положительным скачком ИС в области фазового перехода первого рода на 26 % относительно твердой фазы и продолжение роста ϵ_m с увеличением температуры жидкой фазы вплоть до 950 К.

Проведенный расчет ϵ_m по приближению Фута для ИС натрия показал качественное схождение результатов в пределах погрешности опыта. Данные по удельному электрическому сопротивлению натрия в твердой фазе взяты из [10], данные по жидкой фазе из [11].

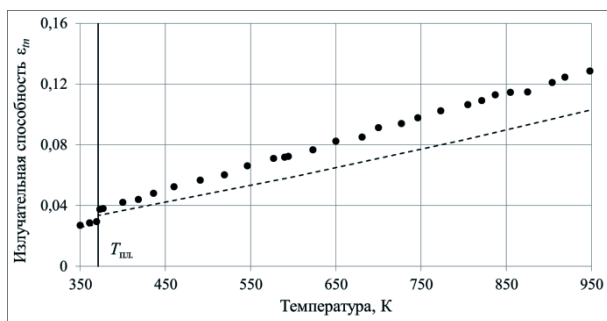


Рис. 1. Зависимость ε_m натрия от температуры: ● – измерения авторов; штриховая линия – расчет по приближению Фута. $T_{пл.} = 371,01$ К [9].

Поведение ИС калия от температуры (рис. 2) аналогично поведению ИС натрия. При плавлении металла зафиксировано увеличение ИС на 13 % относительно твердой фазы. Расчеты ИС по электромагнитной теории плохо согласуются с экспериментом.

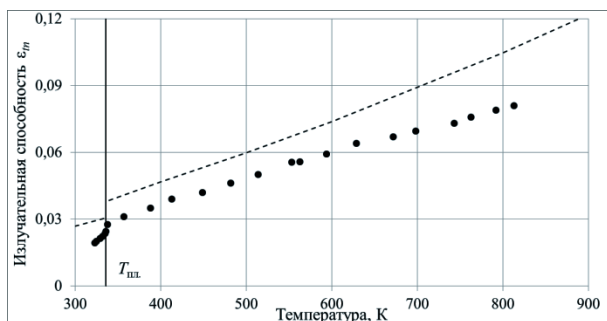


Рис. 2. Зависимость ε_m калия от температуры: ● – измерения авторов; штриховая линия – расчет по приближению Фута. $T_{пл.} = 336,86$ К [9].

Проведенный расчет ε_m по приближению Фута для ИС калия показал качественное сходжение результатов в пределах погрешности опыта. Данные по удельному электрическому сопротивлению калия в твердой фазе взяты из [12], данные по жидкой фазе из [11].

Сравнение поведения ИС и удельного электро-сопротивления металлов с ростом температуры показывает аналогичность динамики изменения свойств с характерным скачкообразным изменением в области фазового перехода первого рода.

Скачкообразное поведение ИС в области фазового перехода твердое тело – жидкость щелочных металлов характерно для металлов и других подгрупп периодической системы, что было представлено и обсуждено в публикациях [7, 13].

Стоит отметить, что характерные скачки ИС соответствуют аналогичному приращению энтропии при фазовом переходе твердое тело – жидкость [14].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Экспериментально исследована температурная зависимость ИС натрия и калия, включая фазовый переход твердое тело – жидкость.

2. Зафиксировано увеличение ИС металлов с ростом температуры и скачкообразное изменение в области фазового перехода первого рода.

3. Проведенное исследование показало, что ИС натрия и калия с ростом температуры ведет себя аналогично ИС металлов других групп периодической системы.

4. Теоретический подход расчета ИС дает возможность лишь качественного описания поведение ИС металлов от температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Зигель Р., Хауэлл Дж.** Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975. 934 с.
2. **Савватимский А.И., Коробенко В.Н.** Высокотемпературные свойства металлов атомной энергетики: цирконий, гафний и железо при плавлении и в жидком состоянии. М.: Издательский дом МЭИ, 2012. 214 с.
3. **Машиностроение ядерной техники.** Т. IV-25: в 2 кн. / Е.О. Адамов, Ю.Г. Драгунов, В.В. Орлов, Л. П. Абагян. Книга 1. М.: Машиностроение. 2005. 960 с.
4. **Жидкометаллические теплоносители** / В.М. Боршанский, С.С. Кутателадзе, И.И. Новиков и др. М.: Атомиздат, 1976. 328 с.
5. **Излучательные свойства твердых материалов.** Справочник / под общ. ред. А.Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 472 с.
6. **Touloukian Y.S., DeWitt D.P.** Thermal Radiative Properties-Metallic Elements and Alloys. New York. Vol. 7. 1970. P. 1540.
7. **Косенков Д.В., Сагадеев В.В., Аляев В.А.** Степень черноты ряда металлов VIII группы периодической системы // Теплофизика и аэромеханика. 2021. Т. 28. № 6. С. 951 – 956.
8. **Бураковский Т., Гизинский Е., Саля А.** Инфракрасные излучатели. Ленинград: Энергия, 1978. 407 с.
9. **Термодинамические свойства индивидуальных веществ.** Справочное издание: В 4-х т. / Л.В. Гурвич, И.В. Вейц, В.А. Медведов и др. 3-е изд., перераб. и расшир. Т. IV. Кн. 2.. М.: Наука, 1982. 560 с.
10. **Bradshaw F.J., Pearson S.** The Electrical Resistivity of Sodium between 78 K and 372 K // Proceedings of the Physical Society. Section B. 2022. Vol. 69. No 4. P. 441 – 448.
11. **Соловьев А.Н.** О зависимости электрического сопротивления жидких металлов от удельного объема // ТВТ. 1963. Т. 1. № 1. С. 45 – 49.
12. **Addison C.C., Creffield G.K. and Pulham R.J.** // Journal of the Chemical Society A: Inorganic, Physical, Theoretical. 1971. P. 2685 – 2688.
13. **Косенков Д.В., Сагадеев В.В., Аляев В.А.** Исследование теплового излучения элементов подгруппы титана с учетом фазовых переходов // Журнал технической физики. 2021. Т. 91. № 7. С. 1090 – 1092.
14. **Хрущев Б.И.** Структура жидких металлов. Ташкент: Фан, 1970. 110 с.

МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И МОЩНЫЕ ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ

В докладе будет представлен обзор по теоретическим и экспериментальным исследованиям в области сжатия и нагрева плазменной мишени во внешнем магнитном поле, которая в последнее время получила название магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС) [1 – 8]. Приведен анализ современного состояния работ по имплозии замагниченных мишеней и влиянию внешнего магнитного поля на основные параметры плазмы и характеристики системы. Затронуты вопросы численного моделирования экспериментов магнитно-инерциального удержания плазмы. Особое внимание уделено двум перспективным направлениям МИТС – с плазменными пушками (плазменные струи) и с лазерным драйвером (лазерные пучки).

Разработана математическая модель исследования нестационарных процессов нагрева и сжатия вещества, находящегося во внешнем магнитном поле, несколькими лазерными и плазменными пучками. С этой целью разработана группа моделей, учитывающих ключевые эффекты внутреннего термоядерного энерговыделения, кинетики продуктов синтеза и динамики замагниченной плазмы. Предложена новая модель взаимодействия в системах «замагниченная предварительно сформированная плазма–высокоскоростные плазменные струи» и «замагниченная мишень–мощный лазер». Проведены комплексный анализ по удержанию плазменной конфигурации в затравочном магнитном поле после равномерного обжатия и численный анализ на базе нестационарной двумерной радиационно-магнитогидродинамической модели с учетом электронной теплопроводности и радиационно-конвективного. Показана возможность создания генераторов нейтронов на основе комбинированной схемы воздействия (число нейтронов на единицу длины $\approx 10^{15}$ н/см к моменту времени окончания воздействия). Дана оценка плазодинамических параметров мишени для комбинированной схемы воздействия интенсивных потоков энергии, так называемые магнитно-инерциальные термоядерные системы [9 – 18].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Инерционный** термоядерный синтез с применением взрывомагнитных генераторов / С.Г. Гаранин, А.В. Ивановский, С.М. Куликов и др. // *Физика плазмы*. 2022. Т. 48. С. 131-140.
2. **Ryzhkov S.V.** Comparison of a deuterium - helium-3 FRC and mirror trap for plasma confinement // *Fusion Science and Technology*. 2007. Vol. 51. No 2T. P. 190–192.
3. **Performance** Scaling in Magnetized Liner Inertial Fusion Experiments / M.R. Gomez, S.A. Slutz, C.A. Jennings, et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2020. Vol. 125. P. 155002.
4. **An overview** of magneto-inertial fusion on the Z machine at Sandia National Laboratories / Yager-Elorriaga D.A. et al. // *Nucl. Fusion*. 2022. Vol. 62. P. 042015.
5. **Рыжков С.В.** Моделирование теплофизических процессов в магнитном термоядерном двигателе // *Тепловые процессы в технике*. 2009. № 9. С. 397–400.
6. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Radiation-hydrodynamic modeling of the contact boundary of the plasma target placed in an external magnetic field // *Applied Physics*. 2014. No 3. P. 26–30.
7. **Кузенов В.В., Рыжков С.В.** Численное моделирование взаимодействия мишени магнитноинерциального термоядерного синтеза с плазменным и лазерным драйверами // *ТВТ*. 2021. Т. 59. № 4. С. 492–501.
8. **Ryzhkov S.V., Chirkov A.Yu.** Alternative Fusion Fuels and Systems. CRC Press, Taylor & Francis, 2018. 200 p.
9. **Fusion** Modes of an Axially Symmetrical Mirror Trap with the High Power Injection of Fast Particles / A.Yu. Chirkov, et al. // *Plasma Physics Reports*. 2012. Vol. 38. P. 1025.
10. **Ryzhkov S.V.** Compact Toroid and Advanced Fuel - Together to the Moon?! // *Fusion Science and Technology*. 2005. Vol. 47. No 2T. P. 342–344.
11. **Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V.** Impact of powerful thermal and neutron fluxes on the structural elements of fusion and fission reactors // *Physics of Atomic Nuclei*. 2018. Vol. 81. No. 10. P. 1432–1440.
12. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Calculation of plasma dynamic parameters of the magneto-inertial fusion target with combined exposure // *Physics of Plasmas*. 2019. Vol. 26. P. 092704.
13. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Estimation of the neutron generation in the combined magneto-inertial fusion scheme // *Physica Scripta*. 2021. Vol. 96. P. 125613.
14. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Thermophysical Parameter Estimation of a Neutron Source Based on the Action of Broadband Radiation on a Cylindrical Target // *Fusion Science and Technology*. 2023. Vol. 79. P. 399–406.
15. **Mozgovoy A.G., Romadanov I.V., Ryzhkov S.V.** Formation of a compact toroid for enhanced efficiency // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21. 022501.
16. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Numerical Simulation of Pulsed Jets of a High-Current Pulsed Surface Discharge // *Computational Thermal Sciences*. 2021. Vol. 13. P. 45–56.
17. **Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V.** Approximate calculation of convective heat transfer near hypersonic aircraft surface // *Journal of Enhanced Heat Transfer*. 2018. Vol. 25. P. 181.
18. **Ryzhkov S.V.** Magneto-Inertial Fusion and Powerful Plasma Installations (A Review) // *Applied Sciences*. 2023. Vol. 13 (21). P. 6658.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА В МАКРО- И МИКРОКАНАЛЕ С ПОРИСТЫМ ПОКРЫТИЕМ

ВВЕДЕНИЕ

Согласно имеющимся представлениям, нанесение пористых покрытий является эффективным методом повышения критической тепловой нагрузки в каналах различных размеров [1–5]. Критическая тепловая нагрузка увеличивается благодаря росту плотности центров парообразования и действия капиллярных сил.

2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА КРИТИЧЕСКОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ В МАКРО- И МИКРОКАНАЛЕ

В работе описан метод расчет критической тепловой нагрузки на основе обобщения массива экспериментальных данных, разработанный при исследовании кипения воды в горизонтальной трубе диаметром 8 мм с микропористым покрытием и односторонним нагревом [4] в микроканале с размерами 12,5×3×0,2 мм [3].

Расчет критической тепловой нагрузки в макроканале без покрытия проводится по формуле

$$q_{кр0} = 9,1 \cdot 10^{-3} q_0 \left(\frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0,25} Re_s^{0,26}, \quad (1)$$

$$\text{где } Re_s = \frac{\rho' W_0}{\mu_s} d_2; W_0 = \frac{G}{\rho' s}; q_0 = r \sqrt{\frac{\sigma \rho''}{d_2}},$$

ρ' , ρ'' – плотности жидкой и паровой фазы соответственно, кг/м³; W_0 – скорость циркуляции, м/с; r – скрытая теплота парообразования, Дж/кг; σ – коэффициент поверхностного натяжения, н/м; d_2 – гидравлический диаметр канала, м;

Расчет критической тепловой нагрузки в макроканале с пористым покрытием с учетом недогрева жидкости и ориентации источника нагрева относительно горизонтальной трубы:

$$q_{кр} = q_{кр0} \Psi_n \Psi_{p,n} \Psi_{п.п.}, \quad (2)$$

где $\Psi_n, \Psi_{p,n}, \Psi_{п.п.}$ – поправочные коэффициенты, учитывающие соответственно влияние недогрева жидкости, расположения источника нагрева относительно горизонтальной трубы и пористого покрытия. $\Psi_n, \Psi_{p,n}$ – выбираются по данным работы [4].

$$\Psi_{п.п.} = 1 + 0,44 N^{0,1} (1 - A Re_s^B), \quad (3)$$

$$\text{где } N = \left(\frac{d_{\max} r \rho'' \Delta T_s}{4 \sigma T_s} \right)^m, \quad m = -16300 \frac{\delta_{п.п.}}{\lambda_{эф.}} + 4.$$

В макроканале было нанесено спеченное микропористое покрытие из меди толщиной примерно 0,35 мм и средним размером частиц около 40 мкм (рис. 1). В формуле (3) принимается $A = 0,25$; $B = 0,1$.

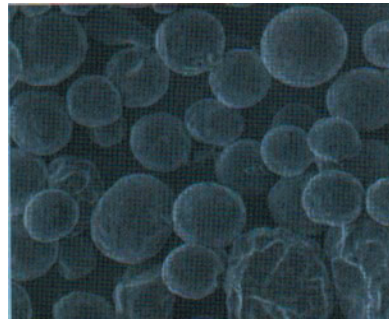


Рис. 1. Спеченное микропористое покрытие.

В микроканале покрытие состояло из наночастиц оксида алюминия размером около 50 нм, средней толщиной около 1 мкм (рис.2). В формуле (3) коэффициент и степень числа Рейнольдса равны $A = 0,01$; $B = 0,05$.

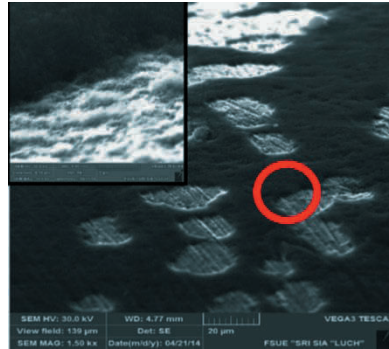


Рис. 2. Покрытие из наночастиц Al_2O_3 .

$\lambda_{эф.}$ определяется по следующей формуле

$$\lambda_{эф.} = \gamma \lambda_c + (1 - \gamma) \left(\frac{1 - \varepsilon}{\lambda_c} + \frac{\varepsilon'}{\lambda'} + \frac{\varepsilon''}{\lambda''} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где λ_c — коэффициент теплопроводности каркаса, Вт/м·К; ε — пористость; ε' , ε'' — объемные доли жидкости и пара в покрытии; λ' , λ'' — коэффициенты теплопроводности воды и пара при температуре насыщения T_s .

ΔT_s – рассчитывается по формуле Барча – Шредера – Рихтера [4]:

$$\Delta T_s = T_s \left[\frac{1}{\left(1 - 0,6 \frac{T_s}{r}\right)} - 1 \right]. \quad (5)$$

3. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ОПЫТНЫХ ДАННЫХ ПО КРИТИЧЕСКОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКЕ ПРИ КИПЕНИИ ВОДЫ В МАКРО- И МИКРОКАНАЛЕ

Сравнение экспериментальных и рассчитанных по формулам (1) и (2) для макро- микроканалов представлены на рис. 3 и 4.

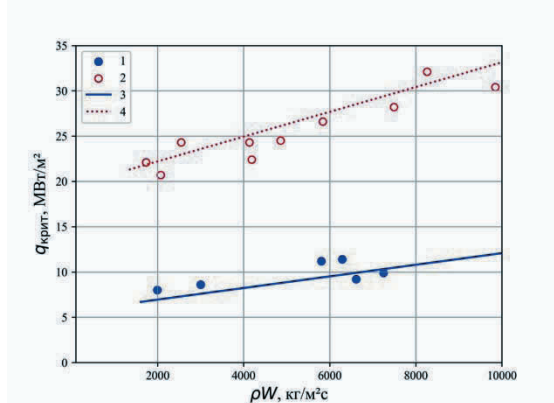


Рис. 3. Зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости в макроканале. $d = 8$ мм, $P = 0,5$ МПа, $x = -0,2$. 1 – труба с технически гладкой поверхностью; 2 – труба с пористым покрытием; 3, 4 – расчет по формулам (1) и (2).

В макроканале при низких ρW [<200 кг/(м²·с)] медное микропористое покрытие приводит к повышению $q_{\text{крит}}$ в три раза. С увеличением массовой скорости влияние микропористого покрытия ослабевает, хотя остается значительным. При $\rho W = 10\,000$ кг/(м²·с) значение $q_{\text{крит}}$ в два раза выше, чем в макроканале с технически гладкой поверхностью. Отклонение расчетных данных от экспериментальных не превышает 20 %.

Для микроканала без покрытия показаны опытные данные [3, 5, 6]. Как видно, наблюдается удовлетворительное согласование опытных и расчетных данных. Покрытие из наночастиц приводит к росту критической тепловой нагрузки на 50 %. Более сильное влияние пористого покрытия на критическую тепловую нагрузку в макроканале вызвано двумя факторами – большим коэффициентом теплопроводности материала покрытия и существенно большим эффектом действия капиллярных сил в микропористом спеченном покрытии по сравнению с покрытием из наночастиц.

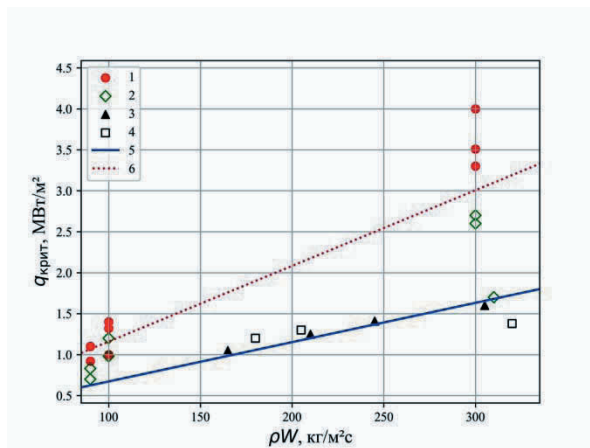


Рис. 4. Зависимость критической тепловой нагрузки от массовой скорости в микроканале. 1 – $13,7 \times 3 \times 0,2$, без покрытия [5]; 2 – $13,7 \times 3 \times 0,2$ мм, с покрытием из наночастиц Al_2O_3 [5]; 3 – $12,5 \times 3 \times 0,2$ мм, без покрытия [3]; 4 – $16 \times 2 \times 0,36$ мм, без покрытия [6]; 5 – расчет по (1); 6 – расчет по (2).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пористое покрытие в макроканале приводит к повышению $q_{\text{крит}}$ до трех раз. Для микроканала с покрытием из наночастиц критическая тепловая нагрузка больше в среднем в 1,5 раза. Предложенные уравнения удовлетворительно описывают опытные данные по критическим тепловым нагрузкам в макро- и микроканалах в исследуемом диапазоне режимных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Интенсификация** тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах / Б.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.И. Леонтьев и др.; под ред. Ю. А. Кузма-Кичты. – М.: ЦНИИАтоминформ, 2008. 532 с.
2. **Intensification of Heat and Mass Transfer on Macro-, Micro-, and Nanoscales** / B.V. Dzyubenko, Yu. A. Kuzma-Kichta, A.I. Leontiev et al. // Begell House, 2016.
3. **Heat transfer crisis investigation in microchannel without and with coating from nanoparticles** / Yu. A. Kuzma-Kichta, A. V. Lavrikov, M. Shustov, et al. // 2020. J. Phys.: Conf. Ser. 1683. 022087.
4. **Сухов Б.Ю.** Экспериментальное исследование влияния пористого покрытия на кризис теплообмена в канале с односторонним нагревом и разработка расчетных рекомендаций: дис. к.т.н.: 01.04.14. Москва, 1997. 153 с.: ил.
5. **Шустов М.В.** Исследование кипения в микроканале с покрытием из наночастиц: автореферат дис. к.т.н.: 01.04.14. Москва, 2015. 20 с.
6. **Kuznetsov V.V., Shamirzaev A. S.** The Influence of the Mass Flow Rate on the Critical Heat Flux during Subcooled Deionized Water Boiling in a Microchannel Cooling System // Technical Physics Letters. 2018. Vol. 44. No. 10. P. 938 – 941.

ПОЛУЧЕНИЕ ТУГОПЛАВКИХ КАРБИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует высокая потребность промышленных производств в материалах, обладающих рядом определенных и уникальных свойств: высокой термостойкостью, прочностью, изоляционными свойствами и др., что требует создания новых или усовершенствования уже имеющихся технологий и средств для их получения. Кроме того, все более значительную роль играет не только эффективность производства продукции, но и экологическая безопасность.

Практический интерес к карбидным материалам, в частности к карбиду вольфрама (WC), обусловлен широким спектром областей промышленного применения: в металлообрабатывающей, буровой и горнодобывающей промышленности в сложных условиях высокого давления, высокой температуры и в агрессивных средах [1, 2].

Преимуществом плазменного процесса получения подобных материалов является достижение высоких значений энтальпии дуговой плазмы, вследствие чего наблюдается высокая скорость нагрева плазмообразующего газа и обрабатываемого материала. Обработка материала в зоне дугового разряда позволяет не только значительно повысить эффективность процесса за счет создания высокотемпературной зоны реакции, способствующей ускорению протекания химических и фазовых превращений, но и достичь высоких показателей экологической безопасности процесса.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Рассматриваемый в данной работе процесс получения карбида вольфрама заключается в следующем: вольфрамовая подложка, имеющая форму стрежня и пластины подвергается воздействию плазменного потока смеси водорода и метана, проходящей через дуговой разряд с максимальной температурой до 20000 К [3]. В экспериментах расход газовой смеси составлял до 0,04 г/с, мощность установки от 2 до 4 кВт.

Фазовый состав и морфология образующегося продукта зависит от многих факторов: электрических параметров дуги, вида и расхода плазмообразующего газа (смеси газов), материала электродов, геометрии реакционной камеры [4 – 7]. Это необходимо учитывать при разработке экспериментальной установки, чтобы обеспечить возможность управления процессом, и влиять на качество получаемого материала.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Установка состоит из реакционной камеры прямоугольной формы с двумя электродными узлами, расположенными соосно.

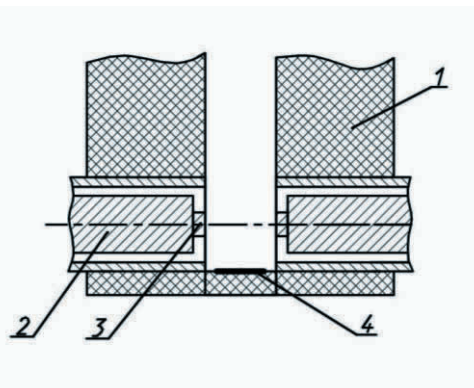


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – теплоизоляционный материал; 2 – электрододержатель; 3 – наконечник; 4 – подложка.

Бескорпусная реакционная камера имеет теплоизоляцию, выполненную из плит керамического волокна марки ЛУТХ-1260В, плотностью 300 кг/м³, в форме, напоминающей «колодец» с геометрическими размерами 170×170×140 мм и с толщиной изоляционного слоя 50 мм. В камере соосно размещены два цилиндрических канала с помещенными в них водоохлаждаемыми электродными латунными держателями со сменными наконечниками. Электродные узлы помещены в цилиндрические корпуса и соединены с системой подвода плазмообразующего газа, водоохлаждающей жидкости и электропитания к держателям. Наконечники электродов имеют цилиндрическую форму и внутренние отверстия, в каждом из которых закреплены вольфрамовые стержни.

Принцип работы установки заключается в следующем: под воздействием высокого напряжения, прикладываемого между электродами, происходит электрический пробой промежутка между стенкой каждого канала и буртом наконечника-электрода. Загораются две дуги, которые под действием газодинамических и электродинамических сил выносятся на торцы электродов, выходят на их концы и замыкаются между собой в камере, и дуга начинает гореть от торца одного электрода до торца другого, как показано на рис. 2.

Сформированный в канале тангенциальный поток газа (газовой смеси) служит основой для создания плазменной струи и проведения химических

процессов, благодаря своим высоким энергетическим параметрам и градиентам температуры.

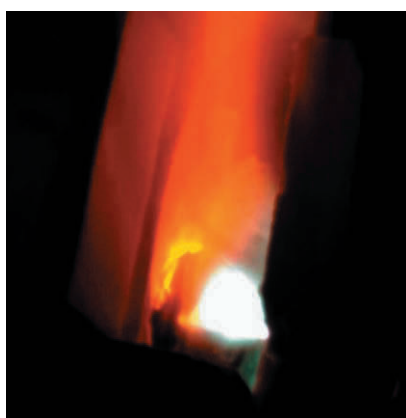


Рис. 2. Фотография процесса получения карбидных материалов.

Обработка порошкового материала производилась в реакционной камере до 16 мин, в зависимости от эксперимента с целью получения карбидного слоя на вольфрамовых подложках различного вида: стержень и пластина при расположении их в зоне дугового разряда. В экспериментах использовались: вольфрамовая проволока диаметром до 2 мм, вольфрамовая пластина толщиной 0,5 мм. Во время экспериментов производилось изменение состава плазмообразующей смеси газов водород – метан (данные приведены в таблице).

Таблица. Расход смеси газов

Вид подложки	Состав газа, масс. частей
Стержень	3:1
Пластина	2:1 / 3:1

При этом запуск установки производился на аргоне, который затем замещался водородно-метановой смесью.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Фазовый состав полученных материалов определяли методом рентгенофазового анализа на рентгеновском дифрактометре Rigaku SmartLab 3 (CuK α , 40 kV, 44 mA) с использованием порошковой базы данных ICDD PDF-2.

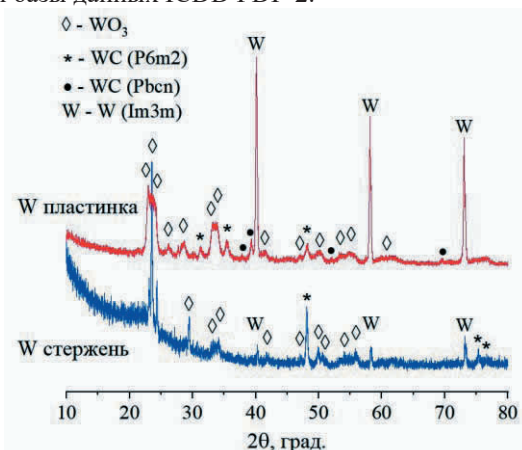


Рис. 3. Дифрактограммы полученных образцов.

Высокая теплоемкость водорода позволяет получить достаточно высокое падение напряжения в дуговом разряде и, как следствие, высокую мощность в нем. Это позволяет осуществить пиролизное разложение метана на углерод и водород – компоненты, которые не являются балластными веществами в процессе карбидизации.

На рисунке 3 представлены дифрактограммы образцов, полученных в ходе экспериментов. Установлено, что фаза WC формируется во всех полученных образцах, время эксперимента для которых составило 8 мин и более с составом плазмообразующей смеси газов водород – метан 3:1 по массе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведено описание экспериментальной установки, приведены параметры процесса получения карбидных материалов: продолжительности плазменной обработки, морфологические особенности конечного продукта.

При замещении иницирующего газа (аргон) смесью водорода и метана наблюдается увеличение эффективной мощности установки в несколько раз, что благоприятно сказывается на условиях проведения эксперимента, позволяя значительно сократить время нагрева.

Результаты экспериментов получены в дуговой плазме водорода и метана в качестве плазмообразующих газов с расходом до 0,05 г/с, мощность установки до 4 кВт. Подтверждено образование карбида вольфрама (WC) в экспериментах с длительностью от 8 до 16 мин.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Балахонов Д. И., Макаров И. А.** Плазмохимический синтез карбидов вольфрама из многокомпонентных оксидосодержащих концентратов // *Расплавы*. 2020. № 2. С. 113 – 123.
2. **Косолапова Т.Я.** Неметаллические тугоплавкие соединения. М.: Металлургия, 1985. 224 с.
3. **Энциклопедия** низкотемпературной плазмы Т. 2 / под ред. А. Ф. Александрова и др. М.: Наука, 2000. 634 с.
4. **Plasma ways to obtain ultrafine oxides** / Y.D. Dudnik, A.A. Safronov, V.E. Kuznetsov, et al. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2019. Vol. 1147. 012127.
5. **Плазменное** получение ультрадисперсных оксидов железа и алюминия / А.А. Сафронов, В.Е. Кузнецов, Ю.Д. Дудник и др. // *Прикладная физика*. 2021. № 3. С. 66 – 71.
6. **Исследование** плазмотрона переменного тока для получения высокодисперсных порошков тугоплавких металлов / В.Е. Кузнецов, Ю.Д. Дудник, А.А. Сафронов и др. // *Прикладная физика*. 2022. № 2. С. 72 – 77.
7. **Особенности** плазменного процесса получения карбида вольфрама при использовании плазмотрона переменного тока / Ю.Д. Дудник, В.Е. Кузнецов, А.А. Сафронов и др. // *Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу ICRAF-2023: Сб. тез. докл.* М.: АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2023. С. 180.

ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛОвого РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

ВВЕДЕНИЕ

Развитие пучков ускоренных электронов с надтепловыми энергиями (20 – 300 кэВ) является характерной особенностью экспериментов на токамаках в режимах с развитием магнитогидродинамических (МГД) неустойчивостей при развитии срывов и при неиндукционном поддержании тока СВЧ волнами. Исследование пространственной и временной эволюции пучков электронов позволяет проанализировать физические механизмы развития МГД-возмущений, включая пере замыкание магнитных силовых линий, а также оценить эффективность применения СВЧ волн для поддержания тока в высокотемпературной плазме. Анализ эволюции ускоренных электронов может быть обеспечен с использованием многоканальных томографических систем регистрации рентгеновского излучения с надтепловыми энергиями [1,2]. Для регистрации такого излучения в экспериментах на токамаках, как правило, используются детекторы на основе полупроводниковых кристаллов теллурида кадмия (CdTe). Пространственное разрешение обеспечивается камерой-обскурой и трубчатыми коллиматорами [1]. Возможно исследование спектра излучения методом фольги.

В докладе рассматривается возможность оборудования на токамаке Т-15МД многоканальной томографической системы регистрации надтеплого рентгеновского излучения (20 – 300 кэВ) на основе детекторов CdTe. Анализируется схема расположения диагностического оборудования, включая трубчатые коллиматоры и CdTe детекторы с системой предварительного усиления сигналов. Приводятся результаты тестирования CdTe детекторов на лабораторном стенде. Использование прототипа диагностики в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД показало обоснованность применения CdTe детекторов для регистрации надтеплого рентгеновского излучения.

1. ДИАГНОСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Томографическая диагностика надтеплого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД построена на базе полупроводниковых детекторов из CdTe, расположенных в коллимационных камерах, закрепленных под разными углами относительно экваториальной плоскости тора в одном из тороидальных сечений токамака (рис. 1).

Базовая конфигурация диагностики включает 41 канал регистрации в трех патрубках, расположен-

ных в одном тороидальном сечении (рис. 1, а). Первый массив детекторов располагается в верхнем патрубке токамака, второй массив детекторов в экваториальном патрубке и третий под углом 55° к экваториальной плоскости. Такое расположение детекторов обеспечивает обзор центральных областей плазмы с круглым и D-образным сечениями.

Регистрация излучения в тороидальном направлении обеспечивается при повороте коллиматорного блока, расположенного в экваториальной плоскости (рис. 1, б).

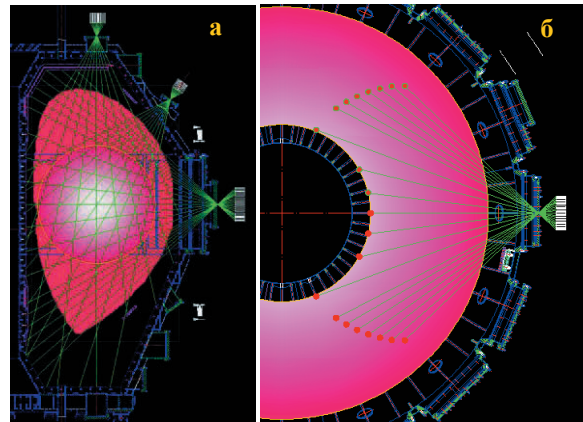


Рис. 1. Схематическое изображение томографической диагностики надтеплого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД.

Для регистрации рентгеновского излучения используются полупроводниковые детекторы Eurogad и BSI с размером чувствительной зоны $5 \times 5 \times 3 \text{ мм}^3$ и $1 \times 1 \times 1 \text{ мм}^3$. Детекторы обеспечивают возможность работы как в спектрометрическом режиме, так и в потоковом режиме для измерения интегральной интенсивности излучения. Система предварительного усиления построена на базе операционных усилителей с подключением инвертирующего сигнала (рис. 2). Полоса пропускания 1 МГц; коэффициент усиления $4 \cdot 10^6 \text{ В/А}$. Усилители предназначены для преобразования фототока детектора в напряжение и обеспечивают возможность передачи сигналов через длинную 50-омную линию связи в экранированный центр сбора данных. Для восстановления пространственного распределения (локальной интенсивности) рентгеновского излучения по данным хордовым измерений интенсивностей используется программа томографического восстановления на основе метода Кормака.

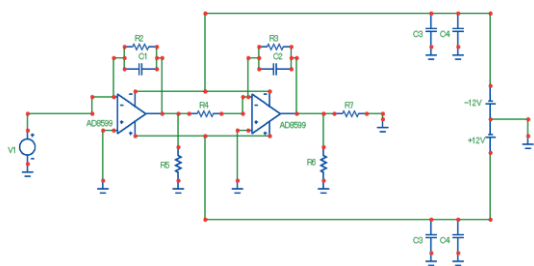


Рис. 2. Схематическое изображение усилителя сигналов.

2. ТЕСТИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ НА РЕНТГЕНОВСКОМ СТЕНДЕ

Перед использованием диагностики на токамаке Т-15МД проводилась предварительная проверка систем регистрации и преобразования сигнала. Проверка осуществлялась на рентгеновском стенде, оборудованном рентгеновской трубкой Oxford Instruments X-Ray Technology Arogee 5500 series и системой регистрации данных на базе АЦП NI_PXI-5105. Трубка обеспечивала генерацию рентгеновского излучения с энергиями до 45 кэВ (максимальное напряжение 45 кВ, максимальный ток 0,85 мА при максимальной мощности 38 Ватт). Для безопасности проведения эксперимента рентгеновская трубка располагалась в металлическом контейнере и пучок излучения направлялся в металлический коллиматор, в котором находился детектор из CdTe в сборе с усилителем.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОТОТИПА ДИАГНОСТИКИ В ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

Для испытания детекторов в условиях экспериментов на токамаке Т-15МД была установлена камера-обскура с набором CdTe детекторов BSI. Также были выполнены дополнительные элементы крепления, которые усиливают конструкцию и уменьшают деформацию патрубка, которая возникает из-за собственного веса креплений и камеры обскуры. Изображение рентгеновской камеры с детекторами CdTe на токамаке Т-15МД представлено на рис. 3.

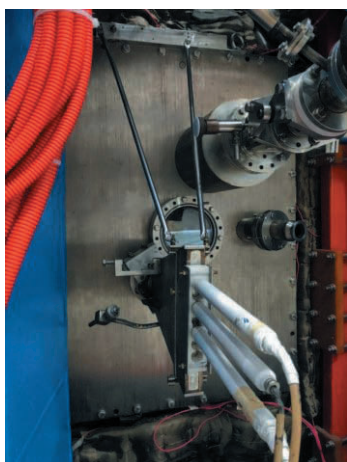


Рис. 3. Изображение рентгеновской камеры с детекторами CdTe на токамаке Т-15МД.

Типичные результаты измерений рентгеновского излучения в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД показаны на рис. 4. Инициирование плазменного разряда осуществлялось с помощью СВЧ волн. Надтепловое рентгеновское излучение I_{NXR} появляется одновременно с нарастанием тока плазменного разряда. В экспериментах наблюдается также резкое увеличение излучения I_{NXR} в момент срыва плазмы ($t \sim 446-448$ мс на рис. 4).

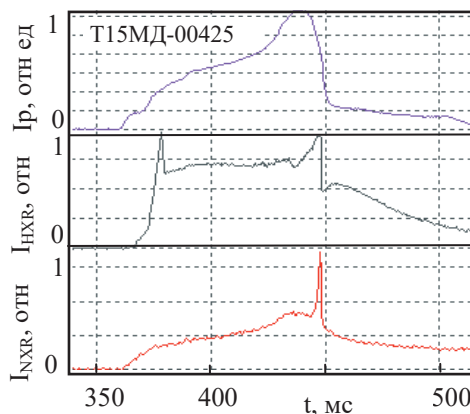


Рис. 4. Временная эволюция параметров плазмы в предварительных экспериментах на токамаке Т-15МД. Показаны: ток плазмы I_p , интенсивность жесткого рентгеновского излучения I_{HXR} , измеренная с помощью NaI(Tl) детектора [3] и интенсивность надтеплового рентгеновского излучения I_{NXR} , измеренная с помощью CdTe детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность оборудования томографической диагностикой надтеплового (20 – 300 кэВ) рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД для определения пространственной и временной эволюции пучков ускоренных электронов. С помощью диагностики планируется исследовать зарождение пучков ускоренных электронов в центральной зоне плазменного шнура на начальной стадии срыва и при неиндукционном поддержании тока СВЧ волнами. За счет большого количества каналов измерения диагностика предоставляет достоверную информацию для плазмы с круглым и D-образным сечениями плазменного шнура. Также возможно изучать профили интенсивности при различных энергиях с помощью метода калибровочной фольги.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Храменков А.В. Пространственно-временная эволюция ускоренных электронов при развитии неустойчивости срыва в плазме токамака Т-10 // Физика плазмы. 2018. Т. 44. Вып. 12. С. 951 – 960.
2. Coda S. Diagnostic techniques for measuring suprathermal electron dynamics in plasmas // Review of scientific instruments. 2008. Vol. 79. No 10.
3. Шестаков Е.А. Диагностика надтеплового и жесткого рентгеновского излучения на токамаке Т-15МД // XX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы», Сочи, 2023.

А.В. Лубенченко¹, Д.А. Иванов¹, Д.С. Лукьянцев¹, В.П. Будаев^{1,2}, С.Д. Федорович¹,
О.И. Лубенченко¹, М.Б. Смирнов¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

РФЭС-АНАЛИЗ ВОЛЬФРАМА ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ПОТОКАМИ СТАЦИОНАРНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ

ВВЕДЕНИЕ

Выбор кандидатных материалов теплозащитной облицовки дивертора и первой стенки термоядерного реактора (ТЯР) следует выполнять на основе экспериментальных испытаний материалов в токамаках и плазменных установках плазменно-тепловыми нагрузками, ожидаемыми в реакторе. Для облицовки дивертора ТЯР предпочтителен тугоплавкий металл с высокой температурой плавления. Для экспериментальных термоядерных реакторов, включая ИТЭР, рассматривается вольфрам [1] в качестве материала теплозащитной облицовки дивертора. Структура поверхности вольфрама после плазменного воздействия в токамаке значительно изменяется. Стоит задача проведения всестороннего анализа структуры вольфрамовых образцов после плазменных испытаний. Анализ с помощью метода рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) позволяет выявить особенности структурных изменений.

2. РФЭС-АНАЛИЗ ВОЛЬФРАМОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Методом рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии (РФЭС) был определен химический и фазовый состав поверхности вольфрамовых материалов, облученных высокоэнергичными потоками стационарной горячей плазмы в плазменной установке ПЛМ [2] (магнитное поле 0,01 Тл, в каспах до 0,2 Тл, ток плазменного разряда до 15 А, плотность плазмы до $3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, электронная температура до 4 эВ, с фракцией горячих электронов до ~ 30 эВ, стационарный разряд более 200 мин, плазменно-тепловая нагрузка на испытываемые образцы 1 – 5 МВт/м², ионный поток до $3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$, рабочий газ – гелий).

Рентгеновские фотоэлектронные спектры снимались с помощью модуля электронно-ионной спектроскопии на базе платформы Нанофаб 25 (НТ-МДТ). В аналитической камере достигался сверхвысокий безмасляный вакуум порядка 10^{-8} Па. Спектры снимались электростатическим полусферическим энергоанализатором SPECS Phoibos 225. Калибровка энергоанализатора выполнялась с использованием образцов из Cu, Ag и Au. Энергетическое разрешение спектрометра по линии Ag $3d_{5/2}$ составляло 0,78 эВ для немонахроматического рентгеновского излучения Mg K_{α} . Все

спектры были сняты с использованием Mg анода, при этом энергоанализатор работал в режиме FAT (Fixed Analyzer Transmission). Для обзорных спектров была установлена энергия замедления в линзе энергоанализатора $E_{\text{pass}} = 80$ эВ, для детальных — $E_{\text{pass}} = 20$ эВ.

Послойный химический и фазовый анализ многокомпонентных многослойных пленок проводился по методике, описанной в работах [3, 4].

Фон вычитался методом, описанным в [3]. Неупругие рассеивающие характеристики на поверхности и в объеме различались. При разложении спектральной линии использовалась модель связанных групп пиков. Каждая группа пиков имела дублетную структуру и учитывала сателлиты ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$, $K_{\alpha 3}$, $K_{\alpha 4}$, K_{β}), возникающие из-за не монохромности рентгеновской пушки. В каждой группе пиков была учтена дублетная структура линии W 4f и W 5p. С учетом сателлитных пиков количество парциальных пиков в группе было равно 12. Соответственно для описания линии было задействовано 36 взаимосвязанных парциальных пиков, причем варьируемых параметров было только три. Это интенсивности связанных трех групп пиков (W, WO_x , WO_3). Относительная ошибка разложения не превышала 0,6 % на всем протяжении спектра. После разложения был рассчитан послойный профиль распределения. Так как окисление поверхности проходило в атмосфере, то степень окисления вольфрама уменьшается с глубиной. Соответственно верхний оксидный слой был поделен на два подслоя: самый верхний состоял из WO_3 , второй по глубине из WO_x .

Были исследованы четыре образца:

- #1 – вольфрамовая фольга, не обработанная плазмой;
- #2 – вольфрамовая фольга, обработанная плазмой;
- #3 – толстый вольфрамовый образец, не обработанный плазмой;
- #4 – толстый вольфрамовый образец, обработанный плазмой.

На рисунке 1 представлены рентгеновские фотоэлектронные спектры: линии W 4f и W 5p. На рис. 1, а показаны спектры от вольфрамовой фольги, на рис. 1, б – спектры от толстого вольфрамового образца. Пунктирной линией обозначены спектры от образцов, не обработанных плазмой, сплошной линией – от образцов, обработанных плазмой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ХИМИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

#1 Вольфрамовая фольга, не обработанная плазмой

Обнаружены следующие химические элементы: W, C, O, N с относительными концентрациями W – 6,7 %, C – 50,3 %, O – 35,4 %, N – 7,6 %, где W – основной элемент мишени; C, O и N образовались в результате контакта мишени с окружающей средой. В мишени обнаружены химические соединения – «чистый» W (20,4 %) и WO₃ (79,6 %). Толщина единственного наивысшего оксида вольфрама WO₃ составляет 4,6 нм, что свидетельствует о полном окислении вольфрама до наивысшего оксида.

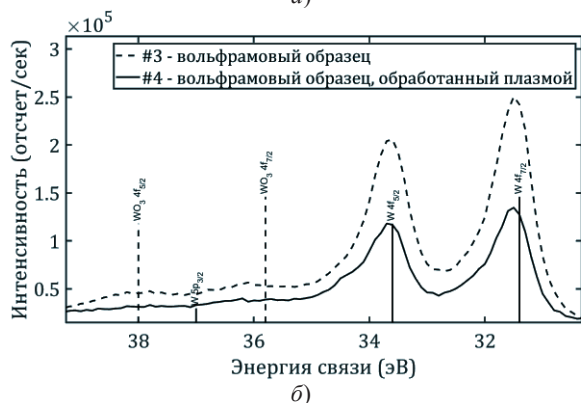
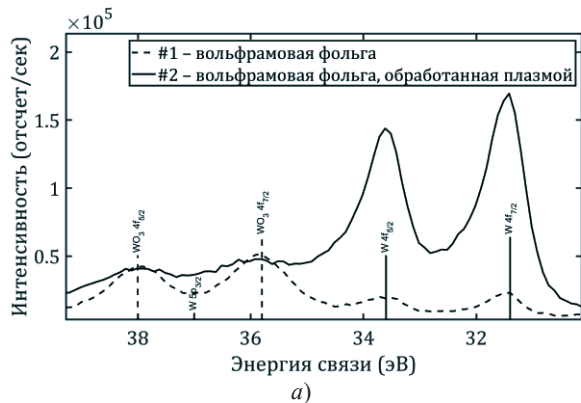


Рис. 1. Рентгеновский фотоэлектронный спектр. Линия W 4f; а: пунктирная линия – вольфрамовая фольга, не обработанная плазмой, сплошной линией – вольфрамовая фольга, обработанная плазмой; б: пунктирная линия – толстый вольфрамовый образец, не обработанный плазмой, сплошной линией – толстый вольфрамовый образец, обработанный плазмой.

#2 Вольфрамовая фольга, обработанная плазмой

Обнаружены следующие химические элементы: W, C, O, N с относительными концентрациями W – 16,1 %, C – 41,2 %, O – 33,8 %, N – 7,9 %. В мишени обнаружены химические соединения – «чистый» W (56,9 %), WO₃ (27,3 %), W₂O (12,4 %), WO (3,4 %). Толщина полного оксидного слоя 2 нм. В мишени обнаружено увеличенное содержание W и различные субоксидные слои (W₂O и WO), что свидетельствует о более развитой поверхности по сравнению с поверхностью мишени до облучения.

#3 Толстый вольфрамовый образец, не обработанный плазмой

Обнаружены следующие химические элементы: W, C, O, N с относительными концентрациями W – 19,0 %, C – 35,3 %, O – 33,2 %, N – 12,5 %. В мишени обнаружены химические соединения – «чистый» W (59,8 %), WO₃ (31,3 %), W₂O (8,9 %). Толщина полного оксидного слоя 1,9 нм.

#4 Толстый вольфрамовый образец, обработанный плазмой

Обнаружены следующие химические элементы: W, C, O, N с относительными концентрациями W – 7,4 %, C – 57,8 %, O – 25,9 %, N – 8,9 %. В мишени обнаружены химические соединения – «чистый» W (60,6 %), WO₃ (25,9 %), W₂O (13,5 %). Толщина полного оксидного слоя 1,9 нм. В мишени обнаружено увеличенное содержание C и увеличение относительной концентрации субоксида вольфрама W₂O, что в данном случае соответствует более развитой поверхности по сравнению с мишенью до облучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен химический анализ методом РФЭС поверхности вольфрамовой фольги и толстого вольфрамового образца, облученных высокоэнергичными потоками стационарной горячей плазмы в плазменной установке ПЛИМ. Определены послойные химические и фазовые составы образцов до воздействия и после воздействия плазмы. Воздействие плазмы приводит к уменьшению поверхностных оксидных слоев и образованию более развитой (шероховатой) поверхности. Результаты анализа следует использовать при проектировании вольфрамовой облицовки дивертора ТЯР.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. **Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения / В.П. Будаев и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. № 3. С. 23.**
3. **XPS study of multilayer multicomponent films / A.V. Lubenchenko, A.A. Batrakov, A.B. Pavolotsky, et al. // Appl. Surf. Sci. 2018. Vol. 427. P. 711 – 721.**
4. **XPS study of niobium and niobium-nitride nanofilms / A.V. Lubenchenko, A.A. Batrakov, I.V. Shurkaeva, et al. // J. Surf. Invest. X-Ray. 2018. Vol. 12.4. P. 692 – 700.**

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

ВВЕДЕНИЕ

Метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (РФЭС УР) часто используется для химического качественного и количественного анализа поверхности пленки [1]. Использование метода РФЭС УР, в котором спектры получаются при наблюдении под различными углами, позволяет установить некорректность применения модели плоскопараллельных слоев для неровных пленок.

Спектральная плотность потока фотоэлектронов, родившихся в мишени и вылетевших сквозь нее (далее – функция фотоэлектронной эмиссии), зависит не только от химического состава поверхности, но и от длины пробега частиц в веществе [2]. При исследовании неоднородной пленки методом РФЭС УР под разными углами зондирования наличие случайных наноструктур на ее поверхности приведет к непредсказуемо различным пробегам фотоэлектронов в веществе. Объяснить это можно появлением эффектов затенения поверхности пленки, т. е. поочередным прохождением потока фотоэлектронов сквозь области вещества и вакуума. Если не учитывать эти эффекты при исследовании поверхности пленки, то результаты анализа не будут соответствовать действительности [3].

В работе [4] предпринята попытка получения функции фотоэлектронной эмиссии от поверхности с разными двумерными неоднородностями для различных углов вылета фотоэлектронов. Одна из моделей поверхностного слоя представлена чередующимися углублениями квадратного сечения, боковые стенки которых перпендикулярны поверхности. Для этой модели определена интенсивность фотоэлектронной эмиссии с учетом следующих особенностей: боковые стенки излучают фотоэлектроны и затеняют излучение дна углубления. Однако для практического применения результатов данной работы необходимо учитывать эффекты затенения поверхности, возникающие при многократном прохождении фотоэлектронов через боковую поверхность. Это представляется возможным только при рассмотрении более сложной модели мишени, например, в которой поверхностный слой содержит периодические горизонтальные неоднородности.

Исследования авторов показывают необходимость определения функции фотоэлектронной эмиссии от поверхности с различной неоднородностью для создания новой надежной методики обработки рентгеновских фотоэлектронных спектров.

В настоящей работе представлено решение задачи рождения потока фотоэлектронов в многослойной многокомпонентной мишени и прохождения их сквозь ее слои, верхний из которых содержит горизонтальные неоднородности.

МЕТОД РАСЧЕТА

Предложены различные модели неоднородного многокомпонентного поверхностного слоя мишени. Неоднородности поверхностного слоя задаются параметрами: формой, линейными размерами и периодом шероховатости. Предполагается, что поверхностный слой является химически однородным и представлен периодическими повторяющимися наноструктурами (рис.1). Эффекты затенения поверхности пленки при различных углах зондирования определяются однозначно с помощью параметров неоднородного поверхностного слоя (форма, линейные размеры неоднородности и их период).

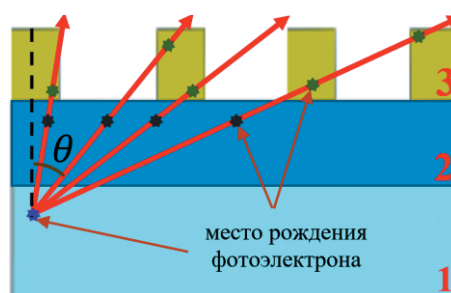


Рис. 1. Модель многослойной многокомпонентной мишени с наноструктурами на поверхности. Слой 3 состоит из Nb₂O₅, слой 2 – Nb₂O₅, подложка 1 – Nb. θ – угол вылета фотоэлектронов. Линиями представлены траектории движения фотоэлектронов в мишени при различных углах вылета и областях их рождения.

Функция фотоэлектронной эмиссии определена в результате решения неупругой задачи прохождения потока фотоэлектронов сквозь вещество [2, 5]. Используется приближение прямо-вперед (Straight-Line Approximation). Особенности рассеяния фотоэлектронов с различными энергиями в веществе учитываются модельным дифференциальным сечением неупругого рассеяния [6].

РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе определена функция фотоэлектронной эмиссии от металлической поверхности с периодическими горизонтальными неоднородностями для различных углов вылета

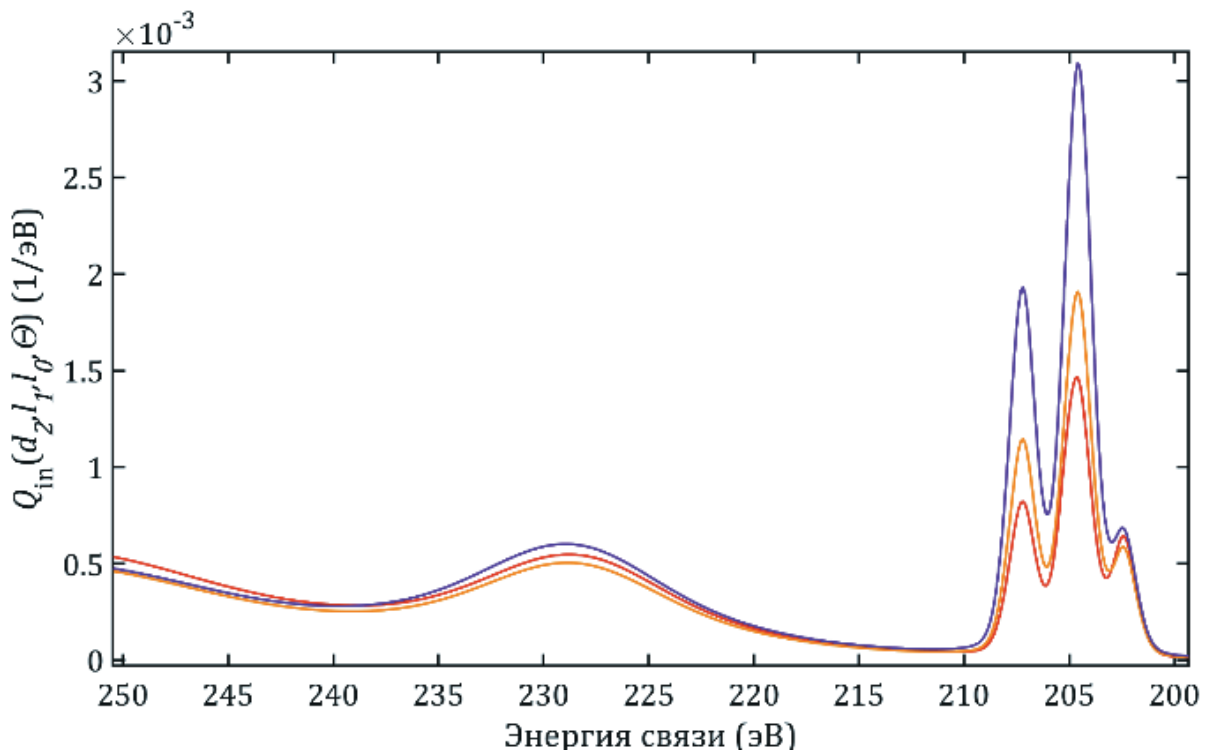


Рис. 2. Рентгеновские фотоэлектронные спектры линии Nb 3d в области энергии связи от 200 до 250 эВ от мишени с различной толщиной поверхностного слоя для угла зондирования $\theta = 10^\circ$. Оранжевый – $d = 1$ нм, желтый – $d = 2$ нм, фиолетовый – $d = 3$ нм.

фотоэлектронов при учете эффектов затенения поверхности. По этим функциям смоделированы рентгеновские фотоэлектронные спектры для неоднородных мишеней с различными параметрами поверхностного наноструктурного слоя. На рисунке 2 представлены рентгеновские фотоэлектронные спектры линии Nb 3d в области энергии связи от 200 до 250 эВ от мишени с различной толщиной поверхностного слоя для угла зондирования $\theta = 10^\circ$.

Получены аналитические выражения интенсивности фотоэлектронной эмиссии от поверхности с периодическими наноструктурами в форме прямоугольных параллелепипедов для разных углов зондирования. Получена зависимость отношения интенсивностей фотоэлектронной эмиссии для различных углов их вылета от параметров неоднородности. Проведено сравнение результатов моделирования с учетом эффектов затенения и без них.

Результаты настоящей работы в дальнейшем позволят создать методику обработки рентгеновских фотоэлектронов, с помощью которой можно получить информацию не только о химическом послойном фазовом составе глубинных слоев поверхности, но и о степени неоднородности наноструктурного поверхностного слоя. Предполагается, что по отношениям экспериментально полученных интенсивностей для различных углов зондирования от неровных пленок можно оценить средние параметры неоднородности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания № FSWF-2023-001).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. XPS study of multilayer multicomponent films / A.V. Lubenchenko, et al. // Applied Surface Science. 2018. Vol. 427. P. 711 – 721.
2. Влияние наноразмерных горизонтальных неоднородностей на послойный анализ поверхности методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии / Лукьянцев Д.С. и др. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2022. Т. 22. № 6. P. 1104 – 1111.
3. Surface roughness and island formation effects in ARXPS quantification / A.I. Martín-Concepción, et al. // Surface and Interface Analysis: An International Journal devoted to the development and application of techniques for the analysis of surfaces, interfaces and thin films. 2004. Vol. 36. No 8. P. 788 – 792.
4. Consideration of two dimensional surface roughnesses in quantitative XPS analysis / G. Varsányi, et al. // Periodica Polytechnica Chemical Engineering. 1987. Vol. 31. No 1 – 2. P. 3 – 17.
5. Non-destructive chemical and phase layer profiling of multicomponent multilayer thin ultrathin films / A.V. Lubenchenko, et al. // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing. 2019. Vol. 1370. No 1. P. 012048.
6. XPS study of niobium and niobium-nitride nanofilms / A. V. Lubenchenko, et al. // Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2018. Vol. 12. P. 692 – 700.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА ВОЛЬФРАМА ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ

ВВЕДЕНИЕ

подавляющее большинство конструкционных материалов, используемых в установках, элементы которых подвергаются ионному облучению, представляют собой многокомпонентные соединения. Многие из этих материалов являются карбидами металлов, в частности карбидом вольфрама. Длительное облучение потоком ионов поверхности карбида вольфрама приводит к изменению состава поверхности этого соединения. Причиной изменения поверхностного состава материала при ионной бомбардировке мишени могут быть ионное распыление и другие явления. Следует отметить, что задача распыления двухкомпонентных материалов при ионном облучении неоднократно исследовалась ранее [1, 2] как теоретически, так и экспериментально. Однако во всех теоретических работах рассматривался процесс распыления однородных соединений, что не соответствует реальной ситуации. В данной работе решается задача теоретического описания распыления измененного слоя карбида вольфрама с поверхности карбида вольфрама с иным компонентным составом легкими ионами. В основе предлагаемого метода лежит предположение, что атомы мишени распыляются за счет двух механизмов [3]: распыление нисходящим потоком ионов и распыление восходящим потоком ионов. Этот модельный подход легко трансформируется под описание распыления неоднородных мишеней различного состава и конфигурации, что позволяет исследовать распыление легкими ионами более реальных мишеней.

2. МОДЕЛЬ И ОЦЕНКА ТОЛЩИНЫ ИЗМЕНЕННОГО СЛОЯ

Для описания процесса распыления карбида вольфрама легкими ионами с измененным поверхностным слоем используется ранее апробированная модель [3], согласно которой распыление мишени является результатом действия двух механизмов и распыление каждого компонента слоя описывается как последовательность процессов, инициированных восходящим и нисходящим потоками ионов независимо.

Более подробно модель описана в работе [3], в которой после ряда математических преобразований и использования различных приближений получена формула, позволяющая рассчитать парциальные коэффициенты распыления i -го компонента материала верхнего

бинарного слоя неоднородности мишени легкими ионами:

$$Y_i(E_0, \theta_0, x_0) = \frac{1}{8c_0 U_i} \frac{1}{1+p} \left[\frac{Y_i}{Y_0} \right]^{1-m} \left\{ R_N^{ion}(E', \theta_0, x_0) S_n(E^*(E')) \left[1 - \left(\frac{U_i}{Y_i E^*(E)} \right)^{1-m} \right] + S_n(E') \cdot \Psi \left(\frac{E_{th}^s}{Y_i E'}, \theta_0 \right) \left(1 + \delta_{1i} 3E_3(C_0 N x_0) \right) \right\} [1 - 4E_4(C_0 N x_0)].$$

При стационарном режиме распыления исходя из условия баланса числа атомов, применяя соотношение Паттерсона и Ширна, отношение числа распыленных атомов компонентов (равное отношению парциальных коэффициентов распыления компонентов измененного слоя) должно быть пропорционально отношению концентраций компонентов (вольфрама и углерода) основного материала мишени:

$$\frac{Y_W(E_0, \theta_0, x_0)}{Y_C(E_0, \theta_0, x_0)} = \frac{c_W^b}{c_C^b}.$$

Учитывая, что парциальные коэффициенты распыления зависят как от концентрации компонентов в измененном слое c_i^s , так и от концентрации в основном материале c_i^b , то полученное соотношение представляет собой нелинейное уравнение относительно концентрации компонентов c_i^s в измененном слое. Решение этого уравнения относительно концентрации компонента в измененном слое проводилось численно.

Дополнительным независимым параметром в этом уравнении является толщина измененного слоя x_0 , определение которой представляет собой отдельную задачу. Очевидно, и это подтверждают результаты компьютерного моделирования [4, 5], что распыляемые атомы вылетают в основном из двух верхних слоев. Однако за счет перераспределения атомов должно происходить изменение компонентного состава в слое большей толщины. Используя полученную формулу для парциальных коэффициентов распыления компонентов при условии стационарного (стехиометричного) режима распыления при различных толщинах измененного слоя, можно провести анализ полученных зависимостей и сделать вывод о толщине измененного слоя.

На рисунке 1 приведены рассчитанные зависимости парциального коэффициента распыления вольфрама в случае стационарного распыления карбида вольфрама ионами гелия с энергиями 0,5; 1 и 5 кэВ (падение под углом 30°) в зависимости от толщины измененного слоя. Из

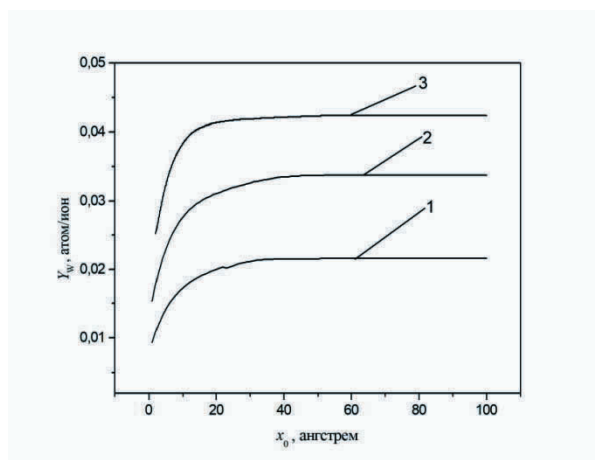


Рис. 1. Результаты расчетов парциальных коэффициентов распыления W из измененного слоя WC ионами He (падение под углом 30°) с энергиями $E_0 = 0,5$ кэВ – 1, $E_0 = 1$ кэВ – 2, $E_0 = 5$ кэВ – 3 в зависимости от толщины измененного слоя.

представленных графиков видно, что при толщинах измененного слоя более $20 - 40 \text{ \AA}$ парциальные коэффициенты распыления вольфрама достигают максимального (стационарного) значения и более практически не меняются. При этом концентрация компонентов в измененном слое оставалась неизменной. Исходя из принципа Гамильтона можно сделать вывод, что толщина измененного слоя должна соответствовать величине, при которой коэффициент распыления достигает стационарного значения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Учитывая, что в результате распыления распределение атомов в верхних слоях не однородно, вылет распыляемых атомов осуществляется из первых двух монослоев, а толщина измененного слоя может достигать нескольких десятков ангстрем, то может быть определена только средняя концентрация компонентов в измененном слое. Это значение рассчитывалось как средневзвешенная величина между концентрацией в первых двух слоях (определяется в соответствии с соотношением Паттерсона и Ширна) и изначальной концентрацией в остальном объеме измененного слоя.

На рисунке 2 представлены результаты расчета средней относительной концентрации вольфрама в зависимости от энергии ионов гелия (падение под углом 30°) при стационарном режиме распыления карбида вольфрама в сравнении с экспериментальными данными [6] и данными компьютерного моделирования [5]. Большинство расчетных значений находятся между значениями относительной концентрации вольфрама, полученными в эксперименте, и данными компьютерного моделирования. Различие объясняется тем фактом, что в эксперименте изменение поверхностного слоя обусловлено не только распылением мишени, но другими

процессами.

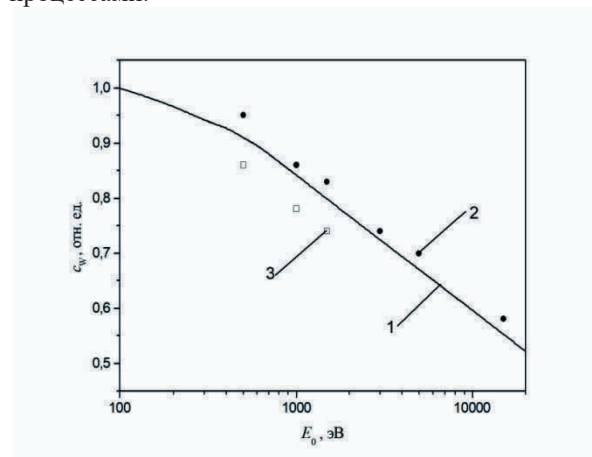


Рис. 2. Результаты расчетов относительной концентрации W в измененном слое WC при стационарном распылении WC ионами He (1 – расчет, 2 – данные моделирования [5], 3 – экспериментальные данные [6]) в зависимости от энергии ионов (падение под углом 30°).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты расчетов в сравнении с экспериментальными значениями и данными компьютерного моделирования позволяют сделать вывод, что предлагаемая модель расчета распыления неоднородных двухкомпонентных материалов легкими ионами позволяет адекватно описать все наблюдаемые явления. Модель применима как для описания распыления в случае малых доз облучения, так и в случае стехиометричного (длительного) распыления. При малых энергиях бомбардирующих ионов наблюдается обеднение поверхности карбида вольфрама углеродом, а при увеличении энергии ионов возможно стехиометричное распыление мишени. Метод расчета концентрации компонентов мишени в измененном слое и толщины этого слоя может быть положен в основу технологии создания материалов с заданными свойствами поверхностного слоя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sputtering** by particle bombardment I, edited by R. Behrish. Springer-Verlag, 1981. 284 p.
2. **Sputtering** by Particle Bombardment II: Sputtering of Alloys and Compounds, Electron and Neutron Sputtering, Surface Topography, edited by R. Behrish. Springer, New York, 1984. 448 p.
3. **Манухин В. В.** Распыление карбидных пленок с поверхности титана и вольфрама ионами гелия средних энергий// Прикладная физика. 2022. № 3. С. 67 – 72.
4. **Eckstein W.** Computer Simulation of Ion-Solid Interaction, Springer Series in Materials Science. Vol. 10. Springer, Berlin Heidelberg New York, 1991. 296 p.
5. **Eckstein W., Biersack J.P.** Computer Simulation of Two-Component Target Sputtering// Appl. Phys. 1985. A 37. P. 95 – 108.
6. **Varga P., Taglauer E.** Preferential sputtering of compounds due to light ion bombardment//J. Nucl. Mat. 1982. 111, 112. P.726 – 731.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В Z-ПИНЧАХ В МНОГОГРУППОВОМ КИНЕТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

ВВЕДЕНИЕ

Z-пинч представляет собой электрический разряд в плазме, который сжимается под действием магнитного поля, создаваемого собственным током. Динамика Z-пинча определяется развитием МГД-неустойчивости, приводящей к образованию перетяжки – области сильного сжатия плазменного токового канала магнитным полем протекающего тока [1]. Вложенная в создание тока и формирование пинча энергия концентрируется под действием неуправляемого развития данной неустойчивости в локализованной области.

Радиус сечения перетяжки меньше, чем радиус сечения соседних областей, поэтому магнитное поле в перетяжке повышается и сильнее сжимает плазму пинча, следовательно, растет и температура, происходит ускорение ионов до энергий уровня нескольких сотен кэВ (иногда свыше 1 МэВ).

Сложилась терминология, по которой выделяют «ускорительный» и «тепловой» механизмы ускорения. В первом случае приходится предполагать, что на стадии разрыва перетяжки возникают экстремально высокие электрические поля. Тепловой механизм подразумевает нагрев при сжатии перетяжки, и, в принципе, на его основе можно удовлетворительно объяснить наблюдаемые спектры ионов и нейтронов [2].

Однако тепловой механизм не учитывает особенностей роста энергии ионов в зависимости от их энергии, и соответственно от частоты столкновений. Не исключено также, что указанные два механизма могут дополнять друг друга. Поэтому необходимо моделирование кинетики всех ионов без искусственного разделения их на «быстрые» и «тепловые». Оценки выхода нейтронов для степенного спектра ионов показали, что в Z-пинчах выход нейтронов существенно выше, чем в других системах с начальной энергетикой аналогичного уровня и максвелловским спектром ионов [3].

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Объединить моделирование ионов всех энергий в любые моменты времени можно, например на основе кинетического уравнения Фоккера – Планка с учетом ускорения ионов за счет сжимающего воздействия магнитного поля [4, 5].

В общем случае уравнение Фоккера–Планка является интегро-дифференциальным [6]. Для данного уравнения характерно приближение парных столкновений, в котором реальное взаимодействие двух частиц заменяется мгновенным актом столкновения. Это приближение приводит к расходящимся

интегралам, и расходимость устраняется искусственным обрезанием радиуса действия кулоновских сил.

Решение уравнения Фоккера – Планка в полной постановке требует значительных вычислительных ресурсов, поэтому в рамках приближений, принятых в [7], столкновительный оператор Фоккера–Планка представляется в дифференциальной форме, что существенно снижает вычислительную трудоемкость задачи при сохранении физической адекватности описания процессов.

В рамках квазисамосогласованной модели и квазиоднородного сжатия для качественного анализа можно рассмотреть кинетику ионов при заданных свойствах фоновой плазмы, т. е. описав ее с помощью автоматического решения [1]. Численное решение уравнения Фоккера–Планка может в целом удовлетворительно объяснить наблюдаемый спектр ионов и выход нейтронов [2]. При численном расчете для последних моментов времени существует проблема обеспечения устойчивости решения, связанная с особенностями уравнения Фоккера – Планка. Физически это связано с тем, что закладываемый механизм ускорения перетяжки приводит к темпу ускорения на конечной стадии сжатия, значительно превышающему кулоновское торможение.

В настоящей работе распределение ионов по энергиям в перетяжке и соответственно спектр ионов на выходе моделируются в многогрупповом приближении, согласно которому весь энергетический диапазон подразделяется на своего рода пучки в фазовом пространстве скоростей. Далее рассматривается динамика каждого такого «пучка» с учетом потерь частиц. Из этих потерь в конечном итоге складывается спектр выходящих ионов.

Ранее в рамках многогруппового подхода моделирование кинетики ускорения в бесстолкновительном пределе [8] показало, что функция распределения ионов при их ускорении имеет вид, близкий к максвелловскому, но при этом температура увеличивается со временем.

Результаты моделирования для этого режима приведены на рис. 1. Рассчитанный для этого режима спектр выходящих ионов, показанный на рис. 2, соответствует спектру [9], полученному в рамках гидродинамического приближения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате расчетов показано, что применяемое многогрупповое моделирование эквивалентно моделированию на основе уравнения Фоккера – Планка, но при этом устраняется проблема числен-

ной неустойчивости на стадии расчета, соответствующей сильному сжатию.

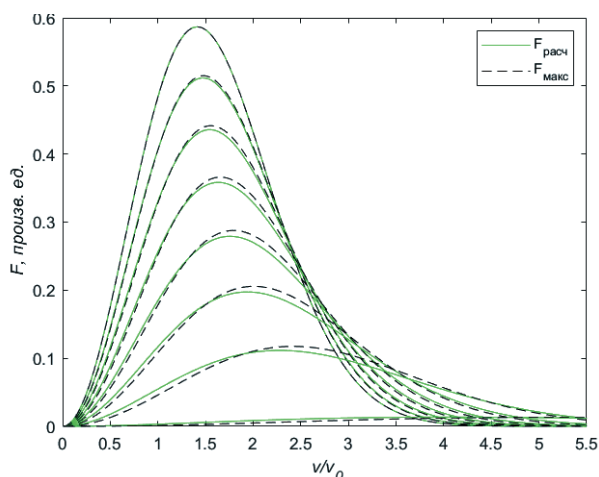


Рис. 1. Функция распределения по скоростям в моменты времени $t = 0,02, 0,14, 0,28, 0,43, 0,57, 0,71, 0,85, 0,99$ (относительные единицы): сплошные линии – расчетные значения, штриховые линии – максвелловское распределение.

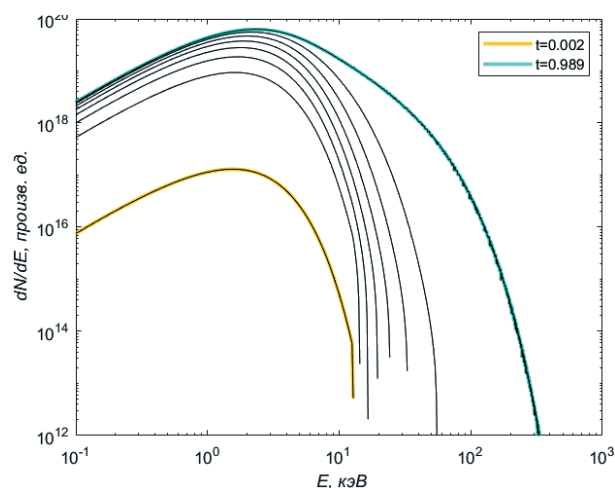


Рис. 2. Энергетический спектр ионов, выходящих из перетяжки, в моменты времени $t = 0,02; 0,14; 0,28; 0,43; 0,57; 0,71; 0,85; 0,99$ (относительные единицы).

Анализ показал, что корректное объяснение спектра ускоренных ионов требует совместного использования кинетического описания, макроскопической динамики плазмы и электромагнитных полей, но даже в этом случае ряд параметров модели требуют уточнения, информация для которого может быть получена только на основе моделирования траектории отдельных частиц в нестационарном электромагнитном поле Z-пинча.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Вихрев В.В., Брагинский С.И.** Динамика Z-пинча / под ред. М.А. Леонтовича // Вопросы теории плазмы. 1980. Т. 10. С. 243.
2. **Вихрев В.В., Королев В.Д.** Генерация нейтронов в Z-пинчах // Физика плазмы. 2007. Т. 33. № 5. С. 397 – 423.
3. **Vikhrev V.V., Frolov A.Yu., Chirkov A.Yu.** Neutron yield from Z-pinches at generation of the power-degree spectrum of fast deuterons // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1370. 012026.
4. **Фролов А.Ю., Дружинина О.В., Чирков А.Ю.** Моделирование изменения энергетического распределения частиц при адиабатическом сжатии плазмы // Электромагнитные волны и электронные системы. 2021. Т. 26. № 5. С. 5 – 14.
5. **Чирков А.Ю., Морхова Е.А., Фролов А.Ю.** Моделирование кинетики быстрых ионов в сжимающемся Z-пинче на основе уравнения Фоккера – Планка с учетом электромагнитного ускорения // Физика плазмы. 2022. Т. 48. № 10. С. 962 – 966.
6. **Karney C.F.F.** Fokker–Planck and quasilinear codes // Computer Phys. Reports. 1986. Vol. 4. P. 183 – 244.
7. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55 – 65.
8. **Чирков А.Ю., Морхова Е.А., Фролов А.Ю.** Моделирование спектра быстрых ионов Z-пинча при исчезающем эффекте столкновений // L Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. М.: АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2023. С. 157.
9. **Chirkov A.Yu., Tokarev S.A.** The limiting fusion gain in high-performance Z-pinches // Fusion Science and Technology. 2023. Vol. 79. P. 413 – 420.

Н.Н. Павлушин¹, М.Б. Смирнов¹, П.Д. Лисовой^{1,2}, А.С. Денисов^{1,2}, А.И. Губанова^{1,2},
М.Д. Филиппов¹, Г.А. Мишин¹, Н.Е. Сидельников¹, Д.А. Анисимов^{1,2}, М.С. Чилин^{1,2}

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, Россия, пл. Академика Курчатова, 1

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА НА ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАСТИНЕ ТОКАМАКА T-15MD

ВВЕДЕНИЕ

Диверторная конфигурация плазмы в токамаке признана наиболее эффективной среди существующих альтернатив. Но в таких системах на диверторные пластины приходится тепловой поток, большей величины, чем тепловой поток, приходящийся на первую стенку. Для предотвращения плавления опоры диверторных пластин необходимо обеспечить подходящие условия ее охлаждения.

Система водяного охлаждения должна обеспечивать достаточный теплоотвод от опоры и подложки дивертора. При этом важно предотвратить возникновение кризиса теплообмена.

Для исследования вопроса был применен численный метод решения задач гидродинамики и теплообмена с использованием программного обеспечения *Ansys Fluent* [2]. Были смоделированы три варианта охлаждающей системы: система с одним каналом охлаждения, система с разветвленным каналом охлаждения и система с гипервапотроном. Построены температурные профили, чтобы узнать, возникает ли кризис кипения в канале теплоносителя, происходит ли оплавление материалов дивертора.

2. МОДЕЛЬ ДИВЕРТОРА

Дивертор состоит из 16 сменных секторов. В свою очередь, секция дивертора имеет составные элементы, такие как приемные пластины, опора и канал охлаждения.

На приемные пластины дивертора приходится основная тепловая нагрузка из плазмы токамака. Как правило, их делают из тугоплавких прочных материалов, таких как вольфрам или графит. При этом на T-15MD диверторные пластины изготовлены из графита марки *FP479*.

Опора предназначена для расположения приемных пластин в вакуумной камере токамака. Опора изготовлена из нержавеющей стали марки 12X18H10T.

Для отвода тепла в опоре выполнен канал охлаждения. Он представляет собой гидроканал прямоугольного сечения с размером 12x7 мм. Теплоносителем является вода.

3. МОДЕЛИ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ

3.1. Базовая модель

Базовая модель представляет собой опорную модель, построенную по размерам уже существующего дивертора, который был произведен в «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова».

юющего дивертора, который был произведен в «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова».

На ней исследуется теплообмен в условиях неравномерного нагрева диверторной секции. Условно тепловой поток можно разделить на три зоны:

- зона интенсивного нагрева (10 МВт/м^2),
- зона среднего нагрева (7 МВт/м^2),
- зона слабого нагрева (75 кВт/м^2).

Для базовой модели среднемассовая скорость потока составляет 10 м/с. Для разветвленной модификации – 6,3 м/с, для гипервапотрона – 10 м/с. Температура воды на входе принимается равной 303 К.

3.2. Модель с разветвленным каналом

Модель с разветвленным каналом отличается от базовой модели только формой канала теплоносителя. Модель с разветвленным каналом позволяет увеличить площадь поверхности теплообмена под самой теплонагруженной частью дивертора – зоной интенсивного нагрева.

Входные данные для модели с разветвленным каналом аналогичны входным данным базовой модели.

3.3. Модель с гипервапотроном

Наибольшая тепловая нагрузка приходится в области попадания сепаратрисы на пластины дивертора, именно в этом месте может возникнуть кризис теплообмена. Чтобы предотвратить возникновение пленочного режима кипения теплоносителя, можно использовать внутреннее оребрение типа гипервапотрон.

Гипервапотрон позволит увеличить значение критического теплового потока для дивертора. При этом его не нужно размещать по длине всего канала охлаждения. В данной модели гипервапотрон расположен в части канала, который находится под зоной интенсивного нагрева.

3.4. Расчетная модель

Решение данной задачи определялось из условия нестационарного теплообменного процесса. Для улучшения сходимости в работе применялась *k- ω* модель турбулентного течения. С ее помощью можно получить более точные решения при расчете задачи с вынужденной конвекцией. Размер сетки составил 0,2 мм в зоне контакта теплоносителя с опорой дивертора, а также для канала охлаждения, при этом 1 мм в остальных областях дивертора. Сетка по времени составляла 1 с, при длительности

импульса в 30 с. Данные сетки по времени и пространству ограничены техническими параметрами расчетных систем.

При этом температурная зависимость свойств материалов дивертора не учитывалась. Были выбраны значения при температуре 293 К.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

4.1. Базовая модель

Расчет базовой модели, которая будет установлена на Т-15МД, показал, что максимальная температура графита составила 1640 К, а нержавеющая сталь 1030 К. При этом температуры плавления составляют 4073 и 1693 К соответственно.

Для проверки возникновения кризиса теплообмена было исследовано распределение температуры в канале охлаждения в зоне интенсивного нагрева. Максимальная температура теплоносителя составляет 335 К, данная температура не превышает температуру кипения ($T_s = 453,04$ К). Температурное распределение представлено на рис.1.

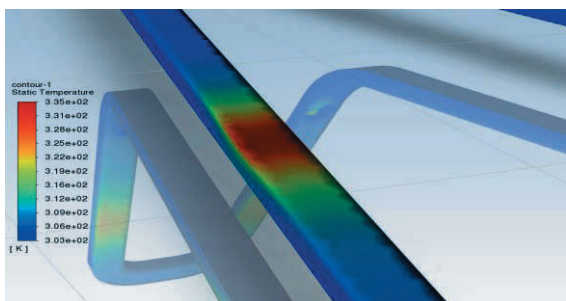


Рис. 1. Распределение температуры в канале охлаждения базовой модели.

4.2. Модель с разветвленным каналом

Результат моделирования показал, что температура графита и опоры дивертора составляет 1674 и 966 К соответственно. Следовательно, используемый материал не плавится.

Анализ результатов моделирования канала охлаждения показал, что максимальная температура теплоносителя составляет 335 К. При этом значении не происходит кипения (рис.2).

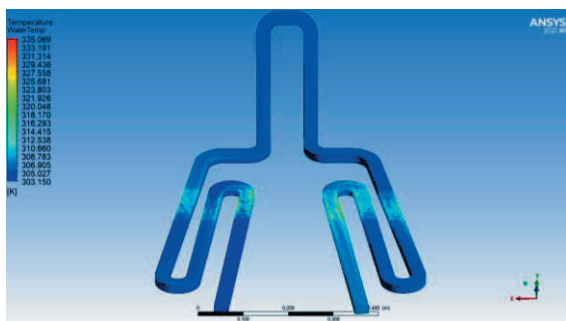


Рис. 2. Распределение температур в разветвленном канале охлаждения.

4.3. Модель с гипервапотроном

Для данной модели было установлено, что максимальная температура графита составила 2210, а температура нержавеющей стали 1410 К.

При этом максимальная температура воды в области гипервапотрона составила 330,4 К. При данной температуре не происходит кипение (рис. 3).

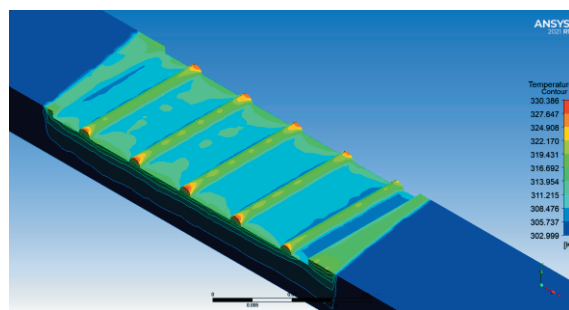


Рис. 3. Распределение температуры в гипервапотроне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные данные по теплопереносу и гидравлическому сопротивлению находятся в хорошем согласии с эмпирическими данными [1].

Дивертор, спроектированный в «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», позволяет без возникновения кризиса теплообмена отвести тепловой поток, входящий на дивертор.

Однако данный дивертор не позволяет работать при срывах плазмы в токамаке и при увеличенном времени разряда. Поэтому можно использовать интенсификаторы теплообмена в виде фрезеровки дополнительных веток охлаждения или гипервапотрона под зонами интенсивного нагрева.

Преимуществом разветвленного канала является больший теплоемкость за счет увеличения площади поверхности теплообмена под самой теплонагруженной частью дивертора. В результате снизилась температура нержавеющей стали и графита (на 34 и 64 К соответственно). Также можно выделить, что при данной конфигурации можно использовать теплоноситель с меньшей скоростью потока.

С другой стороны, модификация канала с гипервапотроном позволяет увеличить значение критического теплового потока, следовательно, увеличить отвод тепла. Преимущество канала состоит в том, что данную модификацию можно выполнить на базовой модели дивертора, не изменяя его конструкцию полностью. Но данная модификация имеет особенность: наибольшая эффективность теплообмена достигается при кипении теплоносителя. Следовательно, гипервапотрон применим в условиях высоких нагрузок, которые возникают при неустойчивостях плазмы.

Работа выполнена студентами группы ТФ-13м-21 НИУ «МЭИ» в рамках подготовки расчетного задания по дисциплине «Теплообмен и гидродинамика в термоядерных реакторах и установках».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям / под ред. М. О. Штейнберга. – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Машиностроение, 1997. – 672 с.
2. **Знакомство с CAE-системой для анализа течений жидкости и газа ANSYS Fluent** / А.В. Кривцов и др. – 2013.

РАСЧЕТ ТЕПЛООБМЕНА И СОПРОТИВЛЕНИЯ КАНАЛЬНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГЕЛИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕМЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

ВВЕДЕНИЕ

По совокупности предъявляемых требований среди газовых теплоносителей для реакторной техники лучшим считается гелий. Гелий рассматривается как перспективное рабочее тело в прямых циклах с гелиевыми турбинами [1]. В реакторных установках и теплообменниках внешних контуров характерным является канальное течение гелия в условиях высоких тепловых нагрузок и переменности физических свойств теплоносителя. Расчет теплообмена и сопротивления течения при данных условиях затруднен ограниченностью и часто противоречивостью имеющихся в литературе рекомендаций по учету влияния переменности физических свойств теплоносителей.

Рекомендуемые в учебной литературе, в частности в [2], однопараметрические поправки к уравнениям теплообмена и сопротивления для квазиизотермических потоков, полученные опытным путем преимущественно для течений воды и воздуха, не могут учесть особенности изменения физических свойств индивидуальных теплоносителей в процессах их нагрева и охлаждения.

Необходимость повышения точности расчетов теплообмена и сопротивления для решения задач по созданию новой техники обуславливает важность развития расчетных методов, позволяющих достаточно эффективно учитывать влияние изменения физических свойств индивидуальных теплоносителей и гелия в том числе.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Методика расчета теплообмена индивидуальных газовых теплоносителей в условиях высоких тепловых нагрузок предложена в [3]. Методика сложна в использовании и требует большого объема вычислительной работы. Для инженерных расчетов могут быть рекомендованы уравнения теплообмена [4] и сопротивления [5] турбулентных потоков в каналах, учитывающие влияние переменности физических свойств теплоносителей. Уравнения [4, 5], являясь полуэмпирическими, находятся в хорошем согласии с надежными опытными данными.

С учетом зависимости физических свойств гелия от температуры по выражению

$$A = A_0 (T / T_0)^{m_A}, \quad (1)$$

где A – искомое свойство при температуре T , К; A_0 – свойство при температуре $T_0 = 273$ К; m_A – показатель степени для свойств A (по данным [6], для гелия в ин-

тервале температур $0 \dots 1000^\circ\text{C}$ для теплопроводности $m_\lambda = 0,73$ и для динамической вязкости $m_\mu = 0,68$), уравнение [5] для расчета коэффициента сопротивления трения запишется в виде

$$\xi = \xi_0 \varepsilon_\xi, \quad (2)$$

где ξ_0 – коэффициент сопротивления трения при течении теплоносителя с постоянными физическими свойствами:

$$\xi_0 = 0,3 \text{Re}^{-0,25} + 4,2 \cdot 10^{-4} \text{Re}^{0,12}, \quad (3)$$

ε_ξ – параметр, учитывающий переменность физических свойств теплоносителя:

$$\varepsilon_\xi = (T_c / T_{cp})^{-0,58}, \quad (4)$$

где Re – число Рейнольдса потока; индексы «с» и «ср» в (4) указывают, что температуры T , К соответственно на стенке канала и средняя в сечении потока.

Уравнение [4] для числа Нуссельта, описывающее теплообмен потока гелия, с учетом связи (1) запишется в виде

$$\text{Nu} = 2 \left(2 + \text{Re}^{-0,1} \sqrt{\varepsilon_\xi} \right) \left(0,03 \text{Re}^{0,9} \sqrt{\varepsilon_\xi} \cdot \text{Pr}^n \right)^p \left(\frac{T_c}{T_{cp}} \right)^k, \quad (5)$$

где Pr – число Прандтля; n, p, k – показатели степени:

$$n = 0,35 + 0,058 \lg \text{Re}, \quad (6)$$

$$p = 1 - 0,5 \text{Re}^{-0,1} \sqrt{\varepsilon_\xi}, \quad (7)$$

$$k = 0,73 - 1,18p. \quad (8)$$

Определяющими в числах Re и Pr , входящих в уравнения (3), (5) – (7), являются температура T_{cp} и эквивалентный диаметр канала.

Результаты расчетов по уравнениям (2) и (5) при изменении параметра T_c / T_{cp} , характеризующего неизотермичность потока гелия и соответственно переменность его физических свойств, в интервале от 0,2 до 5 и изменении чисел Рейнольдса в диапазоне $5 \cdot 10^3 \dots 10^6$ приведены на рис. 1 – 3. Отношения Nu / Nu_0 , где Nu_0 рассчитывалось по (5) при $T_c / T_{cp} = 1$, и ξ / ξ_0 определены при $\text{Re} = \text{idem}$.

Для сравнения на рис. 1 приведена кривая, построенная по общему для всех газов уравнению Кутателадзе и Леонтьева [7]:

$$\xi / \xi_0 = \left[2 / \left(\sqrt{T_c / T_{cp}} + 1 \right) \right]^2. \quad (9)$$

Видно, что в области $T_c / T_{cp} > 1$ расчет по (2) и по (9) дает одинаковые результаты, а при $T_c / T_{cp} < 1$

расчетные кривые расходятся. Заметим, что формула (9) для условий охлаждения потока ($T_c/T_{cp} < 1$) достаточно хорошо согласуется с расчетом по уравнению (2), например, для водяного пара. Данное обстоятельство дополнительно указывает на важность учета влияния переменности физических свойств для каждого индивидуального газа.

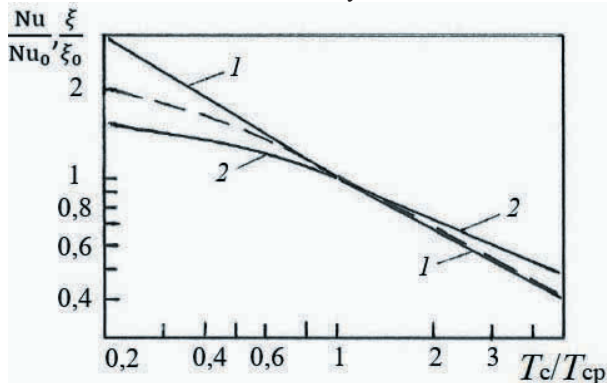


Рис. 1. Зависимости Nu/Nu_0 и ξ/ξ_0 от T_c/T_{cp} при $Re=10^4$: 1 – ξ/ξ_0 ; 2 – Nu/Nu_0 ; штриховая линия – расчет по (9).

Из рисунка 1 следует, что увеличение температурного параметра T_c/T_{cp} приводит к снижению характеристик интенсивности переноса теплоты и импульса как при нагреве, так и при охлаждении потока гелия. Причем данное снижение в большей степени проявляется для процессов переноса импульса. Сравнение полученных результатов с расчетом по общим для газов рекомендациям [2] показало, что для гелия наиболее значительным является расхождение данных по параметру ξ/ξ_0 , которое при $Re = 10^4$ и $T_c/T_{cp} = 0,25$ достигает 48 %.

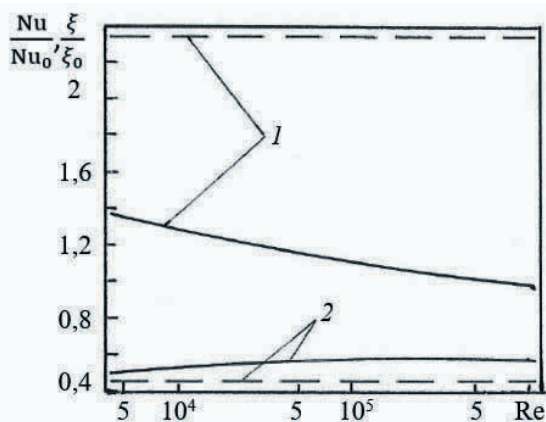


Рис. 2. Зависимости Nu/Nu_0 (сплошные линии) и ξ/ξ_0 (штриховые линии) от Re : 1 – $T_c/T_{cp} = 0,25$; 2 – $T_c/T_{cp} = 4$.

Как видно из рис.2, отношение ξ/ξ_0 автоматически по отношению к числу Re в условиях нагрева и охлаждения потока, а отношение Nu/Nu_0 с ростом Re уменьшается при $T_c/T_{cp} < 1$ и, наоборот, увеличивается при $T_c/T_{cp} > 1$.

На рисунке 3 представлены зависимости фактора аналогии Рейнольдса

$$\Phi = (Nu/Nu_0)/(\xi/\xi_0) \quad (10)$$

от числа Рейнольдса.

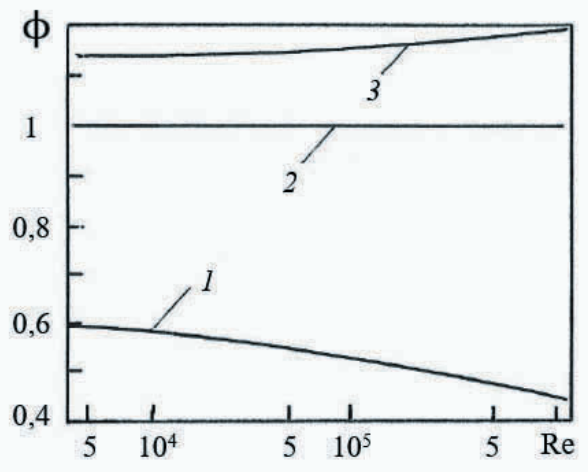


Рис. 3. Зависимости Φ от Re : 1 – $T_c/T_{cp} = 4$; 2 – $T_c/T_{cp} = 1$; 3 – $T_c/T_{cp} = 0,25$.

Из рисунка 3 следует, что для существенно неизотермических потоков гелия аналогия Рейнольдса не выполняется. Фактор аналогии Φ разнонаправленно изменяется при увеличении числа Re в условиях нагрева и охлаждения потоков.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для повышения точности расчетов теплообмена и сопротивления при высоких тепловых нагрузках учет влияния переменности физических свойств следует выполнять по индивидуализированным для каждого газового теплоносителя уравнениям подобия. В качестве таких уравнений для канальных турбулентных течений гелия рекомендуются зависимости (2) и (5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Машиностроение** ядерной техники Т.IV-25. В 2-х кн., Кн.1 / Е.О.Адамов, Ю.Г. Драгунов, В.В. Орлов и др. М.: Машиностроение, 2005. 960 с.
2. **Ягов В. В.** Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учебное пособие для вузов. М.: Издательский дом МЭИ, 2014. 542 с.
3. **Курганов В.А.** Теплоотдача газов при турбулентном течении в трубах // Теплоэнергетика. 1992. № 5. С. 2 – 9.
4. **Pechenegov Y.Y.** The heat exchange of disserent atomicity gases at high thermal loads // Journal of Physics: Conference Series. 2017. Vol. 891(1). 012040.
5. **Печенегов Ю.Я.** Гидравлическое сопротивление при течении в трубах неизотермических турбулентных потоков газа и жидкости // Химическое и нефтегазовое машиностроение. 2017. № 5. С. 23 – 26.
6. **Петухов Б.С.** Теплообмен в движущейся однофазной среде. М.: Издательский дом МЭИ, 1993. 352 с.
7. **Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И.** Тепломассобмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 344 с.

ОПЫТ ПРОХОЖДЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ ПАНЕЛЕЙ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР

ВВЕДЕНИЕ

Соглашение о поставке, подписанное между международной организацией ИТЭР и домашним агентством РФ ИТЭР, подразумевает изготовление высоконагруженных панелей первой стенки (ППС), являющихся одними из самых энергонапряженных систем реактора. Для верификации разработанных конструкций и технологий изготовления ППС на пути к старту производства «серийных» компонентов для ИТЭР принят поэтапный процесс в виде: разработки и расчетного обоснования конструкции; опытного изготовления и проведения экспериментов с использованием малых макетов; квалификации критических технологий изготовления; изготовления и приемочных испытаний полномасштабного квалификационного прототипа. Завершается процесс получением разрешения на изготовление «серийных» компонентов ИТЭР.

1. КРИТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Обращенные к плазме элементы в составе ППС, называемые «пальцы», являются самыми ответственными и энергонапряженными элементами конструкции, имеют многослойную композицию из разнородных металлов и продвинутую систему охлаждения с интенсификатором теплообмена – гипервапором [1]. Многослойная композиция «пальцев» состоит из материала защитной облицовки (бериллий), материала теплоотводящего слоя (медный сплав CuCrZr-IG) и конструкционного материала (нержавеющая сталь 316L(N)-IG). Критическими технологиями изготовления «пальцев» ППС являются технология получения вакуум-плотного биметаллического соединения CuCrZr-IG/316L(N)-IG и технология присоединения облицовки.

1.1. Технология получения биметаллического соединения

Для получения вакуум-плотного прочного биметаллического соединения CuCrZr-IG/316L(N)-IG в АО «НИИЭФА» в рамках проекта ИТЭР освоено два метода сварки в твердой фазе: сварка взрывом и диффузионная сварка горячим изостатическим прессованием (ГИП) [2]. Для изготовления «пальцев» ППС вследствие сложности и вариативности профиля сопряжения металлов выбран метод ГИП.

Для производства биметаллической крышки (элемент конструкции «пальца» ППС) методом ГИП используют две заготовки из CuCrZr-IG и 316L(N)-IG, сопрягающиеся по заданному профи-

лю. Заготовки протравливают, очищают и затем помещают внутрь сварной герметичной капсулы из нержавеющей стали, плотно облегающей заготовки в сборе. Из капсулы откачивают остаточный газ и окончательно ее герметизируют. Герметичную капсулу помещают внутрь камеры газостатического пресса, где под действием давления аргона до 150 МПа при температуре 980 °С выдерживают 2 часа. Получившуюся биметаллическую заготовку обрабатывают со всех сторон, удаляя стенки нержавеющей капсулы. Далее проводят термическую обработку биметаллической заготовки с целью дисперсионного упрочнения CuCrZr-IG: отжиг на 980 °С с закалкой в воде и старение при 480 °С в течение 2 часов. Последней операцией при изготовлении биметаллической крышки является механическая обработка на пятиосевом фрезерном обрабатывающем центре, включая обработку «гребенки» гипервапорона. Биметаллическую крышку со стороны стальной части по периметру приваривают лазерной сваркой к стальному основанию, получая заготовку «пальца».

1.2. Технология присоединения облицовки

Для присоединения облицовки, состоящей из плиток, в АО «НИИЭФА» в рамках проекта ИТЭР освоено два метода вакуумной высокотемпературной пайки: пайка в печах сопротивления и «быстрая» индукционная пайка [3, 4]. Для пайки бериллиевых плиток используется «быстрая» пайка и припой на медной основе марки СТЕМЕТ® 1101М. «Быстрая» пайка заключается в ускоренном нагреве зоны пайки до максимальной температуры 700 °С с последующим отключением нагрева и быстрым охлаждением за счет излучения и отвода тепла менее нагретым элементам конструкции. Данный режим нагрева позволяет сохранить прочность предварительно упрочненного медного сплава CuCrZr-IG не ниже 300 МПа при комнатной температуре.

Для получения качественного паянного соединения на «пальцах» ППС криволинейной формы в АО «НИИЭФА» разработано специальное оборудование, включающее систему позиционирования «пальца» и индуктора относительно друг друга, а также специальная оснастка, фиксирующая бериллиевые плитки с заданным усилием относительно основания «пальца» в течение всего цикла пайки.

2. ПРОГРАММА КВАЛИФИКАЦИИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ

Целью квалификации технологий изготовления в рамках проекта ИТЭР является подтверждение ка-

чества, надежности и повторяемости результата в заданных условиях (оборудование, персонал и т.д.)

Для прохождения программы квалификации была изготовлена серия макетов, повторяющих основные элементы конструкции «пальцев» ППС.

Металлографический анализ зоны биметаллического соединения CuCrZr-IG/316L(N)-IG и основных металлов, а также механические испытания образцов проведены после завершения полного термического цикла. Средний размер зерна CuCrZr-IG находится в диапазоне 47...190 мкм при допуске не более 200 мкм. Микротвердость 316L(N)-IG находится в диапазоне 153...161 HV, и не превышает ограничения в 300 HV для предотвращения коррозии под напряжением. Предел прочности образцов из CuCrZr-IG при одноосном растяжении составил 308...330 МПа при комнатной температуре и 243...256 МПа при 250 °С при допускаемых 280 и 220 МПа соответственно. Значение разрушающего напряжения при испытании биметаллических образцов на отрыв слоя составило от 283 до 290 МПа при 150 °С при допуске – 220 МПа.

Термоциклические ресурсные испытания проводились при нагружении поверхности облицовки пучком ускоренных электронов. Макеты выдержали 15000 термоциклов при плотности поглощенной мощности 4,7 МВт/м² и охлаждении водой со скоростью около 2 м/с при 3 МПа и 70 °С на входе.

Во время гидравлических и вакуумных испытаний макеты подвергались нагружению давлением воды до 7 МПа с выдержкой 30 мин и далее испытания в вакуумной камере с нагружением внутренних каналов давлением гелия до 6 МПа как при комнатной, так и повышенной до 150 °С температурах. Контроль герметичности во время вакуумных испытаний не выявил течи гелия на уровне фона не хуже 10⁻¹¹ Па×м³×с⁻¹. Часть макетов также была подвергнута разрушающим испытаниям давлением воды до 20 МПа длительностью 30 мин.

Контроль качества диффузионной сварки и пайки на макетах проводился методом ультразвуковой дефектоскопии [5] как на стадии изготовления, так и после завершения испытаний. При настройке чувствительности контроля по искусственному отражателю Ø 1 мм не выявлено ни одной индикации в успешно изготовленных макетах, за исключением отдельных случаев (см. Раздел 3), а также индикаций в зоне пайки на краях плиток после термоциклических испытаний (не регламентируются).

3. ВЫЯВЛЕННЫЕ ИНЖЕНЕРНЫЕ ПРОБЛЕМЫ

В процессе изготовления макетов были выявлены случаи брака в виде разрушения биметаллического соединения CuCrZr-IG/316L(N)-IG под действием термических напряжений. Проведенный анализ выявил ряд причин возникновения таких дефектов [6]: чрезмерная скорость нагрева/охлаждения в ряде технологических операций, приводящая к суммированию напряжений одного знака, а также особенности, ослабляющие зону

соединения используемых материалов (слой хрупких фаз, скачкообразный переход твердости, провал пластичности CuCrZr-IG). Проведенное исследование и модификация термического цикла при изготовлении позволило решить проблемы и успешно завершить программу квалификации.

Также выявлены единичные дефекты при пайке облицовки, связанные с ошибками персонала при сборке макетов и подготовке к пайке, которые были устранены путем совершенствования конструкции макетов, применяемых приспособлений и оснастки, процессов сборки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продолжением указанных работ в АО «НИИЭФА» стало успешное изготовление и проведение приемочных испытаний всех 40 «пальцев» в составе полномасштабного квалификационного прототипа ППС, работы по которому находятся на завершающей стадии.

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 стендовые базы, налажена кооперация с ключевыми участниками производственного процесса. Перечисленные наработки и достижения являются надежной базой для старта будущих национальных проектов в области разработки и создания обращенных к плазме компонентов для установок управляемого термоядерного синтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **A mature industrial solution for ITER divertor plasma facing components: HyperVapotron cooling concept adapted to Tore Supra flat tile technology** / F. Escourbiac, et al. // *Fusion Engineering and Design*. 2005. Vol. 75 – 79, P. 387 – 390.
2. **Обработка** технологии горячего изостатического прессования вакуумно-плотного биметаллического соединения внутрикамерных компонентов ИТЭР / А.А. Герваш и др. // *Инновационные проекты и технологии ядерной энергетики: сб. докладов V Международной научно-технической конференции*. М.: Изд-во АО «НИКИЭТ». 2018. С. 963 – 970.
3. **Подготовка** к выполнению программы квалификации технологии вакуумной индукционной пайки бериллиевой облицовки компонентов реактора ИТЭР / П.Ю. Пискарев и др. // *Наукоёмкие технологии в машиностроении*. 2018. 8. С. 33 – 41.
4. **The development** of technology of Be/CuCrZr joining using induction brazing / A. Gervash, et al. // *Fusion Engineering and Design*. 2019. 146. P. 2292 – 2296.
5. **Robot-based In-Process Examination of ITER Dome and First-Wall Panels based on Novel Ultrasonic Tomography Approach** / D. Lyanzberg, et al. // *19th World Conference on Non-Destructive Testing*. 2016.
6. **Study of the Bimetallic Joint CuCrZr/316L(N)** / P.Y. Piskarev, et al. // *Materials Science Forum*. 2021. Vol. 1040. P. 8 – 14.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСУ НА МЕЖФАЗНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ, ЗАЖАТОГО ПОРИСТЫМИ СТРУКТУРАМИ

ВВЕДЕНИЕ

В промышленных термоядерных и гибридных реакторах должен быть обеспечен режим относительно длительного горения плазмы, что требует применения стационарно функционирующей инфраструктуры как собственно установки, так и технологического обеспечения: сверхпроводящих магнитов, вакуумной и криогенной линий и др. Гелиевая криогенная система в основном работает в температурных диапазонах ниже 20 К (газовые циклы), жидкого гелия (5,2 – 2,17 К) или сверхтекучего гелия (ниже 2,17 К). При таких условиях надежная стабильность и высокая эффективность имеют решающее значение, поскольку эта энергоемкая промышленная система с низким идеальным обратным КПД Карно. Учитывая разнообразие технологических форм гелиевой криогенной структуры и сложность взаимосвязи между технологическими параметрами, проводятся соответствующие исследования для улучшения производительности используемого оборудования [1].

Вместе с тем одним из ключевых компонентов термоядерных установок являются тоководные шины, которые должны работать в сверхпроводящем состоянии. Однако оно может разрушиться вследствие тепловых или электромагнитных возмущений, следовательно необходимо определить возможности восстановления номинальных рабочих условий после повторного смачивания [2].

Помимо крупных систем, таких как Большой Адронный Коллайдер, ИТЭР, NICA и др., в исследовательских физических установках применение сверхтекучего гелия играет ключевую роль, поскольку обеспечивает необходимую стабильность температуры на ультранизком уровне [3], а также торможение энергетических радиоизотопных пучков для последующей лазерной спектроскопии [4].

Все эти обстоятельства привлекают внимание к исследованию непосредственно сверхтекучего гелия и тепловых возмущений в нем, особенно с появлением границы раздела фаз пар – жидкость, т.е. при высоких тепловых потоках.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

1.1. Цилиндрический нагреватель внутри пористой структуры

Схема экспериментальной установки для исследования процессов теплообмена в сверхтекучем гелии, подготовка и методика заправки хорошо отработаны на протяжении нескольких лет и описаны в [5, 6]. Результаты экспериментов по

исследованию кипения гелия II на цилиндрическом нагревателе внутри пористой оболочки рассмотрены в [6 – 8], где также представлены экспериментальная ячейка и различные режимы существования паровой пленки.

1.2. U-образный канал

Результаты первичных экспериментов представлены в [9], где впервые в U-образном канале с монодисперсной пористой засыпкой были получены низкочастотные макроколебания границы раздела фаз амплитудой ~ 15 мм и частотой ~ 0,2 Гц.

Экспериментальный участок представляет собой U-образную хлоркальциевую трубку ТХ-U-19/26, внутренним диаметром 16 мм, нижняя часть которой заполнена свободной засыпкой монодисперсных шариков [10]. В одном из патрубков трубки вставлен нагревательный элемент, внешняя часть которого представляет собой медный диск диаметром 5,5 мм. Под поверхностью диска располагается спираль из нихромовой проволоки диаметром 50 мкм. Эта сборка располагается в пробке пеноплекса, которая в свою очередь вставляется в верхнюю расширяющуюся часть U-образной трубки враспор и дополнительно герметизируется.

Экспериментальный участок на штоке размещается внутри гелиевого криостата на определенной высоте. После проведения подготовительных работ криостат заполняется гелием и проводится вакуумная откачка для достижения требуемой температуры (1,5 – 2,0 К), которая контролируется косвенным образом по показаниям датчика давления Varathron (жидкость находится в состоянии насыщения). Подача нагрузки обеспечивается источником питания Rigol DP821A. Измеряемые параметры эксперимента записываются в отдельные файлы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

2.1. Теплообмен в U-образном канале с монодисперсной пористой засыпкой

При подаче тепловой нагрузки возможны следующие варианты поведения сверхтекучего гелия в U-образном канале с монодисперсной пористой засыпкой:

- отсутствие пара/межфазной поверхности при тепловой нагрузке ниже пиковой: в экспериментах при $q_w < 40$ кВт/м²;

- появление паровой пробки размером 1 – 2 мм, межфазная поверхность жидкость – пар незначительно колеблется около постоянного положения (рис. 1);

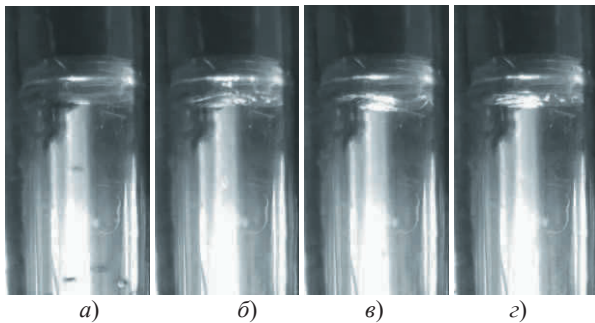


Рис. 1. Стационарное положение границы раздела фаз: а) экспериментальная ячейка до включения нагрузки; б) – з) незначительные колебания ($q_w = 40 \text{ кВт/м}^2$, $T_b = 1,73 \text{ К}$).

- возникновение постоянных колебаний макроскопической амплитуды, при этом межфазная поверхность остается практически гладкой (рис. 2).

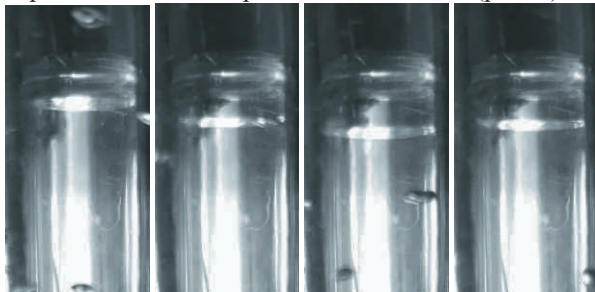


Рис. 2. Колебания границы раздела фаз ($q_w = 40 \text{ кВт/м}^2$, $T_b = 2,14 \text{ К}$).

Интересно отметить, что при малых значениях температуры жидкости в криостате реализуется второй сценарий, однако по мере ее увеличения межфазная поверхность выходит из стационарного состояния и начинается развитие колебаний с постоянной амплитудой и частотой. Вместе с тем при такой высокой тепловой нагрузке (в экспериментах до $q_w = 95 \text{ кВт/м}^2$) межфазная поверхность остается достаточно близко от нагревателя в отличие от ситуации с пустым каналом, где наблюдаются колебания, превышающие высоту колена U-образного канала.

2.2. Кипение на цилиндрическом нагревателе внутри пористого тела

По результатам экспериментальных исследований выделено четыре характерных режима кипения: тонкая пленка, толстая пленка (шумовое кипение), перевернутая колоколообразная и плоская граница раздела фаз под нагревателем. При этом переход между режимами осуществляется в виде развития колебаний границы раздела фаз пар – жидкость (рис. 3), т. е. как и в случае U-образного канала реализуются колебания, однако они не являются устойчивыми и постоянными.

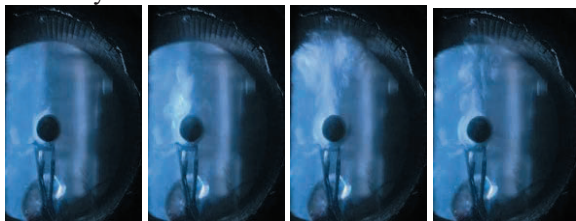


Рис. 3. Колебания границы раздела фаз между режимами ($q_w = 10,9 \text{ кВт/м}^2$, $T_b = 1,95 \text{ К}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате экспериментальных исследований получены различные режимы процессов тепло-массообмена внутри пористой структуры и в U-образном канале с монодисперсной пористой засыпкой, показано изменение характера движения границы раздела фаз пар – сверхтекучий гелий под действием теплового потока и при изменяющихся параметрах эксперимента. Обнаружена возможность достижения стационарного состояния и выход из него под влиянием изменения температуры жидкости.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №23-29-00342).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Influence** of key parameters on the performance of a helium cryogenic system in refrigeration and liquefaction modes. / Rui Xue et al // *Cryogenics*. 2022. Vol. 121, 103386.
2. **Hotspot** temperature calculation and quench analysis on ITER busbar. / Ronga J., Huang X.Y., Song Y.T., Wu S.T. // *Fusion Engineering and Design*. 2014. Vol. 89. P. 2971–2974.
3. **A superfluid** liquid helium target for low-momentum electron scattering experiments at the S-DALINAC. / Hilcker M. et al // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2020. Vol. 957. 163418.
4. **Novel** nuclear laser spectroscopy method using superfluid helium for measurement of spins and moments of exotic nuclei. / Furukawa T. et al // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2013. Vol. 317, Part B, P. 590 – 594.
5. **Королев П.В., Крюков А.П., Медников А.Ф.** Экспериментальное исследование движения гелия-II в капилляре при наличии паровой полости вблизи нагревателя. // *Вестник МЭИ*. 2006. № 4. С. 27 – 33.
6. **Крюков А.П., Королев П.В., Пузина Ю.Ю.** Экспериментальное исследование кипения He-II внутри пористого тела // *Прикладная механика и техническая физика*. 2017. №4. С. 126 – 134.
7. **Korolyov P.V., Puzina Yu.Yu.** Experimental Study of Superfluid Helium Boiling on a Cylindrical Heater within the Porous Shell // *Journal of Physics: Conf. Series*, 2017. Vol. 891. 012018.
8. **The formation** of a closed vapor film during the boiling of helium II on a cylindrical heater inside the porous structure. / P.V. Korolyov, A.P. Kryukov, Yu.Yu. Puzina, I.A. Yachevsky // *Journal of Physics: Conf. Series*. 2020. Vol. 1675. 012059.
9. **Experiments** of superfluid helium flow in a channel with a monodisperse backfill / P.V. Korolyov, A.P. Kryukov, Yu.Yu. Puzina, I.A. Yachevsky // *Journal of Physics: Conf. Series*. 2020. Vol. 1683. 022017.
10. **Technology** for Production of Monodisperse Spherical Granules / V.B. Ankudinov, Yu.A. Marukhin, V.P. Ogorodnikov, V.A. Ryzhkov // *Metallurgist*. 2019. Vol. 63. Issue 5 – 6. P. 651 – 657.

К.А. Рогозин^{1,2}, Д.А. Анисимов^{1,2}, К.В. Чан¹, М.С. Чилин^{1,2}, А.А. Коньков¹,
А.И. Губанова^{1,2}, В.П. Будаев^{1,2}, Д.И. Кавыркин^{1,3}, С.Д. Федорович¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

³Объединенный институт высоких температур РАН,
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ

ВВЕДЕНИЕ

Турбулентность плазмы в термоядерных установках (токамаках и других) является причиной аномально высокого переноса плазмы поперек магнитного поля приводя к ухудшению удержания в магнитной ловушке. Аналитически или численно решить задачу о динамике турбулентной плазмы с требуемой точностью на больших временных масштабах (в том числе, на временном диапазоне длительной работы токамака-реактора) в настоящее время не удастся. Необходимо из эксперимента определить статистические свойства турбулентности и получить оценки, что в дальнейшем позволит развить представления о физических свойствах турбулентности плазмы и даст возможность качественно и количественно описать процессы переноса в лабораторной плазме. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования турбулентности плазмы на плазменной установке ПЛМ-М – симуляторе дивертора (рис. 1).

2. ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ПЛМ-М

Плазменная установка ПЛМ-М – мультикасповая линейная магнитная ловушка со стационарным плазменным разрядом для плазменных испытаний материалов термоядерного реактора. Установка ПЛМ-М сооружена на базе имеющейся установки ПЛМ (НИУ «МЭИ»).

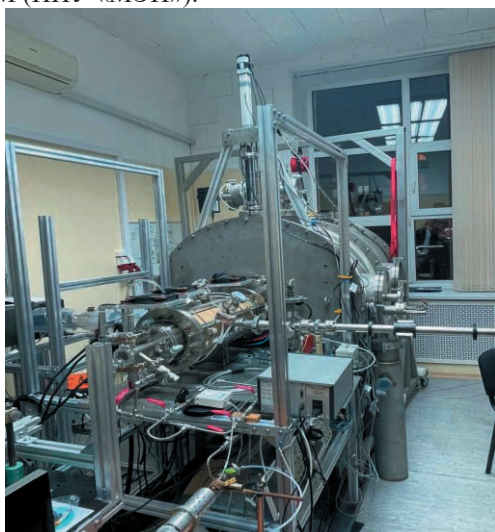


Рис. 1. Плазменная установка ПЛМ-М – симулятор дивертора.

Параметры ПЛМ-М приведены в таблице.

Таблица. Параметры установки ПЛМ-М

Параметр	
Диаметр камеры/плазменного пучка, см	16/3,5
Магнитное поле на оси, Тл	0,02
Магнитное поле в каспах, Тл	до 0,2
Концентрация электронов плазмы, м ⁻³	10 ¹³
Температура электронов плазмы, эВ	1–10
Ионный поток на испытуемый макет, м ⁻² с ⁻¹	10 ²³ –10 ²⁵
Нагрузка плазменно-тепловая на испытуемый W модуль МВт/м ²	4,5
Стационарный плазменный разряд более 300 мин	
Рабочий газ – гелий	

3. ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА

Зондовая диагностика состоит из четырех Ленгмюровских зондов (рис. 2) и манипулятора. Электрод зонда изготовлен из вольфрамовой проволоки, закрепленной в трубке из высокотемпературной технической керамики Al₂O₃. Длина электрода, контактирующего с плазмой – 3 мм, а диаметр 0,5 мм. Зондовая диагностика оснащена автоматизированным манипулятором, способным перемещать зонд по всему сечению плазменного разряда.

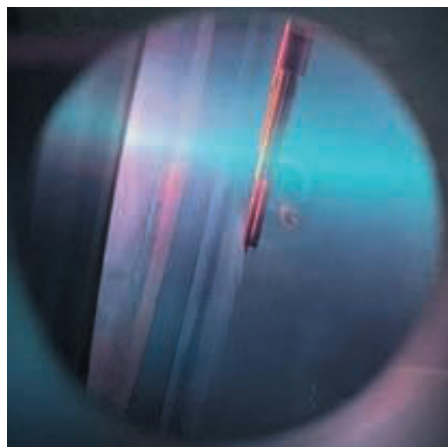


Рис. 2. Двойной зонд. Измерение флуктуаций плавающего потенциала в плазменном разряде на установке ПЛМ-М.

4. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ

Для анализа свойств турбулентности плазмы с помощью зондовой диагностики измерен сигнал флуктуаций плавающего потенциала (рис. 3).

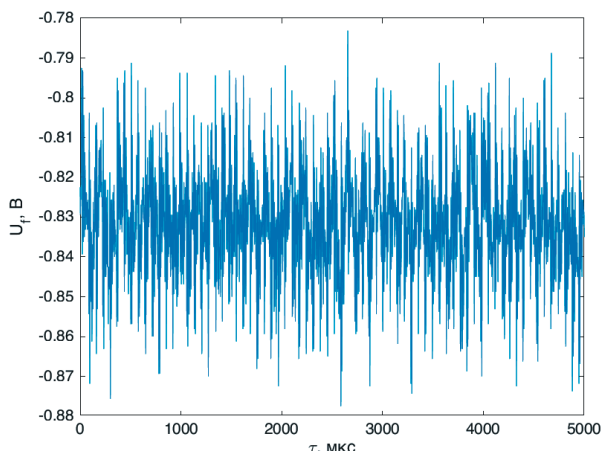


Рис. 3. Измерение флуктуаций плавающего потенциала для плазменного разряда ПЛМ-М.

Для анализируемого сигнала построена гистограмма (функция распределения) и определены коэффициенты асимметрии, эксцесса и показатель Хёрста (рис. 4). Функция распределения – негауссова (коэффициенты приведены на рис. 4), с показателем Хёрста 0,7. Параметр Хёрста применяется для характеристики турбулентности как мера самоподобия стохастического процесса. Для турбулентной плазмы величина больше 0,5 является типичным значением сильной турбулентности плазмы [1, 2].

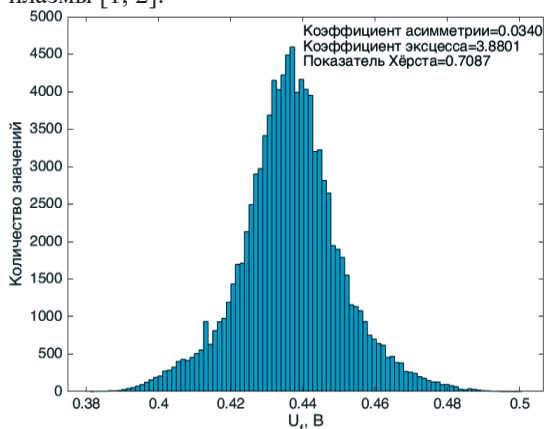


Рис. 4. Функция распределения амплитуд флуктуаций плавающего потенциала.

Для определения пространственных масштабов и их локализации в функции применяется вейвлет-преобразование, позволяющее наблюдать каскадность процесса и типичные масштабы времени (рис. 5). Вейвлет-преобразование иллюстрирует наличие иерархических связей масштабов в исследуемом сигнале и корреляции в турбулентном сигнале на временных масштабах от десятков до сотен микросекунд.

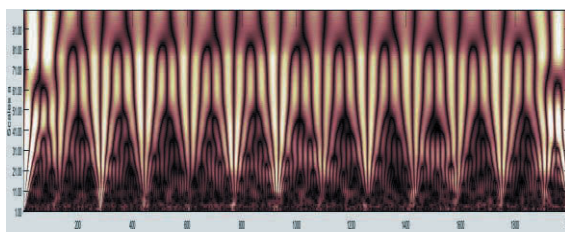


Рис. 5. Вейвлет-преобразование сигнала плавающего потенциала плазмы.

Фурье-спектр сигнала показан на рис. 6. Спектр уширенный в диапазоне от 0,01 до 500 кГц. Степенная зависимость спектра аппроксимируется зависимостью вида $\sim f^{-a}$ с показателем $a = 1,8$.

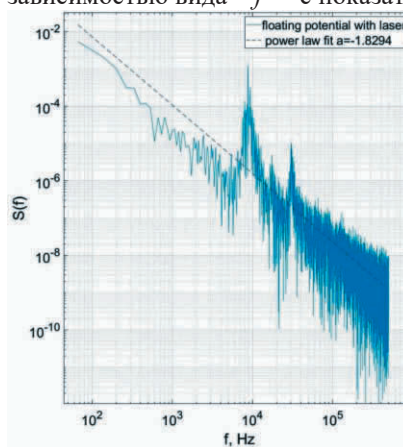


Рис. 6. Фурье-спектр плавающего потенциала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование свойств турбулентности плазмы методом ленгмюровского зонда в установке ПЛМ-М – симуляторе дивертора. Наблюдается сильная турбулентность плазмы с характеристиками, аналогичными наблюдениям в периферии токамаков [1]. Установка может использоваться для исследования турбулентности замагниченной плазмы и плазменных испытаний материалов и конструкций крупномасштабных токамаков, включая Т-15МД, ТРТ, ТИН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П., Савин С. П., Зелёный Л. М. Наблюдения перемежаемости и обобщенного самоподобия в турбулентных пограничных слоях лабораторной и магнитосферной плазмы: на пути к определению количественных характеристик переноса // Успехи физических наук. 2011. Т. 181. № 9. С. 905 – 952.
2. Carreras B.A., Lynch V. E., LaBombard B. Structure and properties of the electrostatic fluctuations in the far scrape-off layer region of Alcator C-Mod // Physics of Plasmas. 2001. Vol. 8. No 3702.

КОМПАКТНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ С МАГНИТНОЙ СИСТЕМОЙ НА ОСНОВЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие плазма – стенка определяет в ТЯР уровень тепловых нагрузок на материалы, которые могут достигать критической величины, вызывать повышенную эрозию и возможное разрушение материалов облицовки камеры ТЯР [1]. Особенностью взаимодействия являются эффекты, связанные с турбулентностью пристеночной плазмы, условий формирования дуговых процессов, изменения баланса токов и потоков из-за модификации поверхности.

Для исследования процессов модификации поверхности необходимо проводить эксперименты в стационарном режиме плазменной нагрузки на материалы. Для решения поставленной задачи разработана и изготовлена компактная плазменная установка с системой магнитного удержания плазмы оригинальной конструкции. Получение плазмы осуществляется за счет процесса взаимодействия ускоренных электронов с гелием при пониженном давлении.

2. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Плазменная установка (рис. 1) состоит из вакуумной камеры, термоэмиссионного катода, массивного кольцевого анода, и магнитной системы на постоянных магнитах. Параметры вакуумной камеры: внутренний диаметр 34 мм, длина 125 мм, материал камеры AISI 304, предусмотрено водяное охлаждение. Давление в камере до 10^{-6} Торр. Камера оборудована двумя диагностическими патрубками с проходным диаметром 16 мм, в одном расположено смотровое окно и подключается система откачки, в другом размещена зондовая диагностика. Рабочий газ – гелий, давление $2 \div 8 \cdot 10^{-2}$ Торр.

Магнитная система состоит из шести кольцевых неодимовых магнитов $100 \times 50 \times 5$ мм, расположенных друг за другом. Расстояние между магнитами 5 мм. Индукция магнитного поля на оси составляет 0,13 Тл и увеличивается по радиусу до 0,2 Тл у границы. Неоднородность магнитного поля по оси не более 5 %. Магнитная система устанавливается так, что анод выступает за ее пределы на 10 – 20 мм, поэтому в области размещения образцов поле имеет градиентный характер. Расстояние до анода можно регулировать в процессе экспериментов перемещением магнитной системы, тем самым увеличивая или уменьшая величину градиента поля.

Для измерения параметров плазмы установка оборудована подвижной зондовой диагностикой. Зондовая диагностика состоит из двух зондов Ленгмюра, расположенных на магнитном манипуляторе. Параметры зондов: материал – вольфрам, диаметр 0,5 мм, длина выступающей части 3 мм, ход зонда 25 мм. Также на манипуляторе зонда предусмотрено размещение образцов для испытаний в плазме, возможна подача потенциала на образец.

Для получения плазмы используется прямо-накальный термоэмиссионный катод, закрепленный на молибденовых держателях. Катод выполнен из танталовой фольги толщиной 0,05 мм, сложенной в три слоя. Рабочая температура катода 2200 К.

Установка позволяет получать плазменный разряд с током до 10 А, диаметр области плазменного столба 20 мм и может быть ограничен диафрагмой. Измеренная концентрация плазмы при токах разряда $1 \div 10$ А составляет $7 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$.

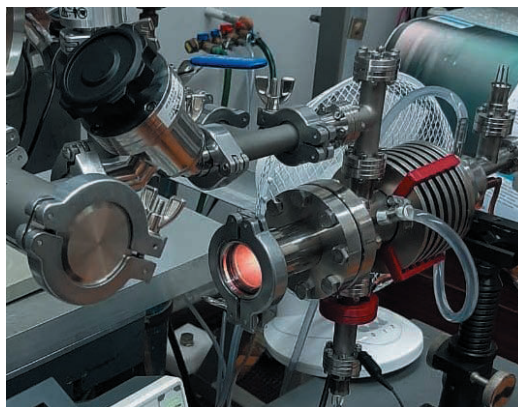


Рис. 1. Фото экспериментальной установки.

3. ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

Проведены эксперименты по получению наноструктур на поверхности материалов при облучении гелиевой плазмой в установке. Модифицированные материалы: вольфрам фольга 0,05 мм, два образца 10×10 и 5×3 мм; тантал (фольга) 0,15 мм, 15×15 мм; титан (фольга) 0,05 мм, 3×5 мм. Было проведено два эксперимента с разным временем экспозиции. Потенциал образцов при плазменной обработке составлял -80 В и не менялся в процессе экспериментов. Вольфрамовая фольга 10×10 мм экспонировалась в плазме 40 мин, остальные об-

разцы – в течении 15 мин. В результате на поверхности образовались наноструктуры. Ток разряда составлял 3 А, что соответствует концентрации плазмы $1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и эффективной энергии электронов 3 эВ.

На рисунке 2 приведено фото проведения эксперимента.

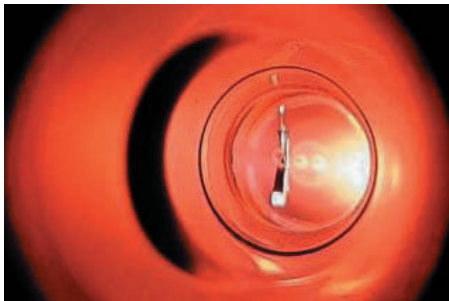


Рис. 2. Плазменная обработка вольфрамового образца в стационарной гелиевой плазме.

На рисунках 3 – 5 представлены СЭМ-изображения вольфрамового, титанового и танталового образцов после облучения плазмой.

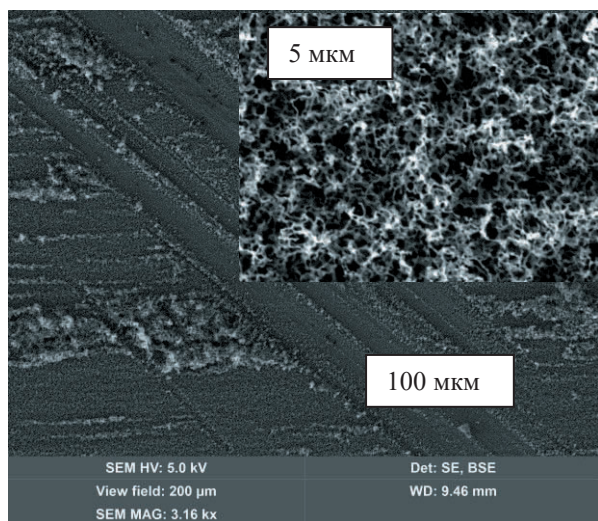


Рис. 3. СЭМ-изображение поверхности вольфрама, полученное после плазменной обработки.

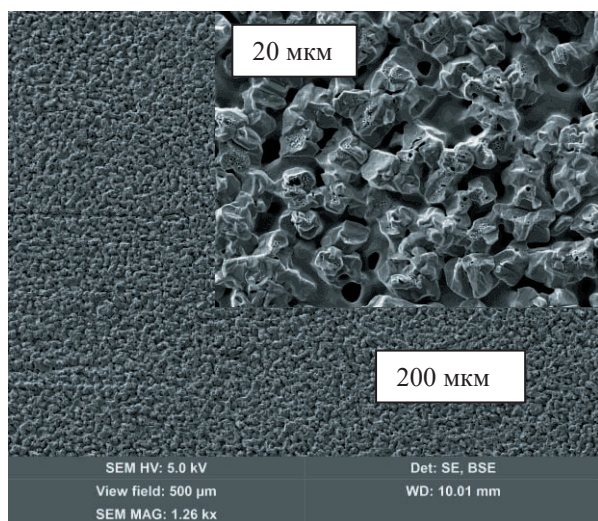


Рис. 4. СЭМ-изображение поверхности титана после плазменной обработки.

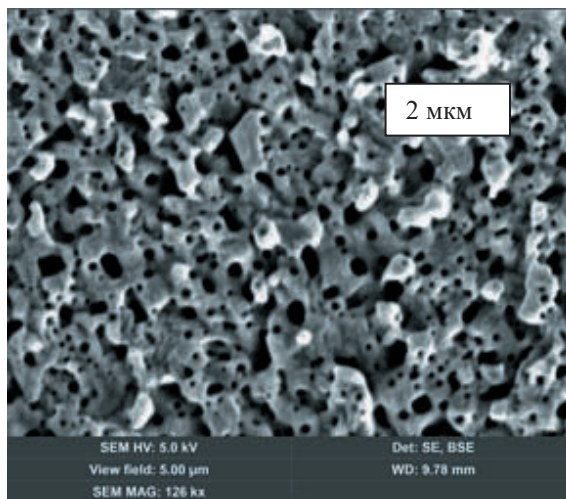


Рис. 5. СЭМ-изображение поверхности тантала, полученное после плазменной обработки.

На вольфреме получены наноструктуры типа «пух», аналогичные [2, 3]. Установлено, что для образования «пуха» достаточно 15 мин экспозиции при данных параметрах плазмы.

Характерный размер «пуха» на вольфреме – десятки нанометров. На тантале через 40 мин образовались поры с характерным размером в сотни нанометров. На титане образовались наноструктуры с характерным размером порядка 1 мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена установка для изучения процесса взаимодействия плазма – стенка. Установка позволяет проводить эксперименты в широком диапазоне давлений и тока разряда, а также возможностью изменения величины магнитного поля в зоне размещения образцов. Получены наноструктуры на вольфреме, титане и тантале, аналогичные тем, которые были получены в более крупных стационарных плазменных установках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П. Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор) // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2015. Т. 38. Вып. 4. С. 5 – 33.
2. Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения /В.П. Будаев, С.Д. Федорович, М.В. Лукашевский и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. Т. 40. Вып. 3. С. 23 – 36 DOI: 10.21517/0202-3822-2017-40-2-23-36.
3. Erosion of Fuzz Layers Formed in Steady-State Plasma Discharge / V.P. Budaev, S.D. Fedorovich, K.A. Rogozin, et al. // Fusion Science and Technology. 2022. Vol. 79. P. 1 – 6. DOI: 10.1080/15361055.2022.2118471.

СТАТУС СТЕНДА ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ «ЦЕФЕЙ-М»

ВВЕДЕНИЕ

В проектируемых термоядерных установках с магнитным удержанием плазмы и находящихся на стадии строительства, тепловые нагрузки на обращенные к плазме элементы первой стенки и дивертора могут варьироваться от 1 до 20 МВт/м². В качестве материала облицовки элементов, обращенных к плазме, применяются различные материалы, такие как бериллий, вольфрам, графит, молибден и др. Изучение поведения элементов облицовки под действием интенсивных термоциклических нагрузок, аналогичных тем, которые будут испытывать элементы первой стенки и дивертора, является ключевым этапом в выборе конструкторских и технологических решений при разработке внутрикамерных элементов термоядерных установок.

2. СОЗДАНИЕ И ЭТАПЫ МОДЕРНИЗАЦИИ СТЕНДА

Для решения подобных задач в АО «НИИЭФА» в 1994 году был разработан и введен в эксплуатацию стенд тепловых испытаний «Цефей-М». За время своего существования стенд был несколько раз подвергнут глубокой модернизации: первый раз в 2008 году, когда была установлена новая электронно-лучевая система с максимальной мощностью 200 кВт и ускоряющим напряжением в 40 кВ производства фирмы Фон Арденн (Германия), второй раз в 2022 году, когда была установлена новая электронно-лучевая система с максимальной мощностью 800 кВт и ускоряющим напряжением в 60 кВ производства той же фирмы. Одновременно с заменой электронно-лучевой системы в 2022 году была заменена полностью вакуумная камера и подвижный модуль для монтажа исследуемых макетов.

3. ОСНОВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАБОТЫ СТЕНДА

В качестве основных направлений деятельности стенда можно выделить следующие:

- проверка пригодности конструкторских и технологических решений, выбранных для производства компонентов диверторной кассеты и элементов первой стенки, обращенных к плазме;
- изучение повреждаемости различных материалов под воздействием аномально высоких поверхностных тепловых нагрузок, включая коротко-импульсные;
- изучение процессов интенсификации теплообмена при охлаждении водой или газом структур с односторонним поверхностным нагревом;

- изучение термостойкости и термоциклического ресурса многослойных конструкций, работающих в условиях больших градиентов температур;
- разработка и исследование технологических процессов, требующих высокого вакуума и температур, а также высоких скоростей нагрева и охлаждения;
- проведение имитационных испытаний и отработка вариантов конструкций, работающих в условиях интенсивного теплового воздействия.

4. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТЕНДА

4.1. Электроннолучевая система EBS 800/60

Таблица 1. Основные параметры EBS 800/60

Параметр	Значение
Диапазон дистанций от отклоняющей системы до плоскости облучения	1,2 – 2,2 м
Мощность пучка	10 – 800 кВт
Максимальная плотность в пучке	2500 МВт/м ²
Ускоряющее напряжение	0 – 60 кВ
Полный угол отклонения	± 40°
Минимальный диаметр пучка (при ускоряющем напряжении 60 кВ, токе 13 А, расстоянии до мишени 2 м, давлении в рабочей камере < 1·10 ⁻² Па)	≈ 25 мм

4.2. Вакуумная камера и подвижный модуль

Таблица 2. Основные параметры вакуумной камеры и подвижного модуля

Параметр	Значение
Объем вакуумной камеры	4,3 м ³
Диаметр вакуумной камеры	1680 мм
Размер окна основного патрубка для подвижного модуля	900×1200 мм
Максимальный вес макета	300 кг
Максимальная площадь макета	800×1000 мм

4.3. Контур охлаждения макетов горячей водой высокого давления

Таблица 3. Основные параметры контура охлаждения макетов горячей водой высокого давления

Параметр	Значение
Максимальное давление	4 МПа
Температура входной воды в макет	≤ 120°С
Максимальный расход воды	4 л/с

5. ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СТЕНДА

В качестве основных элементов стенда можно выделить следующие:

- вакуумная камера;
- подвижный модуль для монтажа макетов;
- электронно-лучевая система EBS 800/60;
- полностью безмасляная вакуумная система откачки;
- контур охлаждения макетов холодной водой низкого давления;
- контур охлаждения макетов горячей водой высокого давления;
- контур охлаждения электронно-лучевой системы;
- замкнутый контур охлаждения макетов гелием высокого давления;
- система оборотного водоснабжения;
- диагностическое оборудование и система сбора информации;
- система управления.

6. ОПЫТ ПРОВЕДЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

В ходе многолетней работы стенда выполнен ряд уникальных экспериментов и испытаний, среди которых наиболее интересными являются:

- имитация тепловой нагрузки на торцевые поверхности облицовки, проведенная при разных углах наклона облицовки к тепловому потоку;
- испытания макетов с газовым охлаждением;
- испытания в режиме перемещения тепловой нагрузки вдоль макета (имитация качания сепаратрисы);
- ресурсные испытания облицовки (до 25 000 циклов нагрева и остывания) на макетах первой стенки ИТЭР;
- испытания с переходом от стационарной тепловой нагрузки к коротко-импульсной высокой мощности;
- испытания макетов для определения размеров облицовки первой стенки ИТЭР.

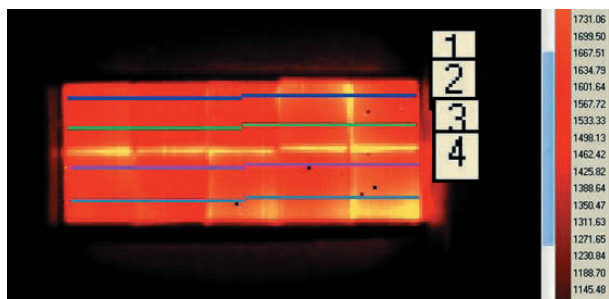


Рис. 1. Пример тепловизионного изображения во время термодинамических испытаний.

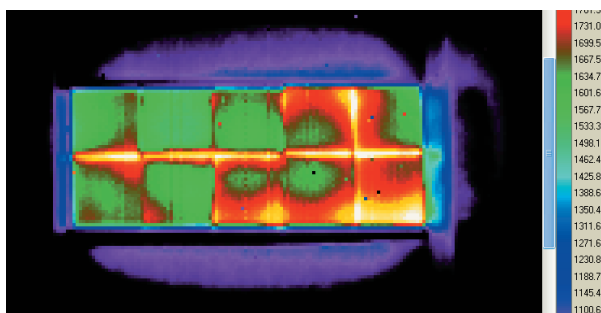


Рис. 2. Пример тепловизионного изображения в другой цветовой палитре.

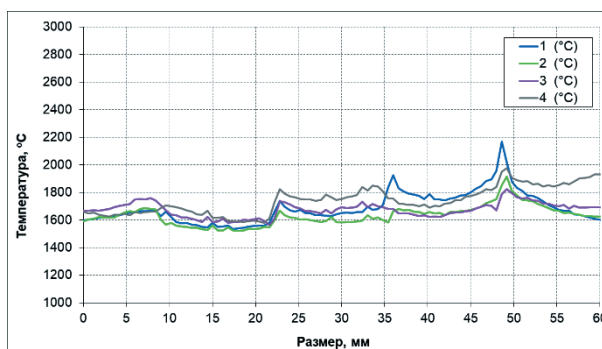


Рис. 3. Распределение температуры вдоль линий тепловизионного изображения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ближайшее время на стенде планируется модернизация различных систем охлаждения, внедрение автоматизированных систем наведения пирометров для повышения качества получаемых данных бесконтактного измерения температуры во время проведения тепловых испытаний, модернизация пультовой стенда для повышения качества и удобства проведения самих испытаний операторами стенда.

Все реализуемые нововведения позволят повысить качество проводимых испытаний, их безопасность, повысят надежность различных систем стенда и расширят его возможности в области проведения тепловых испытаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gagen-Torn V.K., Kirillov I.R., Komarov V.L.** Experimental complex for high heat flux materials interaction results, in: Proceedings of the 18th Symposium on Fusion Technology (SOFT), Karlsruhe, Germany, 22 – 26 August, 1994. P. 363 – 366.
2. **Testing** of actively cooled mock-ups in several high heat flux facilities—An International Round Robin Test / M. Rodig, I. Bobin-Vastra, S. Cox, et al. // Fusion Engineering and Design. 2005. 75–79. P. 303 – 306.
3. **A mature industrial solution for ITER divertor plasma facing components: Hypervapotron cooling concept adapted to Tore Supra flat tile technology** / F. Escourbiac, I. Bobin-Vastra, V. Kuznetsov, et al. // Fusion Engineering and Design. 2005. 75–79. P. 387 – 390.

РАЗРАБОТКА И АПРОБАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ ОБЛИЦОВКИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ИТЭР

ВВЕДЕНИЕ

Создание экономически эффективного термоядерного реактора на основе токамака требует решения множества технических задач, включая обеспечение необходимого ресурса эксплуатации компонентов, соединенных с плазмой (КОП). Проект ИТЭР является одним из наиболее проработанных в мире в этой области с учетом аспектов, таких как физика, материаловедение, проектирование, производство и эксплуатация в отношении КОП, рассчитанных на работу в условиях длительных импульсов и высоких тепловых нагрузок. Однако условия работы КОП в проектируемых токамаках реакторного класса (ДЕМО-ТИН и др.) имеют свои особенности, усложняющие их работу. Самыми энергонапряженными и ответственными элементами конструкции дивертора, ИТЭР, являются обращенные к плазме элементы (ОПЭ) вертикальной мишени, которые представляют собой многослойные композиции из различных металлов [1]. Облицовочные плитки из вольфрама и меди должны быть припаяны к поверхности основания ОПЭ центральной сборки дивертора (ЦСД) из CuCrZr . Трехмерные изображения оснований трех типов ОПЭ ЦСД приведены на рис. 1. Высокотемпературная вакуумная пайка облицовки ОПЭ скомбинирована в одном тепловом цикле с термообработкой CuCrZr части основания ОПЭ. Процесс выполняется в автоматизированных промышленных печах с резистивным нагревом, снабженных функцией принудительного охлаждения садки циркулирующей азота высокой чистоты.

2. ОПИСАНИЕ ТЕХНОЛОГИИ ПАЙКИ ОБЛИЦОВКИ ОПЭ

2.1. Требования к сырью и материалам

Сборка облицовки ОПЭ ЦСД перед пайкой и управление печами во время пайки должны выполняться квалифицированным персоналом. Соединяемые материалы:

- медь сорта UNS 10100 (бескислородная медь M006). Толщина меди в облицовочных W/Cu плитках составляет $2 (+0,2/-0,2)$ мм. Обратная сторона меди соединена наплавкой с вольфрамом толщиной 8 мм. Общая толщина вольфрам-медной облицовочной плитки составляет $10 - 0,05$ мм;

- бронза CuCrZr-IG . Толщина бронзовой части ОПЭ ЦСД варьирует от 3,0 до 7,0 мм. Обратная сторона бронзы CuCrZr части ОПЭ по периметру имеет металлургическое соединение с несущим основанием из стали 316L(N)-IG.

Припой быстро-закаленный микрокристаллический сплав на медной основе СТЕМЕТ® 1108. Он имеет форму ленты толщиной $45(\pm 25)$ мкм и шириной $24(+1)$ мм. Химический состав указан в табл. 1.

Таблица 1. Химический состав припоя СТЕМЕТ® 1108

№	Основа	Массовая доля, %					
		Sn	In	Ni	Mn	Cr	P
1	Медь	12.0	7.0	3.0	0.5	0.5	0.5

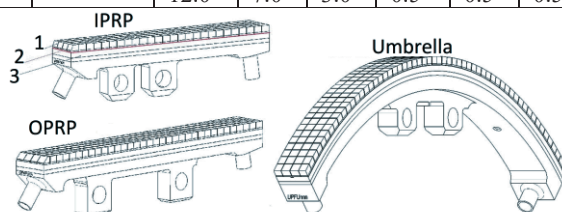


Рис. 1. Трехмерные изображения ОПЭ ЦСД: 1 – облицовочная плитка; 2 – паяное соединение; 3 – база ОПЭ.

2.2. Оснастка под пайку

Фиксирующие приспособления из нержавеющей стали и ниобиевого сплава Н65В2М сконструированы индивидуально для каждого из типов ОПЭ ЦСД. Все приспособления имеют схожую принципиальную конструкцию, проиллюстрированную на рис. 2. Скриншот САД-модели и фотография фиксирующего приспособления для пайки ОПЭ купола приведены на рис. 3.

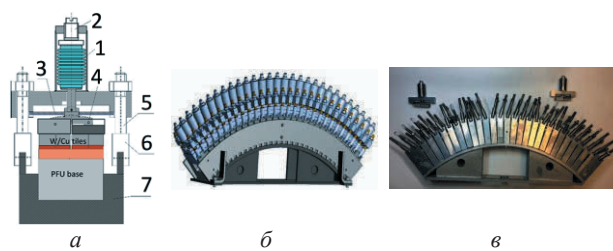
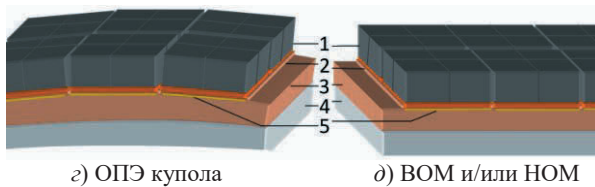


Рис. 2. Принципиальная схема (поперечное сечение), конструкция и фотография фиксирующего паячного приспособления для ОПЭ купола: а) 1 – газовая пружина на основе сильфона; 2 – стопорный винт; 3 – металлическая плоская пружина; 4 – прижимной зажим с балансировочными каблучками; 5 – винтовой штифт; б – шарнир; 7 – кровать.



а) Поверхность CuCrZr теплоотвода б) Припой СТЕМЕТ® 1108 в) W/Cu плитка



а) ОПЭ купола б) ВОМ и/или НОМ
Рис. 3. Конфигурация паяемого соединения (фрагменты)
а, б) 1 – W/Cu плитки; 2 – поперечные зубья теплоотвода; 3 – теплоотвод; 4 – стальное основание; 5 – STEMET® 1108.

Упругое прижатие W/Cu плиток к поверхности CuCrZr теплоотвода обеспечивается плоской металлической пружиной 3 из Mo-W сплава и газовой пружиной 1, изготовленного из наполненного аргоном силфона.

Газовая пружина наполнена аргоном только до давления 1 бар. Она начинает расширяться и оказывать давление на W/Cu плитки только после помещения фиксирующего устройства с ОПЭ в печь и начала ее вакуумирования. Однако включение в прижим [2] металлической Mo-W пружины 3 позволяет зафиксировать плитки во время сборки облицовки и транспортировки собранного ОПЭ в камеру печи. Затем при вакуумировании печи и росте температуры газовая пружина начинает усиливать давление на плитки. При температуре пайки 970 °C оно достигает 130 Н. На данной стадии металлическая пружина ослабевает и практически не работает.

Все три типа фиксирующих приспособлений (для ОПЭ купола, ВОМ и НОМ) снабжены вспомогательными деталями, которые помогают устанавливать ложементы для оснований ОПЭ в правильное положение перед началом сборки облицовки (рис. 3).

2.3. Тепловой цикл пайки

Параметры и идеализированный температурно-временной график комбинированного теплового цикла, обеспечивающего пайку облицовки ОПЭ ЦСД и восстановительную термообработку его CuCrZr части даны на рис. 4.

Этот график дан для температурной кривой ОПЭ ЦСД. Нагрев и остывание печи происходят быстрее. Старение CuCrZr части ОПЭ (этапы 4, 5 и 6 графика на рис. 4) может быть выполнено отделено от этапов 1, 2 и 3 в другой загрузке печи. Регулирование нагрева в зависимости от вакуума установлено таким образом, чтобы автоматически реализовывался следующий режим:

- нагрев запускается после достижения пещью вакуума $5 \cdot 10^{-3}$ Па;

- если вакуум по какой-либо причине падает до $2 \cdot 10^{-2}$ Па, печь автоматически переключается в режим «удержания текущей температуры» и подает соответствующий аварийный сигнал;

- режим «удержания текущей температуры» также автоматически включается при наполнении печи охлаждающим газом. Нагреватели выключаются только после достижения предустановленного давления газа и включения вентилятора охлаждения;

- предварительный визуальный осмотр спаянных ОПЭ. Все ОПЭ ЦСД после извлечения из оснастки должны осматриваться с целью обнаружения очевидных дефектов, таких как сдвиг W/Cu плиток, видимые зазоры между плитками и основанием ОПЭ, сильное потемнение поверхностей ОПЭ и т.п.

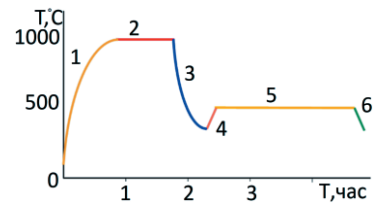


Рис. 4. Комбинированный тепловой цикл пайки облицовки и термообработки CuCrZr: 1 – нагрев до температуры $T_1 = 970_{-5}^{+10}$ °C; 2 – выдержка на уровне T_1 40 ± 2 мин; 3 – принудительное газовое охлаждение до $T_2 = 450_{-30}^{+20}$ °C со скоростью $> 45-70$ °C в минуту; 4 – нагрев до $T_3 = 480 \pm 5$ °C; 5 – выдержка на уровне T_3 в течение 150 ± 5 мин; 6 – свободное охлаждение до комнатной температуры.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АПРОБАЦИИ

Технология была апробирована на квалификационном и полномасштабном прототипе ЦСД. Все ОПЭ ЦСД после извлечения из оснастки были осмотрены с целью обнаружения очевидных дефектов. Было установлено, что технология облицовки обращенных к плазме элементов центральной сборки дивертора обеспечивает высокую точность и надежность при изготовлении элементов ЦСД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанная технология облицовки обращенных к плазме элементов центральной сборки дивертора ИТЭР представляет собой сложный и тщательно продуманный процесс, который позволяет достичь высокой точности и надежности при изготовлении элементов ЦСД. Это важный шаг в развитии термоядерной энергетики, который может привести к созданию более эффективных и безопасных термоядерных реакторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Тепловые** испытания макета обращенного к плазме элемента дивертора токамака реакторного класса / П.Ю. Пискарев, А.Н. Маханьков, Н.В. Литуновский, и др. // Взаимодействие плазмы с поверхностью. М.: «МИФИ», 2023. С. 14 – 17.
2. **Патент** на полезную модель № 202604 U1 Российская Федерация, МПК В23К 37/04, В23К 1/012. Устройство для фиксации и прижима деталей в процессе высокотемпературной вакуумной пайки в печах сопротивления : № 2020115205 : заявл. 17.04.2020 : опубл. 26.02.2021 / Н. В. Литуновский, А. Н. Маханьков ; заявитель РФ от имени «Росатом».

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООВОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО КОНТУРА В ЭЛЕМЕНТАХ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

ВВЕДЕНИЕ

Современные энергетические системы характеризуются интенсивной тепловой нагрузкой, которую необходимо отводить для штатного функционирования [1]. Нивелирование избыточной теплоты достигается различными типами охлаждающих устройств. Наиболее часто применяются системы охлаждения с промежуточным теплоносителем [2], что позволяет существенно повысить эффективность теплосъема. Процедура проектирования таких систем охлаждения реализуется на двух иерархических уровнях [3] и носит итерационный характер: на нижнем определяются гидротермические и геометрические характеристики элементов; на верхнем осуществляется их сопряжение.

Проведение параметрического анализа таких систем охлаждения в различных режимах, включая нестационарные, представляет теоретический и практический интерес для оценки величины изменения проектных показателей.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим расчетную схему, представленную на рис. 1 в предположении, что тепловоспринимающий и теплоотдающий компоненты относятся к элементам с гидродинамикой по теплоносителю, соответствующей идеальному вытеснению, а теплота в них переносится конвективным способом без учета термосопротивлений с равномерным распределением источников q_1 и стоков q_2 .

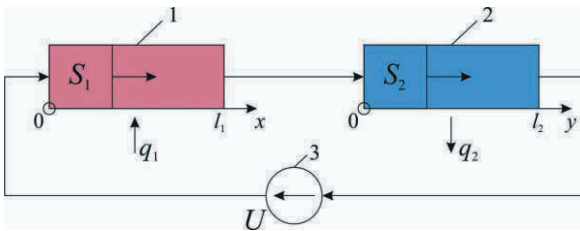


Рис. 1. Структурная схема конвективной системы охлаждения с промежуточным теплоносителем: 1 – тепловоспринимающий элемент; 2 – теплоотдающий элемент; 3 – насос.

В соответствии с принятой структурной схемой и совокупностью допущений математическая модель может быть записана в виде (1) и (2) с соответствующими начальными граничными условиями:

$$\frac{\partial t_1(x, \tau)}{\partial \tau} = -u_1 \frac{\partial t_1(x, \tau)}{\partial x} + \frac{k_1 q_1}{c_p \rho d_1}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial t_2(y, \tau)}{\partial \tau} = -u_2 \frac{\partial t_2(y, \tau)}{\partial y} - \frac{k_2 q_2}{c_p \rho d_2}; \quad (2)$$

$$t_1(x, 0) = t_2(y, 0) = t_0; t_1(l_1, \tau) = t_2(0, \tau);$$

$$t_2(l_2, \tau) = t_1(0, \tau),$$

где τ – текущее время; x, y – аксиальные декартовы координаты в тепловоспринимающем и теплоотдающих элементах; l_1, l_2 – линейные размеры элементов; S_1, S_2 – площади поперечных сечений элементов; $t_0, t_1(x, \tau), t_2(y, \tau)$ – начальная и локальные температуры в элементах; $u_1 = U/S_1, u_2 = U/S_2$ – скорость движения теплоносителя в элементах; U – объемный расход теплоносителя в системе охлаждения; k_1, k_2 – коэффициенты форм элементарных объемов в элементах, определяемых как отношение произведения периметра проточной части на единицу длины к площади поперечного сечения; d_1, d_2 – характерные поперечные размеры проточных частей элементов; c_p, ρ – массовая теплоемкость и плотность теплоносителя.

Система (1) и (2) может быть записана в безразмерном виде:

$$\frac{\partial T_1(X, \Theta)}{\partial \Theta} = -\frac{\partial T_1(X, \Theta)}{\partial X} + Q_1; \quad (3)$$

$$\xi \frac{\partial T_2(Y, \Theta)}{\partial \Theta} = -\frac{\partial T_2(Y, \Theta)}{\partial Y} - Q_2; \quad (4)$$

$$T_1(X, 0) = T_2(Y, 0) = 1; T_1(1, \Theta) = T_2(0, \Theta);$$

$$T_2(1, \Theta) = T_1(0, \Theta),$$

где $\Theta = \tau u_1 / l_1; X = x / l_1; Y = y / l_2; T_{1,2} = t_{1,2} / t_0; Q_{1,2} = k_{1,2} q_{1,2} l_{1,2} / (c_p \rho d_{1,2} u_{1,2}); \xi = u_1 l_2 / (u_2 l_1)$.

3. АНАЛИЗ МОДЕЛИ

Применим к системе (3) – (4) в силу ее линейности одностороннее интегральное преобразование Лапласа [4] по независимой переменной Θ и, определив константы интегрирования, получим решение:

$$T_1(X, \Theta) = 1 + Q_1 \Theta + \frac{Q_2 + \xi Q_1}{\xi} \times \int_0^\Theta [H(\Theta - \xi - X - \eta) - H(\Theta - X - \eta)] \Omega(\eta); \quad (5)$$

$$T_2(Y, \Theta) = 1 - Q_2 \Theta + \frac{Q_2 + \xi Q_1}{\xi^2} \times \int_0^{\Theta} [H(\Theta - \xi Y - \eta) - H(\Theta - 1 - \xi Y - \eta)] \Omega(\eta) d\eta, \quad (6)$$

где $H(\eta)$ - функция Хэвисайда; $\Omega(\eta) = n + 1$ при $(1 + \xi)n < \eta < (1 + \xi)(n + 1)$, $n = \overline{0, \infty}$, в остальных случаях $\Omega(\eta) = 0$.

Если $Q_1 > Q_2$, то это означает, что количество теплоты поступает в систему больше, чем выводится из нее. Когда $Q_1 < Q_2$, то происходит захлаживание объекта охлаждения. Для штатного функционирования системы необходимо выдерживать условие $Q_1 = Q_2$ (рис. 2) или снабдить ее системой управления, регулируя, например, значение Q_2 . При различных соотношениях Q_1 и Q_2 наблюдаются существенные по амплитуде автоколебания из-за замкнутости контура охлаждения.

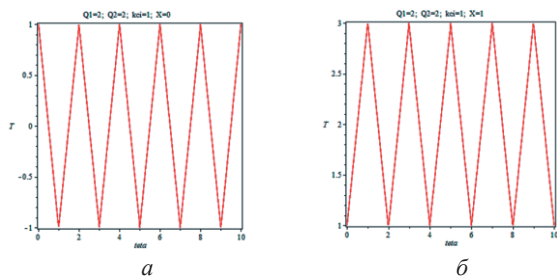


Рис. 2. Динамика изменения температур на входе (а) и выходе (б) из тепловоспринимающего элемента при $Q_1 = Q_2 = 2$; $\xi = 1$.

Для получения трендовых значений изменения температур в системе проведем осреднение уравнений модели (3) и (4) по аксиальным координатам тепловыделяющего и теплоотдающего элементов:

$$\frac{d\bar{T}_1(\Theta)}{d\Theta} = \bar{T}_2(\Theta) - \bar{T}_1(\Theta) + Q_1; \quad (7)$$

$$\xi \frac{d\bar{T}_2(\Theta)}{d\Theta} = \bar{T}_1(\Theta) - \bar{T}_2(\Theta) - Q_2; \quad (8)$$

$$\bar{T}_1(0) = 1; \quad \bar{T}_2(0) = 1,$$

где $\bar{T}_1(\Theta) = \int_0^1 T_1(X, \Theta) dX$; $\bar{T}_2(\Theta) = \int_0^1 T_2(Y, \Theta) dY$.

Решение системы уравнений (7) – (8):

$$\bar{T}_1(\Theta) = 1 + \left(\frac{Q_1 - Q_2}{1 + \xi} \right) \Theta + \xi \frac{(\xi Q_1 + Q_2)}{(1 + \xi)^2} \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(1 + \frac{1}{\xi} \right) \Theta \right] \right\}; \quad (9)$$

$$\bar{T}_2(\Theta) = 1 + \left(\frac{Q_1 - Q_2}{1 + \xi} \right) \Theta - \frac{\xi Q_1 + Q_2}{(1 + \xi)^2} \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(1 + \frac{1}{\xi} \right) \Theta \right] \right\}. \quad (10)$$

Результаты расчетов по соотношениям (9) и (10)

(рис. 3) позволяют определить истинные значения температур и идентифицировать время выхода системы в стационарный (штатный) режим.

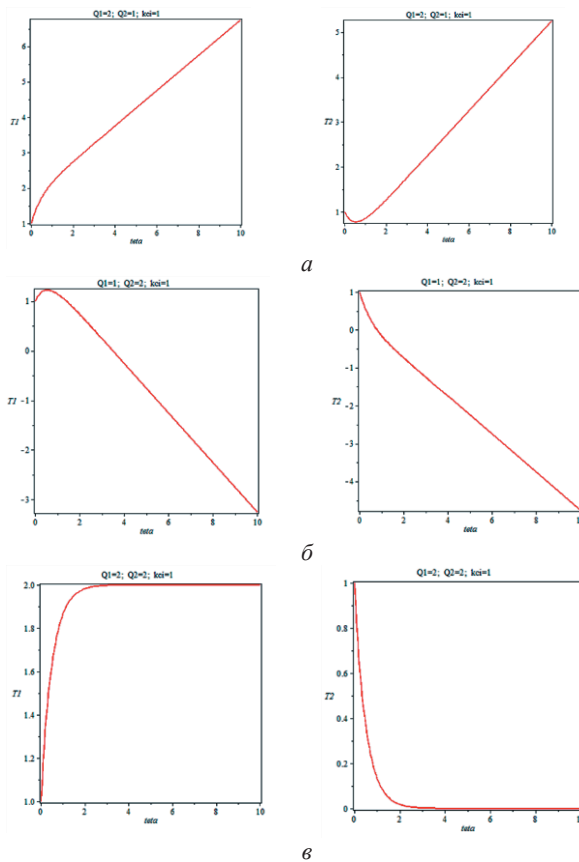


Рис. 3. Динамика изменения температур в тепловоспринимающем (левый столбец) и теплоотдающем (правый столбец) элементах при $\xi = 1$ и различных значениях Q_1 и Q_2 : а – $Q_1 = 2$, $Q_2 = 1$; б – $Q_1 = 1$, $Q_2 = 2$; в – $Q_1 = Q_2 = 2$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В принятой модели функционирования замкнутого циркуляционного контура теоретически подтвержден автоколебательный режим температуры теплоносителя. Показана возможность определения «осредненной» температуры теплоносителя на выходе из тепловоспринимающего элемента и указан критерий функционирования систем в стационарных условиях с определением времени релаксации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Интенсификация** тепло- и массообмена на макро-, микро- и наномасштабах: монография / Б.В. Дзюбенко, Ю.А. Кузма-Кичта, А.И. Леонтьев и др. М.: ФГУП «ЦНИИАТОМИНФОРМ». 2008. 532 с.
2. **Bejan A.** Convection heat transfer. NY: John Wiley&Sous, 2004. 673 p.
3. **Бондарь А.Г.** Математическое моделирование в химической технологии. М.: Высшая школа, 1973. 280 с.
4. **Дёч Г.** Руководство к практическому применению преобразований Лапласа и z - преобразования. М.: Физматгиз, 1971. 288 с.

ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА

ВВЕДЕНИЕ

Вольфрам и псевдосплавы на его основе рассматриваются как основные материалы для создания узлов термоядерного реактора, работающих при воздействии мощных тепловых и радиационных потоков. Основными методами изготовления изделий из вольфрама являются методы порошковой металлургии, включая современные аддитивные технологии, обеспечивающие возможность изготовления сложнопрофильных элементов конструкций.

В докладе приводится описание разработанных в ИМЕТ РАН плазменных технологий и оборудования для получения нанопорошков W, W-5Ni-2Fe, W-20Cu, W-7C, а также микропорошков указанных материалов со сферической формой частиц.

2. ПОЛУЧЕНИЕ НАНОПОРОШКОВ

Нанопорошки W, W-Ni-Fe, W-Cu, W-C получены в потоке водородсодержащей термической плазмы. Исходным сырьем являлись порошки триоксида вольфрама WO_3 и его смеси с порошками оксидов других металлов с размером частиц менее 40 мкм. Нанопорошки W-C получены при взаимодействии триоксида вольфрама с метаном. Производительность разработанной в ИМЕТ РАН установки плазмохимического синтеза нанопорошков элементов и их неорганических соединений на базе электродугового плазмотрона [1] составляет до 0,5 кг/ч по целевому продукту. Конструкция установки обеспечивает возможность выгрузки полученных нанопорошков без контакта с воздухом.

Наночастицы в плазмохимическом синтезе формируются в результате химической конденсации из газовой фазы при охлаждении струи термической плазмы, распространяющейся в охлаждаемом объеме реактора.

Полученные нанопорошки состоят из агрегированных наночастиц, размер которых не превышает 100 нм (рис. 1).

Наночастицы псевдосплавов имеют структуру ядро (W) – оболочка (Ni-Fe/Cu) вследствие сильного различия в температурах конденсации индивидуальных металлов, учитывая, что конденсация происходит при охлаждении химически реагирующего высокотемпературного потока термической плазмы.

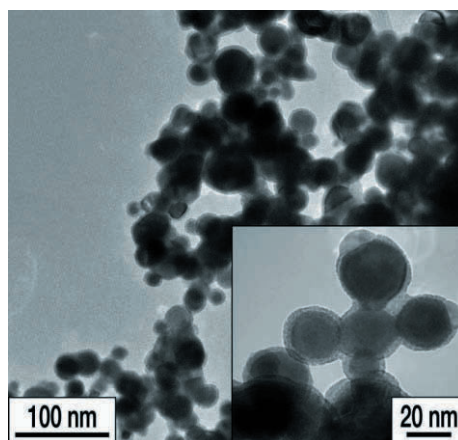


Рис. 1. ПЭМ изображение нанопорошка W-Ni-Fe.

Нанопорошки W-C состоят из наночастиц со структурой карбидов W_2C и WC_{1-x} с присутствием металлического W и свободного углерода. Термообработка нанопорошка W-C при температуре в окрестности 1400 К приводит к образованию однофазного монокарбида вольфрама WC, размер частиц которого сохраняется в нанометровом диапазоне.

Плазмохимический синтез нанопорошков псевдосплавов на основе вольфрама может быть проведен для любых составов за счет изменения содержания индивидуальных оксидов металлов в исходной порошковой смеси.

3. ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУРНЫХ МИКРОГРАНУЛ

Полученные нанопорошки W, W-Ni-Fe, W-Cu использовались для приготовления водных наносуспензий, из которых методом распылительной сушки были изготовлены соответствующие наноструктурные микрогранулы.

Определены оптимальные условия проведения распылительной сушки, тип форсунки, а также вид связующего, обеспечивающие максимальный выход микрогранул в диапазоне размеров 20 – 60 мкм со сферической формой и однородной структурой (рис. 2).

Выход микрогранул W, а также систем W-Ni-Fe и W-Cu фракции 20 – 60 мкм в процессе распылительной сушки составил 60, 65 и 55 % соответственно.

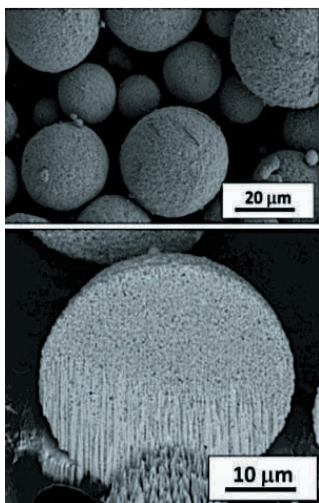


Рис. 2. РЭМ изображение микрогранул W-Ni-Fe и их характерная микроструктура.

4. ПОЛУЧЕНИЕ ПЛОТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ МИКРОПОРОШКОВ

Наноструктурные микрогранулы обрабатывались в потоке термической плазмы для уплотнения и сфероидизации. Обработка проводилась с использованием установки ИМЕТ РАН сфероидизации металлических порошковых материалов в потоке термической плазмы аргона или смеси аргона с водородом, генерируемой в электродуговом плазмотроне [2]. Производительность установки до 10 кг/ч. В установке реализованы замкнутый цикл циркуляции инертного газа и возможность выгрузки обработанного порошка без контакта с воздухом.

Экспериментально исследованы различные схемы ввода микрогранул в поток плазмы для обеспечения максимальной степени сфероидизации частиц и минимальной степени испарения металлов. Установлено положительное влияние присутствия водорода в составе плазмообразующего газа, позволяющее интенсифицировать процессы теплопереноса и, соответственно, расплавление микрогранул, а также уменьшить содержание примесей кислорода до сотых долей процента.

Процесс сфероидизации металлических частиц в результате их расплавления сопровождается частичным испарением металла. При охлаждении высокотемпературного газодисперсного потока в камере обработки происходит конденсация паров металла с образованием соответствующих наночастиц, являющихся нежелательной примесью в сфероидизированном микропорошке. Минимизация содержания примеси наночастиц может быть достигнута оптимизацией условий обработки исходного порошка, а полное удаление достигается седиментационным разделением порошка в жидкой среде.

Получены микропорошки W, W-Ni-Fe, W-Cu, состоящие из плотных сферических частиц (рис. 3). Микроструктура частиц псевдосплава W-Ni-Fe характеризуется размером зерен преимущественно микронного диапазона размеров (рис. 4).

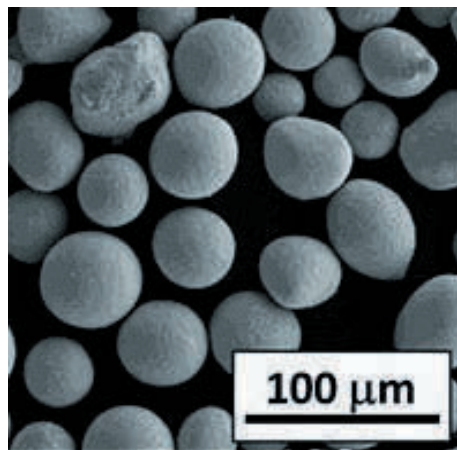


Рис. 3. РЭМ изображение микропорошка W-Ni-Fe, прошедшего обработку в плазме.

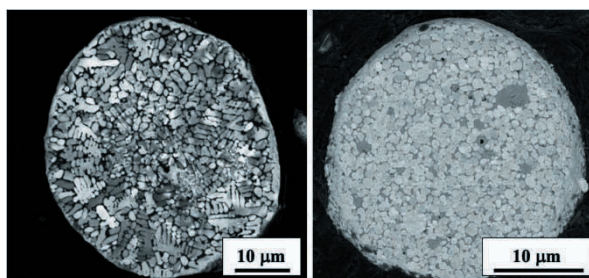


Рис. 4. РЭМ изображение микроструктуры частиц порошка W-Ni-Fe, прошедшего обработку в плазме.

Насыпная плотность микропорошков псевдосплавов на основе вольфрама составляет 8,1 – 8,9 г/см³, текучесть – 10 - 12 с/50 г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Плазменные технологии позволяют получать порошки вольфрама и псевдосплавов на его основе как в виде нанопорошков с размером частиц менее 100 нм, так и микропорошки, состоящие из частиц с размером 20 – 50 мкм.

Разработанные плазменные аппараты обеспечивают возможность производить опытные партии порошков для изготовления компактных образцов материалов на основе вольфрама различными методами.

Рассмотренный подход к получению порошков псевдосплавов на основе вольфрама может быть реализован для любых составов за счет изменения содержания индивидуальных оксидов металлов в исходной порошковой смеси на стадии плазмохимического синтеза нанопорошка.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-19-00112, <https://rscf.ru/project/22-19-00112/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Патент РФ № 2311225, 2007.
2. Патент РФ № 2756327, 2021.

ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЗАДАЧ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СЛОЖНЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛООБМЕНА В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

ВВЕДЕНИЕ

Возможность численного решения нестационарного уравнения теплопроводности с заданной точностью имеет большое практическое значение на этапе конструкторской разработки критические важных термонагруженных узлов, а также при термообработке и закалке изделий из углеродных сталей [2,3,4], которые используются в различных технологических процессах. Возможность получить надежные численные результаты по изменяющимся температурным полям уже на этапе проектирования отдельного узла или всего изделия позволяет заранее оптимизировать конструкцию и избежать возможных отказов при ее эксплуатации.

2. ИТЕРАЦИОННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Как известно, самым распространенным подходом для численного решения задач теплопроводности, включая трехмерный случай, являются различные модификации метода конечных элементов. Главным недостатком такого подхода является то, что оценить погрешность полученного решения можно лишь качественно по величине шага сеточного разбиения. Однако эта оценка не всегда может быть удовлетворительной.

В работе [1] автором выведена система интегральных уравнений типа Фредгольма, которые в правых частях содержат начальные и граничные условия исходной задачи. Ядро этого оператора не имеет особенностей в отличие от фундаментального решения и функций Грина. Для их численного решения может быть использован подход, основанный на сеточном разбиении, и усреднении температуры и тепловых потоков на каждом элементарном отрезке. В этом случае можно получить систему алгебраических уравнений, которые легко решаются известными алгоритмами. В результате будет найден набор усредненных значения температуры на всей области решения задачи. Несмотря на то, что даже эти данные позволяют говорить о некотором приближенном решении, в работе предлагается подход, позволяющий восстановить значения температуры в каждой точке сеточного разбиения. Как показано в работе, хорошо известный метод наименьших квадратов в этом случае может приводить к неудовлетворительным результатам и его нельзя рекомендовать для использования в данном подходе.

Автором представлены результаты применения к этой задаче метода, основанного на итерационном подходе с использованием линейной интерполяции полученных средних значений. Предлагаемая итерационная процедура быстро сходится и можно ограничиться результатами, полученными при использовании первых нескольких итераций.

После получения численных значений температуры в узловых точках сеточного разбиения появляется возможность повторить процедуру усреднения интегральных уравнений и получить более точное численное приближение. Предлагаемый итерационный подход численного решения уравнений теплопроводности обеспечивает возможность не только оценить точность решения, но и получить достаточно хорошее численное приближение при сравнительно небольших временных затратах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование при решении теплофизических задач интегральных уравнений имеет следующие преимущества:

- позволяет учесть мелкомасштабную структуру материала через процедуру усреднения;
- оценивать погрешность решения по степени соответствия левой и правой частей интегральных уравнений;
- применять крупно-масштабное сеточное разбиение, что позволяет значительно сократить время расчета;
- использовать итерационные процедуры для повышения точности расчетов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Светушков Н.Н.** Интегральный подход в вычислительной теплофизике: монография М.: Научный консультант, 2020. 150 с.
2. **Светушков Н.Н.** Численное моделирование процессов термообработки на основе интегрального подхода // *Материаловедение*. 2018. № 6. С. 31 – 36.
3. **Светушков Н.Н.** Численное моделирование высокоинтенсивного теплового воздействия на изделия из углерод-углеродных композиционных материалов // *Конструкции из композиционных материалов*. 2018. № 2. С. 15 – 21.
4. **Svetushkov N.N.** Modeling the Structure of a Reinforcing Phase at Heat Treatment of Steel Products // *Inorganic Materials: Applied Research*, 2019, doi:10.1134/s2075113319010313

АНАЛИЗ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ МАЛОУГЛОВОГО ИОННОГО РАССЕЯНИЯ

ВВЕДЕНИЕ

Накопление изотопов водорода в термоядерных реакторах ограничено правилами техники безопасности и должно тщательно контролироваться. Состояние поверхности может сильно влиять на скорость накопления изотопов водорода в объеме материалов, обращенных к плазме. Методы контроля состава поверхности в вакууме могут помочь исследовать механизмы этого процесса.

Рассеяние ионов низкой и средней энергии (low/medium energy ion scattering -- LEIS/MEIS) и спектроскопия атомов отдачи (direct recoil spectroscopy -- DRS) широко применяются для анализа поверхности [1 – 4]. Эти методы обладают очень высокой поверхностной чувствительностью и позволяют анализировать даже первый атомный слой адсорбата без какого-либо сигнала от подложки [5]. Кроме того, DRS чувствителен даже к адсорбции изотопов водорода [6]. В работе обсуждаются возможности комбинации LEIS+DRS для оценки концентрации изотопов водорода в самых первых поверхностных слоях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперименты проводились на установке «Большой масс-монохроматор МИФИ», способной генерировать масс-сепарированный пучок инертных газов кэВ-ных энергией. Схема эксперимента

представлена на рисунке. Источник ионов дуоплазмотрон используется для генерации моноэнергетического пучка первичных ионов с энергией до 25 кэВ. Далее пучок разделяется по массе в магнитном поле секторного электромагнита, а затем проходит через две пары дефлекторов, необходимых для настройки пучка на образец или позволяющих проводить эксперименты с «газовыми мишенями», сдвигая пучок в сторону образца и напуская рабочий газ в вакуумную камеру. Распределение рассеянных ионов по энергиям измерялось электростатическим анализатором, оснащенный вторичным электронным умножителем в качестве детектора. Для контроля парциального давления в камере взаимодействия, в частности паров легкой и тяжелой воды и связанных с ними масс, использовался квадрупольный масс-спектрометр Extorr XT-100M с независимой системой откачки. Для снижения остаточного парциального давления воды в систему откачки камеры взаимодействия была интегрирована криопанель, охлаждаемая жидким азотом. Однако этого оказалось недостаточно для необходимого уменьшения потока адсорбата на поверхность и дополнительно был использован источник ионов Ag^+ с током 10 мкА/см² и энергией 1,5 кэВ.

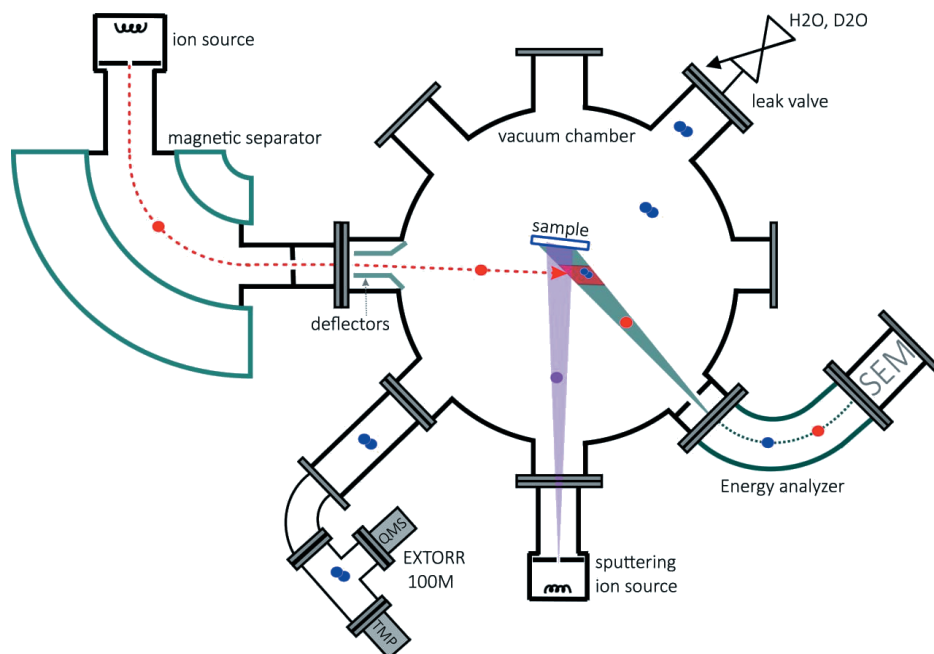


Рисунок. Схема экспериментальной установки.

3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Рассеяние Ne^+ на противевых и дейтериевых газовых мишенях

Чувствительность LEIS/DRS различна для разных элементов из-за сечения рассеяния. Для проверки наших расчетов сечения рассеяния были проведены эксперименты с газовыми мишенями из протия и дейтерия. В этих экспериментах давление рабочего газа (H_2 или D_2) изменялось в диапазоне от $3 \cdot 10^{-5}$ до $2 \cdot 10^{-3}$ Торр, что позволяло варьировать плотность мишени. Тело газовой мишени можно грубо оценить как цилиндр объемом $\sim 2 \text{ см}^3$. Число частиц в нем $N = pV/kT$, которое может варьироваться от $3 \cdot 10^{11}$ до $3 \cdot 10^{13}$ для указанного диапазона давлений. Интенсивность пиков H^+ и D^+ на энергоспектре была разделена на ток первичного пучка Ne^+ 10 кэВ, сечение рассеяния и энергию, соответствующую положению пика (восстановление истинного энергетического распределения [7]). Интенсивность имеет нелинейную зависимость от давления, что можно объяснить уменьшением интенсивности первичного ионного пучка до и после взаимодействия с «газовой мишенью» из-за рассеяния на газе. Чувствительность метода достаточна для обнаружения 10^{12} частиц, что в 1000 раз меньше числа атомов в первом слое вольфрама на анализируемой площади поверхности. Метод DRS оценивает примерно одинаковое количество частиц для давлений ниже $3 \cdot 10^{-4}$ Торр для трех различных энергий: 7,5, 10 и 15 кэВ и тока первичного пучка. Для энергии в 10 кэВ чувствительность по H и D оказалась сопоставима.

3.2. Рассеяние Ne^+ от вольфрамовых мишеней при напуске паров H_2O и D_2O

Первоначально после откачки с атмосферы поверхность вольфрама была покрыта H_2O , а концентрация H могла достигать нескольких десятков атомных процентов. Распыление дополнительной чистящей пушкой 1,5 кэВ Ar^+ использовалось для очистки поверхности и изучения динамики пика H^+ сразу после окончания распыления при непрерывном измерении энергетических спектров выбитых протонов. В результате было показано, что распыление ионной пушкой с током 10 мкА/см^2 позволяет на порядок снизить амплитуду пика H^+ , но после выключения пушки для восстановления пика на половину амплитуды от измеренного сразу после атмосферы требуется всего одна минута.

Эксперимент с напуском паров D_2O был проведен с целью выяснить, насколько быстро D_2O , предварительно нанесенный на поверхность, будет заменен H_2O . Поверхность сначала очищали от H, затем одновременно с работающей распылительной пушкой напускали D_2O , после чего пушку выключали и через некоторое время напуск D_2O прекращали. Парциальное давление D_2O при напуске (20 а.е.м. в спектре квадрупольного спектрометра) достигало $6 \cdot 10^{-5}$ Торр, что в 2 раза превышало 18 а.е.м., связанную с H_2O и OD^+ .

К сожалению, измерить динамику изменения амплитуды пика D^+ на пучке Ne^+ не удалось, поскольку упруго выбитые ионы D^+ имели примерно равную энергию с упруго выбитыми W^+ и пики не разделялись. Однако роста пика H^+ сразу после выключения распылительной пушки, как в предыдущем эксперименте при напуске D_2O , не наблюдалось. Даже после выключения источника D_2O пик H^+ достигает начальной интенсивности через 100 мин, в то время как в предыдущем эксперименте это занимало меньше 1 мин. Это могло быть связано с тем, что все вакансии для адсорбции H_2O были заняты D_2O , но даже в таких вакуумных условиях достаточно 100 мин для существенного замещения H_2O на D_2O за счет процессов адсорбции/десорбции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Концентрацию адсорбированных изотопов протия и дейтерия на поверхности вольфрама в результате исследовали методом спектроскопии атомов отдачи.

Предварительная калибровка на газовых мишенях позволила экспериментально проверить чувствительность метода для двух изотопов водорода и провести сравнение чувствительности к протию и дейтерию.

Эксперименты с напуском D_2O показали, что при парциальном давлении H_2O $5 \cdot 10^{-7}$ Торр протий замещает дейтерий на поверхности вольфрама примерно через 100 мин экспозиции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Cushman C.V., Brüner P., Zakel J., et al.** Low energy ion scattering (LEIS). A practical introduction to its theory, instrumentation, and applications, *Anal Methods*. 8. 2016. 3419–3439. doi:10.1039/C6AY00765A.
2. **Dittmar K., Triyoso D.H., Erben E., et al.** The application of low energy ion scattering spectroscopy (LEIS) in sub 28-nm CMOS technology, *Surf. Interface Anal.* 49. 2017. 1175–1186. doi:10.1002/sia.6312.
3. **Bailey P., Noakes T.C.Q., Baddeley C.J., et al.** Monolayer resolution in medium energy ion scattering, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. Matter. At.* 183. 2001. 62 – 72. doi:10.1016/S0168-583X(01)00384-6.
4. **Baer D.R., Engelhard M.H., Johnson G.E., et al.** Surface characterization of nanomaterials and nanoparticles: Important needs and challenging opportunities, *J. Vac. Sci. Technol. Vac. Surf. Films*. 31. 2013. 050820. doi:10.1116/1.4818423.
5. **Brongersma H.H., Mul P.M.** *Chem. Phys. Lett.* 19 (1973) 217 doi.org/10.1016/j.surfrep.2006.12.002.
6. **Bastasz J.W., Medlin J.A., Whaley R., et al.** Deuterium adsorption on W(100) studied by LEIS and DRS, *Surface Science*, Vol. 571. Issues 1–3. 2004. Pages 31-40. doi.org/10.1016/j.susc.2004.06.214.
7. **Жабрев Г.И., С.К. Жданов С.К.** Восстановление истинного энергетического распределения частиц, прошедших через спектрометр с известной аппаратной функцией // ЖТФ. 1979.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЕ РЕЛЬЕФНОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА

ВВЕДЕНИЕ

Создание композитных изделий из разнородных материалов является важным направлением при создании современных конструкций экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. Необходимость объединения в одном материале способность выдерживать воздействие высоких температур и высокую теплопроводность до сих пор является актуальной темой, имеющей на данный момент большое количество решений. Отдельное обсуждение занимает вопрос надежности комбинированной конструкции дивертора из меди и вольфрама в условиях термодинамических нагрузок в рабочей зоне термоядерного реактора. Одним из возможных решений соединения разнородных металлов может выступать технология Comeld™ [1], заключающаяся в комбинированном механическом и адгезионном контакте изделий.

Задачей исследований было создание разветвленных форм на поверхности, используя технологию модифицирования поверхности SurfSculpt™ [2]. В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование влияния параметров электронно-лучевого воздействия на характеристики формируемого рельефа на поверхности вольфрама, рассматриваемого в качестве заготовки для биметаллического элемента дивертора.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве образца для эксперимента использовалась пластина из вольфрама марки ВМП размерами 50×50×3,5 мм. Испытания проводились на технологическом электронно-лучевом комплексе АЭЛТК-344-12 с ускоряющим напряжением 60 кВ. Получившаяся рельеф поверхности изучали с использованием стереомикроскопа Zeiss Stemi DV4 SPOT.

2.1. Условия проведения исследования

Вольфрамовый образец устанавливался в вакуумную камеру на медную подложку для повышения теплоотвода. После чего объем камеры разряжался до давления 10^{-3} Па ($7,5 \cdot 10^{-6}$ мм. рт. ст.). Для формирования рельефной поверхности электронный луч двигался вдоль траектории в форме «звезды» с шестью лучами. Движение электронного луча осуществлялось за счет отклоняющей системы электронной пушки. Направление движение электронного луча происходит в двух режимах: «прямой ход» – луч

проходит от центра по траектории приведенной на рис. 1, а; «обратный ход» – движение соответственно в обратном направлении (рис. 1б).

Для предварительного определения влияния режимов электронно-лучевого воздействия на формирование рельефа на поверхности вольфрамового образца проводили серию экспериментов на режимах, указанных в таблице.

Таблица. Высота рельефа H и глубина канавок h при различных режимах электронного луча

$\frac{H}{h}$, мм		Ток луча, мА		
		10	15	20
Частота, Гц	5	0.2	0.79	0.78
		0.11	0.51	0.26
	10	0.23	0.87	1.5
		0.15	0.43	0.9
	20	0.13	0.67	1.14
		0.13	0.35	0.68

Далее исследовали влияние времени воздействия на значения тока пучка и частоты развертки, обеспечивших наибольшие значения высоты и глубины рельефа. Время воздействия составляло в диапазоне от 0,1 до 1,0 с с шагом 0,1 с и в диапазоне от 1,0 до 3,0 с с шагом 0,5 с.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Наиболее значимое влияние на высоту рельефа, т.е. высоту получаемых вершин, оказывает ток луча, при этом пропорционально увеличивается глубина канавок ввиду увеличения количества вытесняемого расплавленного металла. Частота развертки определяет скорость движения электронного луча вдоль развертки. На малой скорости луча при 5 Гц (105 мм/с) вольфрам излишне плавится, а расплавленный материал не переносится в хвостовую часть.

Наилучшими результатами с наибольшей высотой пика и соответственно вымещенном объеме материала из жидкой ванны являются модификации с параметрами луча 20 мА и частоте 10 и 20 Гц (рис. 1 в, г). При этом явно замечается большая высота элемента, созданного на скорости 10 Гц, чем на 20 Гц, но при таком преимуществе характер распределения расплавленного материала и форма кромок канавок хуже. Для дальнейшего исследования были применены параметры 20 мА и 20 Гц.

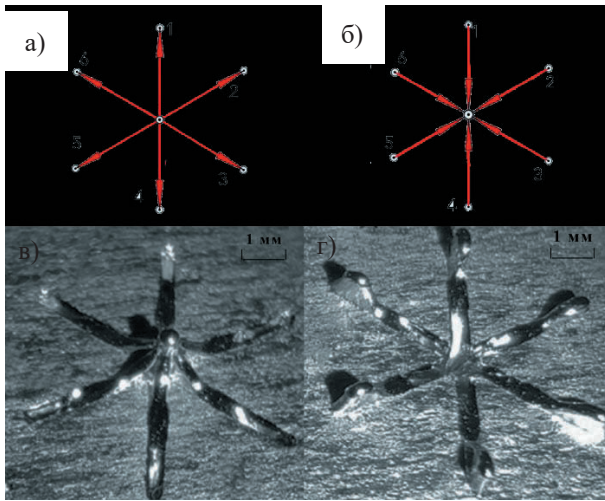


Рис. 1. Результаты создания рельефа на поверхности с параметрами 20 мА / 20 Гц / 3,0 с и соответствующими им схемами разверток луча: а – траектория прямого хода луча по развертке; б – траектория обратного хода луча по развертке; в – рельеф поверхности, созданный с «прямой» разверткой луча; г – рельеф поверхности, созданный с «обратной» разверткой луча.

По результатам исследования влияния времени воздействия t установлено, что при «прямом» движении луча происходит увеличение глубины канавки при увеличении t от 0,1 до 1,5 с, далее при t 2 и 3 с происходит ее уменьшение (рис.2).

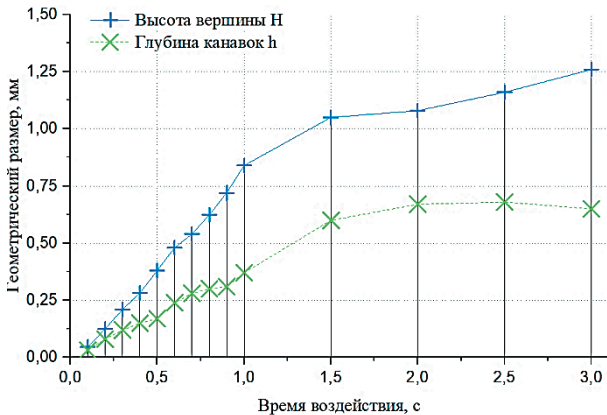


Рис. 2. График зависимости геометрических размеров рельефа от времени воздействия при «прямом» ходе луча.

Высота вершины практически линейно растет при t от 0,1 до 1,5 с, далее рост замедляется. Результаты применения «обратного хода» луча оказались лучше, чем при прямом – геометрические характеристики модификаций разнятся более чем на 15 % (рис. 3). Замечено увеличение как глубины канавки, так и высоты вершины на протяжении всего времени воздействия лучом.

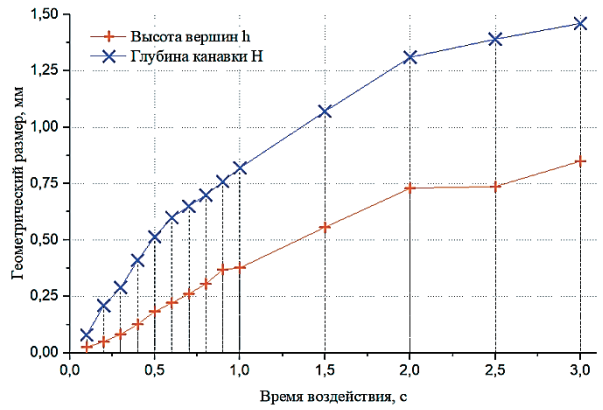


Рис. 3. График зависимости геометрических размеров рельефа от времени воздействия при «обратном» ходе луча.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате исследования было определено влияние режимов электронно-лучевого воздействия на геометрические параметры рельефа на поверхности образцов из вольфрама. Выявлено, что значительное влияние на рост геометрии рельефа оказывает величина тока луча. Параметр частоты также влиял на размер рельефа и являлся определяющим фактором возможности создания рельефа.

Получена зависимость динамики роста канавок и вершин от времени воздействия лучом.

В итоге показано, что данную технологию можно применять для получения заданных форм на вольфраме и это является перспективно для получения разнородных соединений с высокой площадью поверхности контакта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith F., Wylde G. Comeld™: An Innovation in Composite to Metal Joinin // Materials Technology. 2005. P. 91–96.
2. Earl C., Hilton P., O'Neill B. Parameter Influence on Surfi-Sculpt Processing Efficiency // Physics Procedia. 2013. P. 327 – 335.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что жидкие металлы и расплавы солей рассматриваются как перспективные теплоносители для охлаждения различных элементов термоядерных установок.

Так, геометрия blankets включает в себя системы каналов, состоящие из различных нестандартных элементов трубопроводов. Поэтому перспективны исследования в области гидродинамики данных элементов. В частности весьма малоизученной темой остается течение жидкого металла при внезапном расширении, следствием которой является возникновение затопленной струи.

Использование жидких металлов в качестве теплоносителя сопровождается большим числом трудностей для проведения экспериментов.

Несмотря на свою токсичность, ртуть является наиболее подходящей модельной жидкостью класса жидких металлов (так как остается жидкой при комнатной температуре) и позволяет детально измерить локальные характеристики гидродинамики в условиях турбулентного течения.

На базе ЖМ комплекса, расположенного в МЭИ, возможно изучение эффектов МГД, а также исследование типов течения, которые не исследовались ранее.

Помимо этого используемые зондовые методики позволяют получать достоверные данные, на основании которых можно осуществлять верификации различных CFD-комплексов.

В работе рассматривается вертикальная составная труба, каждая часть которой имеет определенный диаметр (рис. 1, а), реализовывалось вынужденное подъемное течение ртути, при котором возникала затопленная жидкометаллическая струя.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальное исследование проводилось на ртутном стенде кафедры инженерной теплофизики МЭИ. Исследуемая схема течения ЖМ и контура показаны на рис. 1.

Стенд смонтирован таким образом, что реализовано подъемное течение жидкого металла в вертикальной обогреваемой составной трубе. Исследуется гидродинамика струи, истекающей из узкого отверстия диаметром $d = 5$ мм в широкую трубу диаметром $d = 25$ мм. Струя формируется в области

однородного постоянного магнитного поля (продольного), создаваемого соленоидом.

С торца рабочего участка через фланец выходной трубы в поток вводился зонд.

Рабочий участок (рис. 2) состоит из трех труб: входной трубы диаметром (внутренним) 18 мм и длиной 700 мм, далее перехода на узкую трубу диаметром 5 мм и длиной 100 мм, и выхода на широкую трубу диаметром 25 мм длиной 600 мм, которая заканчивается камерой смешения с выходным патрубком. На первой трубе диаметром 18 мм смонтирован ленточный нагреватель необходимый для создания тепловых неоднородностей в потоке для обеспечения работоспособности корреляционного микротермопарного датчика скорости.

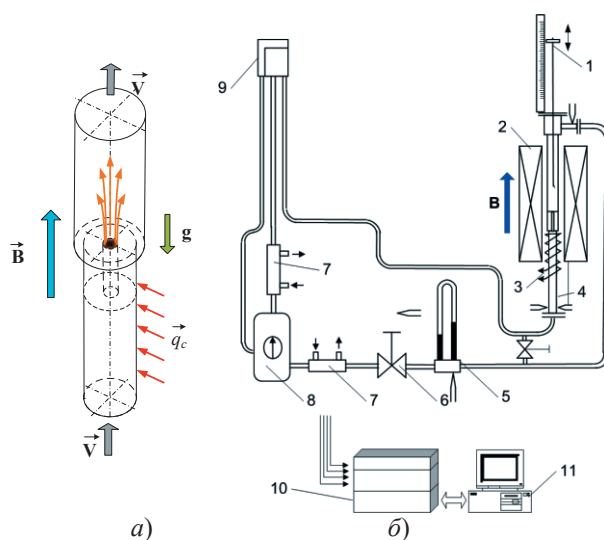


Рис. 1. Исследуемая конфигурация течения (а) и схема экспериментального стенда МЭИ (б): 1 – зонд; 2 – соленоид; 3 – нагреватель; 4 – рабочий участок; 5 – дифманометр расходомер; 6 – запорно-регулирующий вентиль; 7 – холодильники; 8 – резервуар со ртутью и насос; 9 – бак постоянного уровня; 9 – стабилизатор напряжения; 10 – приборная стойка ИВК АСНИ; 11 – персональный компьютер.

В пересчете на трубу диаметром 18 мм стенд обеспечивает безразмерные параметры по числам Рейнольдса Re – до 55000, Пекле Pe – до 1200; Грасгофа Gr_q – до $1,0 \cdot 10^8$, Гартмана Ha – $0 \div 460$.

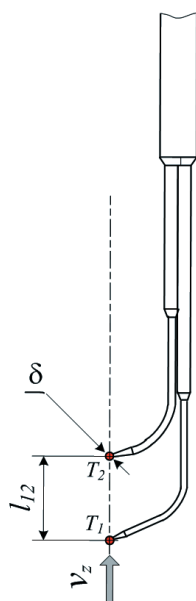


Рис. 2. Корреляционный датчик скорости.

Для проведения измерений локальных характеристик течения профилей продольной скорости $V_z(r, z)$ в потоке жидкого металла использовался термопарный зонд.

Для проведения двумерных измерений локальных характеристик температурного поля и скорости в потоке жидких металлов использовался продольный термопарный зонд с двумя микротермопарами на конце (рис. 2).

Профили скорости измеряются корреляционным методом с использованием естественного фона турбулентных флуктуаций температуры, переносимых потоком. Термодатчик продольных корреляций имеет фиксированное расстояние между термопарами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Получены предварительные результаты по полю продольной компоненты скорости на трубе диаметром $d = 25$ мм, от среза сопла струи, истекающей из отверстия диаметром $d_c = 5$ мм, расположенного по оси трубы. Рассматривались режимы течения с числами Рейнольдса, определенного по диаметру в диапазоне $Re = Vd/\nu = 1,53 \times 10^4$ при значениях магнитной индукции магнитного поля в диапазоне $B = 0 \div 0,96$ Тл, что соответствует числам Гартмана $Ha = 0 \div 460$. Мощность нагревателя составила 550 Вт.

Также проведено численное моделирование с использованием стандартной модели турбулентности $k-\omega$ и низкорейнольдсеской модели $k-\varepsilon$.

Профили скорости по радиусу непосредственно на срезе сопла на расстоянии 15 и 185 мм показаны на рис. 3 – 4.

По длине струя расширяется и скорость падает. Влияние продольного магнитного поля значительно. В ПМП струя более устойчива: размывание струи (расширение) затягивается по длине канала. На режиме при $Re = 7670$, $Ha = 0$ при моделировании были обнаружены низкочастотные пульсации продольной компоненты скорости.

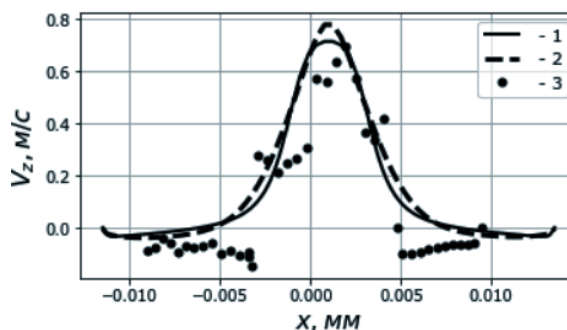


Рис. 3. Профиль скорости по радиусу от среза сопла струи на расстоянии 15 мм при $Re = 7670$, $Ha = 300$: 1 – стандартная модель $k-\omega$; 2 – низкорейнольдсеская модель $k-\varepsilon$; 3 – экспериментальные данные.

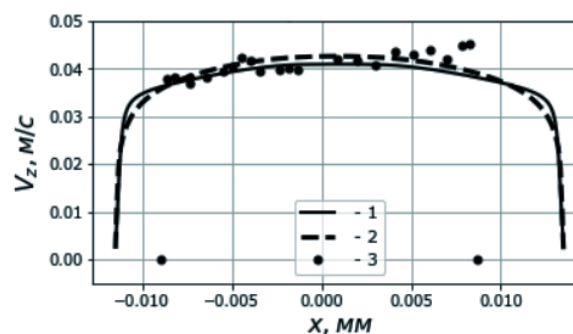


Рис. 4. Профиль скорости по радиусу от среза сопла струи на расстоянии 185 мм при $Re = 11\,100$, $Ha = 150$: 1 – стандартная модель $k-\omega$; 2 – низкорейнольдсеская модель $k-\varepsilon$; 3 – экспериментальные данные.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Экспериментальные исследования гидродинамики и теплообмена жидких металлов в магнитных полях / Л.Г. Генин, Я.И. Листратов, В.Г. Свиридов и др. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: термоядерный синтез. Выпуск 4. М. 2003. С. 35 – 44.
2. Liquid Metal Heat Transfer Investigations Applied to Tokamak Reactor/ V.G. Sviridov, N.G. Razuvanov, Yu.P. Ivochkin, et al. // Proceeding of the International Heat Transfer Conference IHTC14, August 8-13, 2010. Washington, DC, USA, P. 1 – 8.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СОДЕРЖАНИЯ ТРИТИЯ В ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛАХ ТОКАМАКА

ВВЕДЕНИЕ

Одной из остро стоящих сейчас проблем для успешной реализации проекта токамака-реактора ИТЭР является проблема контроля содержания трития в стенках реактора. Требования радиационной безопасности устанавливает жесткий предел максимального количества трития (700 г), который может быть накоплен внутри вакуумной камеры установки [1]. По этой причине разработка инструментов контроля содержания трития в элементах конструкции установки является одной из ключевых задач, решение которых необходимо для долгосрочного функционирования реактора.

В настоящее время для *in situ* контроля содержания газа в материалах реактора разрабатываются методы дистанционного контроля, основанные на использовании лазерных технологий, таких как лазерно-индуцированная искровая [2], абляция [3], десорбционная [4] спектроскопии, а также масс-спектрометрические методы регистрации корпускулярных потоков частиц, возникающие в результате лазерно-стимулированной десорбции [5] или абляции [6] вещества.

Метод лазерно-стимулированной десорбции с использованием квадрупольного масс-спектрометра (laser-*induce desorption quadrupole mass spectrometry* – LID-QMS) является одним из подходов, предлагаемых для исследования состояния поверхностей тайлов в токамаке ИТЭР [5]. Во время анализа мишень подвергается воздействию короткого импульса лазерного излучения с длительностью ~1 мс, энергией ~ 5 – 10 Дж и площадью пятна контакта ~ 5 – 10 мм². В результате локального нагрева мишени происходит десорбция захваченного в образец газа, поток которого и регистрируется масс-спектрометром. К достоинствам метода относится возможность неразрушающего контроля состояния поверхности материала и относительная простота проведения анализа. Последнее является одновременно и ограничением метода, связанным с тем, что временная развертка сигнала масс-спектрометра либо информация о полном количестве газа, покинувшего образец во время анализа, дают весьма ограниченный набор диагностических данных, тогда как процессы переноса газа в твердом теле, определяющие процесс десорбции, характеризуются большим числом физических параметров, определение которых представляет сложную физическую задачу. По этой причине задача восстановления параметров захвата газа в исследуемый образец оказывается многопараметри-

ческой обратной задачей, решение которой требует развития собственных методов решения.

1. МОДЕЛЬ ТЕРМОДЕСОРБЦИИ ГАЗА

Для решения поставленной задачи возможно использование методов машинного обучения [7]. Использование данного подхода основано на предварительном синтезе данных LID-QMS диагностики и их последующем применении для восстановления параметров исследуемого образца. В работе для создания базы данных образцов была использована следующая модель десорбции газа.

Перенос газа в твердом теле описывается с использованием одномерной реакционно-диффузионной модели. Образец является однородным, с плоской границей, его толщина равна L . Уравнения переноса газа имеют вид

$$\partial_t u = \partial_x (D_0 \exp(-E_d/T) \partial_x u) - \partial_y, \quad (1)$$

$$\partial_y = \nu \exp(-E_d/T) (u/u_m)(y_m - y) - \nu \exp(-E_d/T) y. \quad (2)$$

В этих уравнениях u – концентрация растворенного в образце газа; y – концентрация газа в ловушках; D_0 – постоянная диффузии; E_d – энергия активации диффузии; ν – частота колебаний атомов/ионов кристаллической решетки образца; u_m – предельная концентрация газа в растворе; y_m – концентрация ловушек в образце (считается, что ловушка может захватывать лишь одну частицу); а E_{dt} – энергия выхода атома газа из ловушки.

Температура образца T может варьироваться как во времени, так и по глубине образца, отражая нестационарный характер нагрева мишени импульсом лазерного излучения. Эволюция T описывается уравнением теплопроводности

$$\rho C_p(T) \partial_t T = \partial_x (\kappa \partial_x T) + Q, \quad (3)$$

где ρ – плотность образца; $C_p(T)$ и $\kappa(T)$ – удельная теплоемкость и теплопроводность материала. Слагаемое $Q = I_0 \exp(-x/\lambda) H(\tau - t)$ описывает поглощение лазерного излучения в веществе.

Уравнения замыкаются при помощи граничных условий, задаваемых на обращенной к плазме стороне $x = 0$, и в глубине образца $x = L$:

$$u(L, t) = 0, u(0, t) = 0, \quad (4)$$

$$\kappa \partial_x T(0, t) = 0, T(L, t) = T_0, \quad (5)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана; ε – коэффициент черноты поверхности образца.

Другим набором граничных условий может являться [7]

$$k_r[u(0,t)]^2 = [-D_0 \exp(-E_d/T) \partial_x u](0,t), T(x,t) = T_f, \quad (6)$$

где $k_r = k_{r0} \exp(-E_r/T)$ – коэффициент рекомбинации частиц на поверхности образца; E_r – пороговая энергия рекомбинации; $T_f = \text{const}$ – фиксированная температура образца, при которой происходит обезгаживание.

В качестве начальных выбраны следующие условия:

$$u(x,0) = 0, y(x,0) = \alpha y_m, T(x,0) = T_0, \quad (7)$$

отвечающая условию предварительной выдержки исследуемого образца в вакууме перед проведением анализа, α – степень заполнения ловушек газом.

В качестве альтернативного условия может быть выбрано условие термодинамически равновесного заполнения газом объема образца (газ находится как в растворенном, так и захваченном в ловушки виде):

$$u(x,0) = u_0, y(x,0) = y_m/[1 + (u_m/u_0) \exp((E_d - E_{dt})/T)], \quad (8)$$

при фиксированном значении $T(x,0) = T_f$.

2. СИНТЕЗ ДАННЫХ LID-QMS ДИАГНОСТИКИ И МЕТОДЫ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЗАХВАТА ГАЗА В ОБРАЗЦЫ

Представленная модель переноса газа содержит ряд варьируемых свободных параметров (таких как, например, энергия связи газа в ловушке, энергия активации и постоянная диффузии и другие), определяющих процесс термодесорбции газа из исследуемого образца. Их изменение будет приводить к нелинейному отклику величины полного количества газа, покинувшего образец за время анализа, N . Величина N определяется \mathbf{p} – вектором неизвестных параметров мишени, который может быть найден методами машинного обучения [7]. Для этого точная зависимость $N(\mathbf{p})$ заменяется ее аппроксимацией, построенной на основе синтетических данных диагностики. Получение последних возможно путем решения прямой задачи диагностики (уравнений (1) – (3)) при варьировании параметров твердого тела в диапазонах, потенциально отвечающих экспериментально возможным величинам. Дальнейшее восстановление параметров твердого тела на основе синтетических данных может быть проведено с использованием ряда подходов, таких как построение кусочно-гладкой аппроксимации данных, применение метода ближайших соседей и построение нейронных сетей.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ ЗАХВАТА ГАЗА

В качестве примера восстановления параметров захвата газа в мишень рассмотрим образец толщины $L = 1$ мкм, характеризующийся следующим набором параметров (была выбрана модель лазерно-стимулированной термодесорбции газа из образца сразу после его облучения в плазме, температура образца фиксирована): $E_d = 0,375$ эВ, $E_{dt} = 1,25$ эВ, $k_r = 10^{-8}$ см⁴/с, $D_0 = 2 \times 10^{-3}$ см²/с. Оставшиеся три

параметра u_0 , y_m , E_r были выбраны равными: $u_0/u_m = 2 \times 10^{-4}$, $y_m/u_m = 3 \times 10^{-2}$, $E_r = 1,3$ эВ. Эти значения были использованы для синтеза данных диагностики, значений флюенса частиц I , покинувших образец за время Δt , взятое для ускорения расчетов равным 1 мкс. Отсчеты I были получены для нескольких различных значений температуры образцов: $T = 750, 1000, 1250, 1500, 1750$ К. На основе синтезированных данных с использованием интерполяционного метода решения обратной задачи были восстановлены параметры u_0, y_m, E_r . Результаты представлены в таблице.

Таблица. Сравнение исходных и восстановленных параметров исследуемого образца.

T, K	$I, \text{част./м}^2$	Исходные параметры	Восстановленные параметры
750	$3,18 \times 10^{17}$	$u_0/u_m = 2 \times 10^{-4}$ $y_m/u_m = 3 \times 10^{-2}$ $E_r = 1,3$ эВ	$u_0/u_m = 1,35 \times 10^{-4}$ $y_m/u_m = 1,0 \times 10^{-1}$ $E_r = 1,5$ эВ
1000	$6,58 \times 10^{17}$		
1250	$1,02 \times 10^{18}$		
1500	$1,37 \times 10^{18}$		
1750	$1,70 \times 10^{18}$		

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены методы решения обратной задачи лазерно-стимулированной десорбционной диагностики (LID-QMS) для контроля содержания трития в обращенных к плазме материалах токамака. Представлены модели, описывающие перенос газа в твердом теле, с их помощью осуществлен синтез данных диагностики. Представлены результаты восстановления параметров захвата газа в образцах с использованием методов машинного обучения и предварительно синтезированных данных LID-QMS диагностики.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tritium inventory in ITER plasma-facing materials and tritium removal procedures / J. Roth et al. // Plasma Phys. Contr. Fusion. 2008. Vol. 50. P. 103001.
2. Review of LIBS application in nuclear fusion technology / C. Li et al. // Frontiers Phys. 2016. Vol. 11. P. 1 – 16.
3. Characterization of hydrocarbon and mixed layers in TEXTOR by laser induced ablation spectroscopy / N. Gierse et al. // Phys. Scripta. 2011. Vol. 2011. P. 014026.
4. In situ measurements of fuel retention by laser induced desorption spectroscopy in TEXTOR / M. Zlobinski et al. // Phys. Scripta. 2011. Vol. 2011. P. 014027.
5. In-situ measurement of trapped hydrogen by laser desorption in TEXTOR-94 / A. Huber et al. // Phys. Scripta. 2001. Vol. 2001. P. 102.
6. Depth-resolved sample composition analysis using laser-induced ablation-quadrupole mass spectrometry and laser-induced breakdown spectroscopy / J. Oelmann et al. // Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy. 2018. Vol. 144. P. 38 – 45.
7. Степаненко А.А., Кашин Д.А., Гаспарян Ю.М. Определение параметров твердого тела при лазерно-стимулированном десорбционном анализе методами машинного обучения : Сборник трудов 26-й конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью», 2023.

ПЛАЗМЕННАЯ МОДИФИКАЦИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ПОРИСТОГО УГЛЕРОДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЕМКОСТИ ЭЛЕКТРОДА СУПЕРКОНДЕНСАТОРА

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы во всем мире увеличивается количество исследований по разработке и использованию суперконденсаторов, которые занимают промежуточную нишу между аккумуляторами, способными запасать высокую электрическую энергию, и электролитическими конденсаторами, способными отдавать высокую мощность. В настоящее время суперконденсаторы находят применение в транспортных средствах, энергоснабжении и электронике.

Электроды суперконденсаторов изготавливаются из различных материалов с развитой поверхностью. В промышленности основными материалами электродов остаются различные сорта угольных материалов с высокой долей нанопор. Однако угольный материал обладает плохой смачиваемостью, что значительно затрудняет его пропитку электролитом и как следствие затрудняет процесс сборки. Помимо этого из-за гидрофобности электродного материала рабочая площадь поверхности значительно ниже физической площади поверхности пор, что приводит к меньшему значению удельной емкости. Целью данной работы является повышение емкости наноструктурированных угольных электродов путем их обработки в плазме.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве исходного электродного материала использовался промышленный материал производства Norit DLS Supra 30, из которого изготавливаются электроды наборных суперконденсаторов. Материал представляет из себя ленту, состоящую из смеси активированного угля, электропроводящего наполнителя и полимерного связующего. Этот материал подвергался обработке в азотной плазме тлеющего разряда в различных режимах. Вся поверхность камеры покрывалась алюминиевой фольгой во избежание их запыления материалом катода. После этого камера закрывалась и откачивалась в течение 4 часов (перед началом эксперимента дав-

ление остаточного газа в камере составляло порядка 3×10^{-7} мбар).

Перед зажиганием разряда скорость откачки камеры дросселировалась при помощи регулируемого углового клапана, который установлен между основной камерой и насосами. Далее в камеру напускался газ до установления рабочего давления и зажигался тлеющий разряд в азоте. Напряжение на разряде 500 В, ток 150 мА. Углеродный материал площадью 10 см² служил катодом.

Для изучения влияния плазменной обработки были созданы экспериментальные тестовые ячейки суперконденсаторов. Среди отличительных особенностей ячейки можно выделить: высокую герметичность; достаточную скорость сборки – разборки; универсальность (изменение толщины электрохимической группы или ее переоснащение для других применений); графитовые токоотводы, которые обеспечивают качественный контакт с электродами и позволяют работать с крепкими кислотами и щелочами в широком интервале потенциалов: от 0,1 до 1,5 В. Для ячейки использовались два круглых электрода диаметром 2 см, которые разделялись пористым сепаратором диаметром 3 см. Большой размер сепаратора необходим для минимизации токов утечки по краям. Электроды взвешивались и вместе с сепаратором погружались на 10 мин в ультразвуковую ванну для пропитки электролитом. Серная кислота была выбрана как электролит для данных исследований ввиду своей высокой электропроводности, стабильности и низкой стоимости, что в свою очередь важно для промышленного использования СК.

Вся сборка зажималась между двумя массивными металлическими токосъемниками. Плоский конденсатор, состоящий из двух токосъемников, двух электродов и сепаратора, сжимался прессом с регулируемой нагрузкой. Электрохимическая группа представляет собой матричную систему, в которой электролит находится только в порах электродов и сепаратора, схема которой представлена на рис. 1.

Таблица. Изменение массы образцов с увеличением времени обработки в азотной плазме

Время обработки, мин	Исходный образец	10	20	30	40	50	60
Масса, мг	142	117	117	115	115	115	114

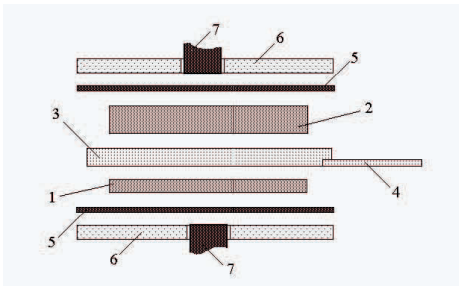


Рис.1. Электрохимическая группа тefлоновой лабораторной ячейки: 1 – рабочий электрод; 2 – вспомогательный электрод; 3 – пористый сепаратор; 4 – гибкий капилляр «хвостик» электрода сравнения; 5 – токораспределительный слой (это фольга, изготовленная путем прессования порошка терморасщепленного графита (ТРГ) и последующей пропитки ее пор расплавленным парафином); 6 – прижимная тefлоновая шайба; 7 – графитовый токоотвод.

Потенциостатом, присоединенным к выводным концам токоснимающих пластин, измерялись циклические вольт-амперограммы при различных скоростях развертки напряжений. Полученные кривые были преобразованы в вольт-фарадные кривые (рис. 2) (значение удельной емкости от напряжения) по формуле

$$C = \frac{2I_{\text{СК}}}{m \frac{dU_{\text{разв}}}{dt}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{СК}}$ – измеряемый ток; $\frac{dU_{\text{разв}}}{dt}$ – скорость изменения напряжения.

Испытания исходного электродного материала и материала, обработанного в плазме в различных условиях, проводились при различных усилиях сжатия сборки, различных скоростях увеличения и уменьшения напряжения на ячейке. Проводились также испытания на саморазряд суперконденсатора.

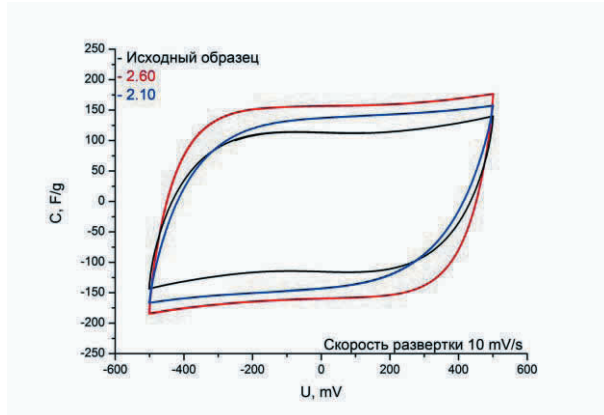


Рис. 2. Вольт-фарадные циклические кривые электрода из пористого наноструктурированного углерода в 0,5-молярном растворе H_2SO_4 при скорости развертки 10 мВ/с: черная кривая - исходный образец; синяя кривая – образец, обработанный в течение 10 мин; красная кривая – образец, обработанный в течение 60 мин.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Явным эффектом, связанным с плазменной обработкой, является существенная потеря массы образца на единицу видимой поверхности (табл.). Наиболее резкое изменение массы наблюдается в

первые 10 мин обработки. Удаление атомов углерода может приводить к появлению свободных связей, которые способствуют смачиваемости.

Измерения показали, что обработка угольных электродов в азотной плазме тлеющего разряда привела к увеличению емкости элементарной сборки. Емкость была увеличена вдвое в области средних напряжений и в полтора раза в области рабочего напряжения.

Можно предположить различные механизмы увеличения емкости после плазменной обработки. Одним из них является увеличение смачиваемости поверхности открытой пористой системы. Были проведены эксперименты по смачиваемости поверхности. Для этого электрод помещался на столик оптического стереомикроскопа и на его поверхность наносилась капля электролита. На исходном материале капля имела сферическую форму, что свидетельствовало о плохой смачиваемости. На поверхности обработанного в плазме электрода капля мгновенно растекалась по поверхности, что свидетельствовало о хорошей смачиваемости поверхности. Через всю толщину электрода (0,5 мм) электролит, однако, не проникал. До обработки в плазме электрод, помещенный на поверхность электролита, плавал на нем, а после обработки мгновенно тонул, что также указывает на увеличение смачиваемости поверхности открытых пор.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обработка угольных электродов в азотной плазме тлеющего разряда привела к увеличению его емкости в 1,5 – 2 раза.

Увеличение емкости электрода обусловлено увеличением площади контакта электролита с электродом за счет увеличения смачиваемости поверхности пор в результате плазменной обработки.

Большое увеличение емкости свидетельствует, что обработка затрагивала не только поверхности, обращенные к плазме, но и поверхности пор, находящиеся в тени.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Conway В.Е. Electrochemical Supercapacitors: Scientific Principles and Technological Application // Plenum. New York, NY, 1999.
2. Григорчак И.И., Ковалюк З.Д., Козьмик И.Д. Ионные конденсаторы. Институт проблем материаловедения, 1987.
3. Кузнецов В., Панькина О., Мачковская Н. Конденсаторы с двойным электрическим слоем (ионисторы): разработка и производство // Компоненты и технологии, (6):12-16, 2005.
4. Comparative Study of Fuel-Cell Vehicle Hybridization with Battery or Supercapacitor Storage Device / P. Thounthong, et al. // IEEE Transactions on Vehicular Technology, 2009.
5. Патент США №5447756: Гюдман Пьер, Дессо Одиль, Кансьер Жан-Дени, Бедом Венсан – Способ увеличения смачиваемости пористых тел и устройство для его реализации.

РАЗРАБОТКА ПРОЕКТА КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ

ВВЕДЕНИЕ

В определенных режимах разряда в токамаках индуцируются сильные продольные электрические поля. Наличие таких полей может приводить к образованию пучков ускоренных электронов (УЭ) с энергиями вплоть до десятков МэВ [1]. Интенсивные пучки УЭ представляют серьезную проблему для безопасной работы токамаков, поскольку взаимодействие этих пучков с камерой приводит к высоким тепловым нагрузкам, распылению и плавлению материалов первых стенок [2].

Развитие пучков УЭ сопровождается генерацией тормозного излучения в диапазоне энергий до десятков МэВ (в области жесткого рентгеновского излучения), возникающего при взаимодействии УЭ с ионами плазмы и материалом первой стенки. Измерение эволюции спектра этого излучения из разных областей плазменного шнура позволяет получить данные об эволюции пучков ускоренных электронов [3], и, как следствие, разработать методы их подавления.

Для регистрации рентгеновского излучения широко используются сцинтилляционные детекторы. Однако детекторы без какой-либо экранировки регистрируют как излучение из всего плазменного шнура, так и отраженное излучение, что приводит к трудностям в анализе спектра вплоть до полной невозможности восстановить энергетический спектр ускоренных электронов.

Ввиду высокой проникающей способности жесткого рентгеновского излучения, обеспечение необходимого пространственного разрешения является сложной задачей. Решением может стать использование высокоэффективной коллимационной системы. Коллиматор, обеспечивающий высокое пространственное разрешение, позволяет определить пространственную эволюцию пучков ускоренных электронов и локализацию областей их взаимодействия с внутрикамерными элементами токамака.

В текущем докладе представлен проект коллиматора, который может использоваться при проведении измерений тормозного излучения УЭ на токамаках.

1. ПРОЕКТ КОЛЛИМАТОРА

Коллиматор представляет собой систему соосных отверстий в блоках поглощающих материалов. Подобная схема широко используется на токамаках, в том числе и в экспериментах с тритием [4, 5].

Наиболее подходящим по ряду параметров материалом для защиты от излучения высоких энергий является свинец. Благодаря большому зарядовому числу Z свинца гамма-кванты эффективно взаимодействуют с атомами во всем диапазоне энергий [6]. Для уменьшения интенсивности потока гамма-квантов в 100 раз необходим слой свинца в 100 мм.

Для защиты от нейтронов, образующихся в результате фотоядерных и термоядерных реакций, используется полиэтилен из-за большой массовой доли легких атомов водорода, эффективно замедляющих нейтроны. Необходимая толщина слоя полиэтилена составляет 16 см. Однако нейтроны, замедляясь и поглощаясь в полиэтилене, генерируют вторичное гамма-излучение 2,2 МэВ от захвата (n, γ) нейтрона атомом водорода и 4,4 МэВ от неупругого рассеяния нейтрона (n, n') на атоме углерода. Поэтому необходимо использовать чередующиеся слои свинца и полиэтилена.

В рассматриваемом проекте коллимация излучения выполняется с помощью системы из трех коллиматоров. Задний коллиматор представляет из себя пару свинцовых цилиндров, центральный и передний коллиматоры имеют одинаковые размеры и состоят из чередующихся слоев свинца и полиэтилена (рис. 1) толщиной 20 и 80 мм соответственно. Центральный коллиматор оборудован полиэтиленовой вставкой для поглощения нейтронов, движущихся вдоль оптической оси. Детекторы располагаются в корпусе, оборудованном круговым экраном из свинца и полиэтилена. Толщины экранирующих слоев коллимационной системы представлены в таблице.

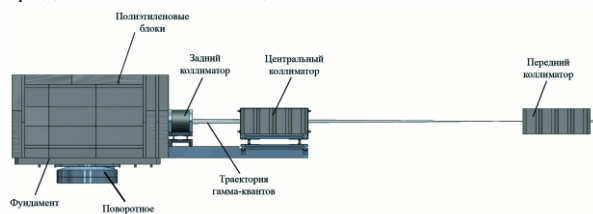


Рис. 1. Конструкция коллимационной системы.

Таблица. Толщины экранирующих слоев

	Толщина свинца	Толщина полиэтилена
Корпус	55÷280 мм	80÷160 мм
Задний к-тор	150 мм	-
Центральный к-тор	5 x 20 мм	4 x 80 мм
Передний к-тор	5 x 20 мм	4 x 80 мм

Подробное устройство коллиматора показана на рис. 2. Два сцинтилляционных детектора находятся внутри цилиндрических направляющих в корпусе, заполненным свинцовым шариковым наполнителем. Предусмотрена возможность использования фильтров для отсеечения низкоэнергетической части спектра. В центральной части цилиндрических направляющих в месте расположения сцинтилляционных детекторов оборудован магнитный экран из пермаллоя суммарной толщиной 6 мм для защиты ФЭУ от рассеянных магнитных полей токамака.

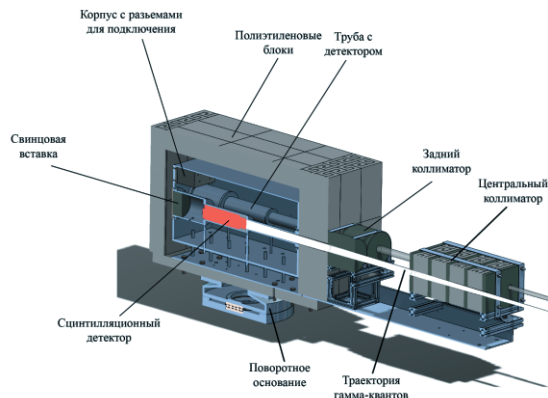


Рис. 2. Устройство коллиматора.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОЛЛИМАЦИИ

Для оценки пространственного разрешения разработанной конструкции коллиматора был проведен расчет методом Монте-Карло с помощью кода GEANT4 [7]. Физические характеристики конструкции определяются параметром эффективности экранирования – отношение потока частиц без коллиматора к потоку частиц при его наличии.

На рисунке 3 показаны рассчитанные траектории гамма-квантов (а) и нейтронов (б). Видно, что из общего потока гамма-квантов до детектора доходит узкий коллимированный пучок. Нейтроны же не доходят до детектора, рассеиваясь и поглощаясь в полиэтиленовой вставке в центральном коллиматоре.

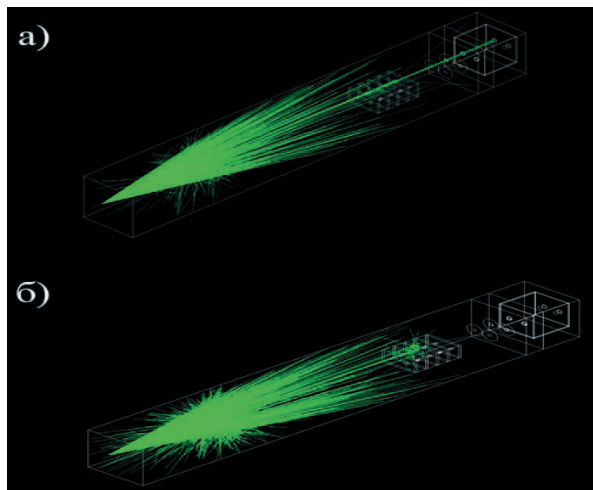


Рис. 3. Траектории частиц: а) – гамма-кванты; б) – нейтроны.

В результате моделирования оцененная эффективность экранирования для гамма-излучения составила приблизительно $4 \cdot 10^2$, а от нейтронного потока – $1 \cdot 10^3$ для нейтронов 2,5 МэВ и $1 \cdot 10^2$ для нейтронов 14 МэВ. При этом угловое поле зрения составляет $0,25^\circ$, что соответствует пространственному разрешению порядка 2 – 3 см на расстоянии до плазменного шнура 6 – 8 м.

В отличие от существующих неподвижных систем предлагаемый коллиматор оборудован поворотным основанием с электрическим приводом. Благодаря поворотному основанию существует возможность перемещать поле зрения коллиматора по сечению плазменного шнура, что является уникальной особенностью данной системы. Управление углом поворота коллиматора осуществляется как в ручном режиме, так и дистанционно с помощью одноплатного компьютера (SBC) по протоколу Ethernet.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Был разработан проект подвижного коллиматора для измерения жесткого рентгеновского излучения на токамаке. Коллиматор спроектирован под стандартные сцинтилляционные детекторы размером $d 38 \times 38$ мм и обеспечивает угловое поле зрения $0,25^\circ$.

Коллиматор оборудован поворотной системой с электроприводом с ручным и дистанционным управлением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savrukhin P.V., Shestakov E.A. and A.V. Khramenkov A.V. Spatiotemporal dynamics of fast electron beams during a disruption in the T-10 tokamak // Plasma Physics Reports. 2018. No 12. P. 1085 – 1093.
2. Tungsten melting and erosion under plasma heat load in tokamak discharges with disruptions / V.P. Budaev, Yu.V. Martynenko, S.A. Grashin, et al. // Nuclear Materials and Energy. 2017. No 8. P. 418 – 422, DOI: 10.1016/j.fusengdes.2021.112335.
3. Шевелев А.Е. Развитие методов гамма спектроскопии для диагностики убегающих электронов в компактных токамаках: специальность 01.04.08 – Физика плазмы : диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Шевелев Александр Евгеньевич; науч. рук. С.В. Лебедев ; Физикотехнический институт им. А. Ф. Иоффе РАН – Санкт-Петербург, 2019. 158 с.
4. Definition of the radiation fields for the JET gamma-ray spectrometer diagnostics / V. Zoita, S. Soare, T. Craciunescu, et al. // Fusion Engineering and Design. 2013. No 6 – 8. P. 1366 – 1370.
5. Tandem collimators for the JET tangential gamma-ray spectrometer / S. Soare, N. Balshaw, P. Blanchard, et al. // Fusion Engineering and Design. 2011. No 6 – 8. P. 1359 – 1364.
6. National Institute of Standards and Technology // [электронный ресурс]. <https://www.physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html> (дата обращения 09.04.2023).
7. GEANT4 // [электронный ресурс]. <https://geant4.web.cern.ch/> (дата обращения 20.04.2023).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПОДВИЖНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЗОНДЫ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

ВВЕДЕНИЕ

Магнитные зонды широко используются в экспериментах с высокотемпературной плазмой в токамаках для изучения МГД-возмущений, анализа нестационарных плазменных потоков и исследования плазменной турбулентности. Проведенные в последнее время эксперименты на токамаке Т-10 [1, 2] показали возможную связь быстропеременных (0,2 – 1,5 МГц) электромагнитных возмущений в периферийных областях плазмы с появлением дуговых разрядов на внутрикамерных элементах токамака. Измерения пространственной локализации и временной эволюции быстропеременных электромагнитных колебаний подтвердили связь инициирования дуговых разрядов на начальной стадии неустойчивости срыва при высокой плотности с переходом от серии малых (тепловых) срывов к большому срыву тока. Мониторинг дуговых разрядов на периферии плазмы и связанных с ними быстропеременных возмущений магнитных полей может стать важным триггером для систем безопасного гашения разряда в будущих токамаках.

На токамаке Т-15МД оборудован полномасштабный комплекс магнитных диагностик [3]. Магнитные зонды представляют собой индуктивные катушки из кабеля в минеральной изоляции в стальном экране. Зонды закреплены под облицовкой из графита непосредственно на внутренней поверхности вакуумной камеры. Такая конструкция и расположение магнитных зондов не позволяет проводить надежные измерения возмущений магнитных полей в диапазоне частот выше 300 кГц, что ограничивает возможности плазменнo-физических исследований. Для идентификации высокочастотных электромагнитных возмущений (0,2 – 1,5 МГц), локализованных в периферийных областях плазмы, необходимо использовать быстрые подвижные магнитные зонды, кратковременно вводимые в периферийные области плазмы.

В текущем докладе рассматривается проект комбинированных высокочастотных подвижных магнитных зондов и зондов Ленгмюра для регистрации быстропеременных электромагнитных возмущений в периферийных областях плазмы.

1. ПРОЕКТ МАГНИТНОГО ЗОНДА

Высокочастотный подвижный магнитный зонд на токамаке Т-15МД состоит из блоков детектирования электромагнитных полей и токов, системы позиционирования, системы вакуумной откачки, системы питания, управления и сбора данных.

Блок детектирования монтируется на регулируемой опоре, вводимой в вакуумную камеру токамака. Регулируемая опора закрепляется на системе роликовых подшипников внутри загрузочной камеры, соединенной с камерой токамака Т-15МД с помощью сифонного ввода. Для перемещения зондов в камере токамака Т-15МД используется система передвижения на базе линейного актуатора и системы медленного позиционирования на основе высоковакуумного манипулятора со сварными сифонами. Общий вид системы показан на рис. 1.

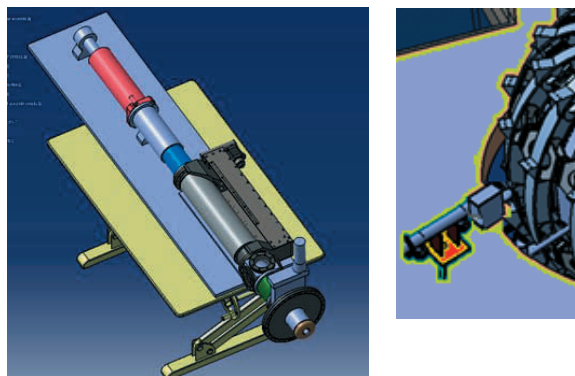


Рис. 1. Общий вид подвижного магнитного зонда.

На рисунке 2 показано устройство корпуса магнитного зонда и соединения вакуумных объемов токамака Т-15МД и зонда. Корпус представляет собой цилиндрический цельносварной объем с подвижными сварными (тарельчатыми) сифонами. В диагностическом комплексе обеспечивается независимая от токамака система откачки до давления 10^{-7} Торр и возможность разделения объемов с помощью вакуумной заслонки CF 100 с электроприводом. Контроль давления в системе обеспечивается автоматизированной системой измерений.

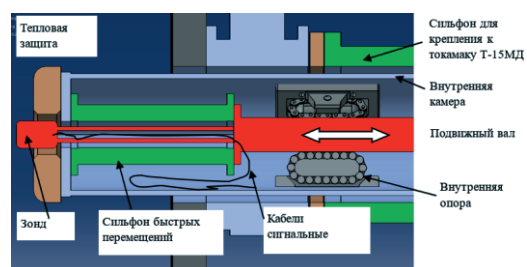


Рис. 2. Устройство корпуса магнитного зонда.

Измерительный блок зонда закрепляется на держателе штока быстрых перемещений. Обеспечивается возможность снятия измерительного бло-

ка зонда через шлюзовую камеру без демонтажа подвижных механизмов.

2. БЛОК ДЕТЕКТИРОВАНИЯ

Для исследования быстропеременных электромагнитных полей и токов на токамаке Т-15МД планируется оборудование внутрикамерных зондов, объединяющих магнитные зонды и зонды Ленгмюра. Быстрые магнитные зонды состоят из набора многовитковых катушек (3 – 7 катушек), закрепленных внутри защитного экрана из высоковакуумной керамики (рис. 3 и 4). Конструкция обеспечивает возможность изменения размера катушек в зависимости от требований эксперимента.

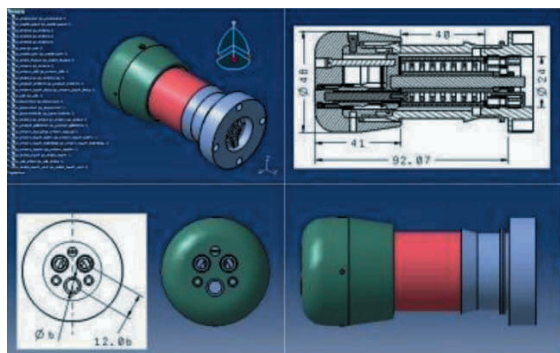


Рис. 3. Схема блока детектирования.

Сигналы с магнитных катушек, установленных внутри магнитного зонда Т15МД, регистрируются системой предварительного усиления и выдают на модули регистрации аналоговые электрические сигналы, пропорциональные скорости изменения амплитуды электромагнитных колебаний.

Для измерения электрических полей и токов на зонд планируется оборудование игольчатых электродов для стимулирования дуговых разрядов и измерительной системы, состоящей из трех зондов Ленгмюра.

Защитные пластины измерительного блока зонда выполнены из графита. В конструкции зонда предусматривается крепление термопары на внутреннюю поверхность торцевой защитной пластины для оценки температуры защитного кожуха. Электрическая развязка электродов с графитовыми защитными пластинами и корпусом обеспечивается керамической вставкой из нитрида бора.

Прототип магнитного зонда, использовавшего в экспериментах на токамаке Т-10, показан на рис. 4.

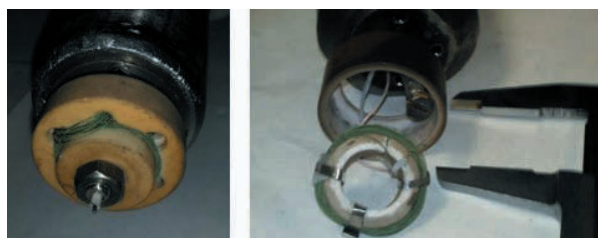


Рис. 4. Совмещенный магнитный зонд и зонд Ленгмюра (без графитовой защиты).

2. СИСТЕМА БЫСТРЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ

Цикл движения зонда разделяется на два этапа: этап медленного начального продольного позиционирования и этап кратковременного быстрого перемещения зонда в область высоких тепловых нагрузок. Стандартный режим перемещений показан на рис. 5.

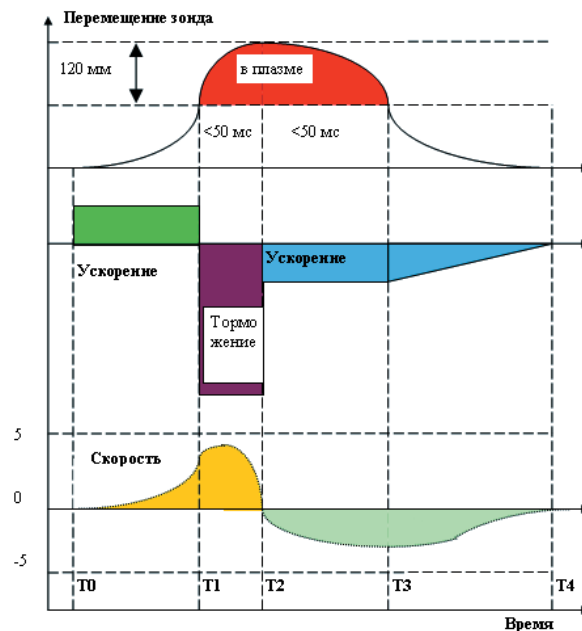


Рис. 5. Стандартный режим перемещений зонда.

Система медленного позиционирования обеспечивает перемещение на расстояние ~ 490 мм внутри вакуумной камеры токамака Т-15МД. Полная длина хода, обеспечивающего вывод зонда в шлюзовую камеру, составляет 1000 мм.

Система быстрого перемещения позволяет совершать ввод блока детектирования в плазму на расстояние до 100 мм, обеспечивая время пребывания зонда в области повышенных плазменных и тепловых нагрузок не более 100 мс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрен предварительный проект подвижного магнитного зонда для регистрации быстропеременных электромагнитных возмущений плазмы в диапазоне частот до 2 МГц. Система быстрых перемещений позволяет осуществлять кратковременные (100 мс) перемещения зонда на 100 мм в периферийные области плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Savrukhin P.V., Shestakov E.A. Movable magnetic probe system in the T-10 tokamak // Review of Scientific Instruments. 2012. No 1. <https://doi.org/10.1063/1.3675577>
2. Savrukhin P.V., Shestakov E.A. Arc discharges during disruptions in the T-10 tokamak // Physics of Plasmas. 2019. No 9. <https://doi.org/10.1063/1.5102112>
3. Design of inductive sensors and data acquisition system for diagnostics of magnetohydrodynamic instabilities on the T15MD tokamak // Fusion Engineering and Design / A.V. Sushkov, A.M. Belov, G.B. Igonkina, et al. 2019. No 12. P. 383 – 387.

УСТРОЙСТВО ВВОДА СВЧ МОЩНОСТИ В РАЗРЯДНУЮ КАМЕРУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

ВВЕДЕНИЕ

Преионизация используется в качестве обязательной части сценария разряда в вакуумной камере токамаков, сооружаемых и действующих во многих странах мира в ходе широкой международной кооперации по созданию научно-технических основ термоядерной энергетики [1]. Применение сверхвысокочастотной (СВЧ) преионизации на частоте электронно-циклотронного резонанса - простой и надежный способ решения вопроса. Проблема состоит в том, что, во-первых, вакуумное окно камеры имеет цилиндрическую форму, а выход СВЧ генератора – прямоугольный волновод; во-вторых, диэлектрическая проницаемость вакуумного окна существенно больше единицы, к тому же металлические мембраны его крепления также представляют значительную неоднородность для распространения электромагнитной (ЭМ) волны; в-третьих, питающий волноводный тракт и разрядная камера токамака должны быть гальванически развязаны.

1. ПОСТРОЕНИЕ И ОПТИМИЗАЦИЯ РАСЧЕТНОЙ МОДЕЛИ

1.1. Материалы и методы

Построение расчетной модели, расчет электродинамических параметров, оптимизация конфигурации и геометрических размеров элементов волноводного тракта производились с помощью программы Ansys High Frequency Structure Simulator (HFSS) [2].

1.2. Преобразователь типов колебаний

Выход СВЧ генератора представляет собой одномодовый (H_{10}) прямоугольный волновод сечением 110 на 55 мм. Диаметр патрубка крепления вакуумного окна составляет 155 мм, в нем может распространяться 5 мод ЭМ колебаний на частоте 2,45 ГГц. Между ними был размещен согласующий трансформатор/преобразователь в виде отрезка прямоугольного волновода с увеличенным размером по узкой стенке (рис. 1).

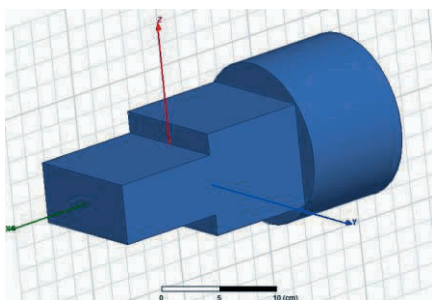


Рис. 1. Преобразователь типов колебаний.

В результате проведенной оптимизации длины и высоты трансформатора получены следующие расчетные параметры согласования преобразователя (рис. 2).

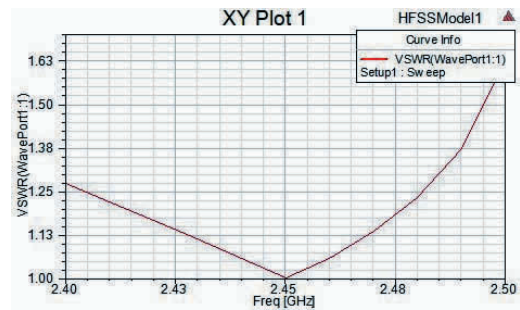


Рис. 2. Частотная характеристика коэффициента стоячей волны (КСВ) преобразователя типов колебаний.

1.3. Согласование тракта с вакуумным окном

Вакуумное окно выполняется, как правило, из радиопрозрачного материала с высокой диэлектрической проницаемостью. Кроме того, металлическая мембрана крепления окна к фланцу представляет собой весьма существенную неоднородность для волновода, которая также вызовет значительные отражения волны. Для компенсации отражений мы использовали так называемый диэлектрический трансформатор, выполненный из фторопласта (рис. 3).

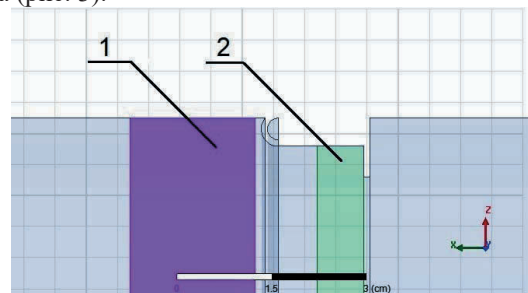


Рис. 3. Часть сечения ЭМ-модели трансформатора (1) для «просветления» вакуумного окна (2).

Толщина трансформатора и его расположение относительно окна выбраны в результате двухпараметрической оптимизации. Расчетный КСВ волноводного тракта в этом месте составил порядка $1,2 \div 1,25$.

1.4. Гальваническая развязка

Поскольку вакуумная камера должна находиться под «плавающим» потенциалом или же соединена с «диагностической землей», а магнетрон вместе с питающим волноводом – с «силовой землей», между ними должна быть предусмотрена гальваническая развязка. Для подавления СВЧ излучения во внешнюю среду мы предусмотрели использование так называемого дроссельного со-

членения в месте гальванического разрыва волноводного тракта. Поскольку это сочленение выполнено в цилиндрической части тракта, появилась возможность сделать сочленение подвижным, что позволяет подстраивать длину волновода от магнетрона до камеры и поворачивать плоскость поляризации бегущей волны для улучшения согласования СВЧ генератора с нагрузкой. На рисунке 4 представлена часть продольного сечения расчетной модели дроссельного сочленения с распределением амплитуды электрической составляющей ЭМ поля в волноводе.

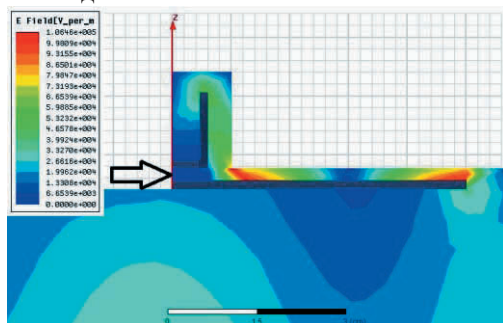


Рис. 4. Дроссельное сочленение. Область гальванической развязки отмечена стрелкой.

Как видно из рис. 4, в области разрыва проводящей поверхности (отмечено стрелкой) амплитуда поля близка к нулю. Модельный расчет внешних полей показывает, что при прохождении по волноводному тракту ЭМ волны мощностью 3 кВт, излучение во внешнюю среду не должно превышать 1,5 Вт.

2. ПРАКТИЧЕСКАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ ПРОЕКТА

2.1. Общая схема устройства ввода мощности

На рисунке 5 представлена общая схема устройства ввода СВЧ мощности.

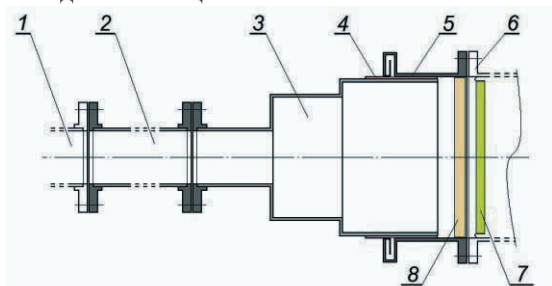


Рис. 5. Общая схема устройства ввода СВЧ мощности (пояснения в тексте).

Выход СВЧ генератора 1 (рис. 5) через дистанцирующий волновод 2 подключен к преобразователю мод 3. Выходная часть преобразователя 3 имеет цилиндрическую форму, поверх которой размещен изолирующий слой диэлектрика 4 (фторопласт), который обеспечивает гальваническую развязку с патрубком 5, на входном торце которого имеется дроссельное сочленение, препятствующее излучению СВЧ энергии во внешнюю среду. Патрубок 5 крепится фланцевым соединением к диагностическому входу разрядной камеры 6. Для согласования неоднородности тракта, вносимой вакуумным окном 7, в патрубке 5 размещен диэлектрический трансформатор 8.

2.2. Реализация устройства ввода «в металле»

Вся волноводная система устройства ввода СВЧ мощности выполнена из немагнитной нержавеющей стали (рис. 6).

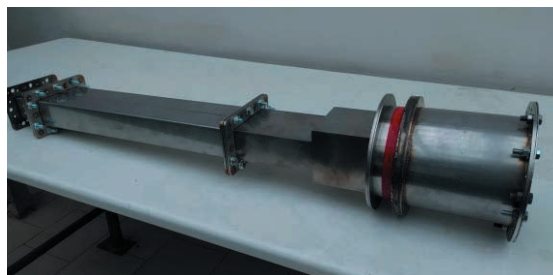


Рис. 6. Волноводная система устройства ввода СВЧ мощности.

Хотя нержавеющая сталь имеет меньшую проводимость, чем медь и алюминий, вносимые потери в данном случае не принципиальны, поскольку длительность СВЧ импульса составляет всего несколько секунд, так что элементы волновода не успевают заметно нагреться, а запаса мощности СВЧ генератора вполне хватает на компенсацию омических потерь.

2.3. Подключение к установке

Описанное устройство ввода СВЧ мощности в настоящее время используется для осуществления предионизации на учебно-демонстрационном токамаке МИФИ - МЕРPhIST-0 [3] (рис. 7).

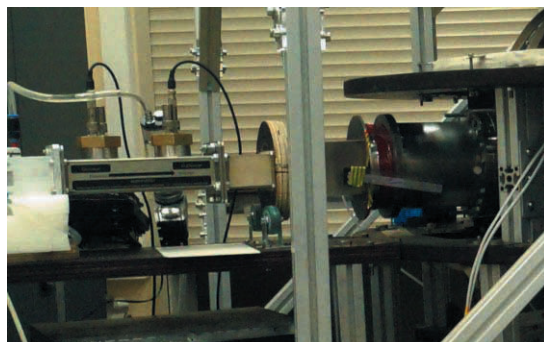


Рис. 7. Устройство ввода СВЧ мощности в разрядную камеру учебно-демонстрационного токамака.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, все поставленные задачи выполнены, устройство ввода СВЧ мощности в разрядную камеру токамака функционирует в штатном режиме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Degterev A.** Creation of Thermonuclear Experimental Reactor ITER as an Example of International Scientific and Technical Cooperation in Energy Sector // Vestnik RUDN. International Relations. 19. 480 – 489. 10.22363/2313-0660-2019-19-3-480-489.
2. **High Frequency Structure Simulator - user's guide** // [Электронный ресурс]. <http://anlge.umd.edu/HFSSv10UserGuide.pdf>.
3. **Microwave Preionization System of the MERPhIST-0 Tokamak** / Al. Alieva, Al. Prishvitsyn, N. Efimov, et al. // March 2023. Physics of Atomic Nuclei 85(12):2082-2087 DOI: 10.1134/S1063778822090022.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОЛИДИСПЕРНОЙ ЗАПЫЛЕННОЙ СРЕДЫ В КАНАЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

Во многих промышленных технологиях происходят процессы, связанные с движением неоднородных сред [1 – 10]. Следует отметить, что реальные аэрозоли имеют полидисперсный состав, а это означает, что фракции имеют разный размер частиц и плотность материала. В промышленности часто возникает задача очистки газового потока от твердых или жидких частиц. Для этого используются электрофильтры, в которых дисперсные потоки сначала заряжаются электрическим зарядом в электроде, образующем коронный разряд, а затем осаждаются на пластину с потенциалом противоположного знака. В данной работе рассматривается течение электрически заряженного аэрозоля в канале, в котором к стенкам канала подводятся потенциалы разных знаков. Математическая модель учитывает многофракционный состав дисперсной составляющей аэрозоля. Поскольку все аэрозольные фракции имеют положительный заряд, дисперсные частицы оседают на поверхности электрода с отрицательным потенциалом. В работе рассмотрено влияние свойств фракций дисперсной фазы (плотность материала и размер частиц) на параметры динамики частиц в канале.

Математическая модель

Движение несущей среды описывается системой уравнений Навье - Стокса [11] для сжимаемого теплопроводного газа с учетом межфазного силового взаимодействия и теплообмена [6 – 10]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_j \mathbf{V}_j) &= 0; \\ \frac{\partial \rho_1 V_1^k}{\partial t} + \nabla^i (\rho_1 V_1^i V_1^k + \delta_{ik} p - \tau_{ik}) &= - \sum_{j=2}^m F_{kj} + \sum_{j=2}^m \alpha_j \nabla^k p; \\ \frac{\partial \rho_j V_j^k}{\partial t} + \nabla^i (\rho_j V_j^i V_j^k) &= F_{kj} - \alpha_j \nabla^k p; \\ \frac{\partial (e_1)}{\partial t} + \nabla^i (V_1^i (e_1 + p - \tau_{ii}) - V_1^k \tau_{ki} - \lambda \nabla^i T_1) &= \\ = - \sum_{j=2}^m Q_j - \sum_{j=2}^m |F_{kj}| (V_1^k - V_j^k) + \sum_{j=2}^m \alpha_j \nabla^k (p V_1^k); \\ \frac{\partial (e_j)}{\partial t} + \nabla^k (e_j V_j^k) &= Q_j; \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x_2^2} &= \sum_{j=2}^m \rho_j q_0; \end{aligned}$$

$$\mathbf{V}_j = [u_j, v_j]; \rho_j = \alpha_j \rho_{j0}, k, i = 1, 2; j = 1..m.$$

Тензор вязких напряжений несущей среды рассчитывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \tau_{11} &= \mu \left(2 \frac{\partial u_1}{\partial x_1} - \frac{2}{3} D \right), \tau_{22} = \mu \left(2 \frac{\partial v_1}{\partial x_2} - \frac{2}{3} D \right), \\ D &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial v_1}{\partial x_2}, \tau_{12} = \tau_{21} = \mu \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial v_1}{\partial x_1} \right). \end{aligned}$$

Компоненты вектора межфазного обмена импульсами F_{1i} , F_{2i} описывались следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} F_{1i} &= 0,75 \frac{\alpha_i}{d_i} C_{di} \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_i)^2 + (v_1 - v_i)^2} (u_1 - u_i) - \alpha_i q_0 \rho_1 \partial \phi / \partial x_1, \\ F_{2i} &= 0,75 \frac{\alpha_i}{d_i} C_{di} \rho_1 \sqrt{(u_1 - u_i)^2 + (v_1 - v_i)^2} (v_1 - v_i) - \alpha_i \rho_{i0} q_0 \partial \phi / \partial x_2. \end{aligned}$$

К векторным составляющим межфазного обмена импульсами относятся сила аэродинамического сопротивления [1 – 3], а также кулоновская сила [12]. Здесь p , ρ_1 , u_1 , v_1 – давление, плотность, декартова составляющая скорости несущей среды в направлении осей x_1 и x_2 соответственно; T_1 , e_1 – температура и полная энергия газа; $\alpha_i, \rho_{i0}, \rho_i, T_i, e_i, u_i, v_i$ – объемный состав, физическая плотность, средняя плотность, температура, внутренняя энергия, декартовы составляющие скорости фракций дисперсной фазы; Q_i – тепловой поток между несущей средой и i -й фракцией дисперсной фазы; λ и μ – теплопроводность и вязкость несущей среды соответственно. Температура несущей среды находится из уравнения $T_1 = (\gamma - 1)(e_1 / \rho_1 - 0,5(u_{12} + v_{12})) / R$, где R – газовая постоянная несущей среды, γ – коэффициент теплоемкости. Внутренняя энергия i -й фракции дисперсной фазы, взвешенной в газе, определяется как $e_i = \rho_i C_{pi} T_i$, где C_{pi} – удельная теплоемкость при постоянном давлении i -й фракции дисперсной фазы. Теплообмен между i -й фракцией дисперсной фазы и газом: $Q_i = 6\alpha_i \text{Nu}_{1i} \lambda (T_1 - T_i) / d_i^2$, d_i – диаметр частиц i -й фракции дисперсной фазы. Число Нуссельта определяется с помощью известного приближения, зависящего от относительных чисел Маха, Рейнольдса и Прандтля [2]:

$$\begin{aligned} \text{Nu}_{1i} &= |\bar{V}_1 - \bar{V}_i| / c; \text{Re}_{1i} = \rho_1 |\bar{V}_1 - \bar{V}_i| d_i / \mu; \\ \text{Pr} &= C_{pi} \mu / \lambda; \end{aligned}$$

$$\text{Nu}_{1i} = 2 \exp(-M_{1i}) + 0,459 \text{Re}_{1i}^{0,55} \text{Pr}^{0,33}.$$

Коэффициент аэродинамического сопротивления рассчитывался по следующему выражению [2]:

$$C_{di} = \frac{24}{\text{Re}_{1i}} + \frac{4}{\text{Re}_{1i}^{0,5}} + 0,4.$$

В указанных формулах q_0 – удельный заряд единицы массы твердой фракции, ϕ – потенциал электрического поля. E – напряженность электрического поля, ε – относительная

диэлектрическая проницаемость воздуха, ε_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость воздуха. Система уравнений динамики многофазной среды решалась явным методом конечных разностей МакКормака [13]. Монотонность решения достигалась с помощью схемы коррекции [14,15] после перехода на новый временной слой $t = t^{n+1}$. При расчете течения двухфазной смеси задавались условия прилипания для составляющих скорости несущей среды и дисперсной составляющей на всех твердых границах; такая постановка граничных условий соответствует математической модели движения вязкой среды. Уравнение Пуассона [12], описывающее потенциал электрического поля, решалось методом конечных разностей по итерационной схеме [16] на сетке, созданной для газодинамических расчетов, с учетом влияния кулоновской силы [12] при решении уравнений динамики двухфазной среды, а также распределения «средней плотности» фракций дисперсной фазы в узлах дробления физическая область при решении уравнения Пуассона.

При реализации численного алгоритма на входной и выходной границах канала для всех составляющих скорости несущей среды и фракций дисперсной фазы задавались однородные граничные условия Неймана, на твердых поверхностях составляющие скорости несущей фазы и фракций дисперсной фазы приравнивались нулю, для функции потенциала электрического поля задавались значения потенциала на боковых поверхностях и однородные граничные условия Неймана на прочих границах, для всех остальных динамических функций задавались однородные граничные условия на всех границах:

$$\begin{aligned}
 u_1(t, 1, j) &= u_1(t, 2, j), u_k(t, 1, j) = u_k(t, 2, j), \\
 v_1(t, 1, j) &= v_1(t, 2, j), v_k(t, 1, j) = v_k(t, 2, j), \\
 u_1(t, N_x, j) &= u_1(t, N_x - 1, j), u_k(t, N_x, j) = u_k(t, N_x - 1, j), \\
 v_1(t, N_x, j) &= v_1(t, N_x - 1, j), v_k(t, N_x, j) = v_k(t, N_x - 1, j), \\
 u_1(t, i, 1) &= 0, u_k(t, i, 1) = 0, v_1(t, i, 1) = 0, v_k(t, i, 1) = 0, \\
 u_1(t, i, N_y) &= 0, u_k(t, i, N_y) = 0, \\
 v_1(t, i, N_y) &= 0, v_k(t, i, N_y) = 0, \\
 \rho_1(t, 1, j) &= \rho_1(t, 2, j), \rho_k(t, 1, j) = \rho_k(t, 2, j), \\
 \rho_1(t, N_x, j) &= \rho_1(t, N_x - 1, j), \rho_k(t, N_x, j) = \rho_k(t, N_x - 1, j), \\
 \rho_1(t, i, 1) &= \rho_1(t, i, 2), \rho_k(t, i, 1) = \rho_k(t, i, 2), \\
 \rho_1(t, i, N_y) &= \rho_1(t, i, N_y - 1), \rho_k(t, i, N_y) = \rho_k(t, i, N_y - 1), \\
 e_1(t, 1, j) &= e_1(t, 2, j), e_k(t, 1, j) = e_k(t, 2, j), \\
 e_1(t, N_x, j) &= e_1(t, N_x - 1, j), e_k(t, N_x, j) = e_k(t, N_x - 1, j), \\
 e_1(t, i, 1) &= e_1(t, i, 2), e_k(t, i, 1) = e_k(t, i, 2), \\
 e_1(t, i, N_y) &= e_1(t, i, N_y - 1), e_k(t, i, N_y) = e_k(t, i, N_y - 1), \\
 p(t, 1, j) &= p(t, 2, j), p(t, N_x, j) = p(t, N_x - 1, j),
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 p(t, i, 1) &= p(t, i, 2), p(t, i, N_y) = p(t, i, N_y - 1), \\
 \varphi(t, 1, j) &= \varphi(t, 2, j), \varphi(t, N_x, j) = \varphi(t, N_x - 1, j), \\
 \varphi(t, i, 1) &= \varphi_{0i}, \varphi(t, i, N_y) = \varphi_{0i}.
 \end{aligned}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нигматуллин Р.И.** Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 464 с.
2. **Кутушев А.Г.** Математическое моделирование волновых процессов в аэродисперсных и порошкообразных средах. СПб.: Недра, 2003. 284 с.
3. **Федоров А. В., Фомин В.М., Хмель Т.А.** Волновые процессы в газозвесах частиц металлов. Новосибирск, 2015. 301 с.
4. **Лосева Т.В., Попель С.И., Голубь А.П.** Пылевые ионно-звуковые ударные волны в лабораторной, ионосферной и астрофизической плазме // Физика плазмы. 2020. № 11. С. 1007 – 1025.
5. **Пикалев А.А., Сысун А.В., Олещук О.В.** Радиальное распределение концентрации плазмы в положительном столбе тлеющего разряда с пылевыми частицами // Известия высших учебных заведений. Физика. 2020. № 7. С. 162 – 170.
6. **Тукмаков Д.А.** Численная модель течения аэрозоля, обусловленного взаимодействием частиц и газа // Сложные системы. 2021. №1. С. 64 – 71.
7. **Тукмаков Д.А., Ахунов А.А.** Численное исследование влияния электрического заряда дисперсной фазы на распространение ударной волны из чистого газа в запыленную среду // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия «Физика». 2020. № 3. С. 183 – 192.
8. **Тукмаков Д.А.** Сопоставление численных моделей динамики электрически заряженных газозвесей с массовой и поверхностной плотностями зарядов для различных дисперсностей частиц // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Серия «Естественные науки». 2022. № 3. С. 43 – 56.
9. **Тукмаков Д.А., Тукмакова Н.А.** Численное исследование межкомпонентного скоростного скольжения в электрически заряженной и нейтральной газозвесах в двумерной нестационарной постановке с вязкой несущей средой // Физическое образование в вузах. 2023. Т.29. №1. С.123 – 134.
10. **Тукмакова Н.А., Тукмаков Д.А.** Численное моделирование динамики испаряющейся многофракционной пароконденсатной смеси метана в трубе с учетом закрутки потока // Вестник ЮУрГУ. Серия «Энергетика». 2023. Т. 23. № 1. С. 106 – 118.
11. **Лойцянский Л.Г.** Механика жидкости и газа. М.: Издательство «Дрофа», 2003. 784 с.
12. **Сальянов Ф.А.** Основы физики низкотемпературной плазмы, плазменных аппаратов и технологий. М.: Наука, 1997. 240 с.
13. **Fletcher C.A.** Computation Techniques for Fluid Dynamics Springer-Verlang, Berlin et al., 1988. 504 p.
14. **Тукмаков А.Л.** Численное моделирование акустических течений при резонансных колебаниях газа в закрытой трубе // Авиационная техника. 2006. № 4. С. 33 – 36.
15. **Музафаров И.Ф., Утюжников С.В.** Применение компактных разностных схем к исследованию нестационарных течений сжимаемого газа // Математическое моделирование. 1993. № 3. С. 74 – 83.
16. **Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырный П.И.** Вычислительные методы. Т.2. М.: Наука, 1977. 401 с.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕННЫХ УСТРОЙСТВ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИСПОЛЬЗУЯ СТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ

ВВЕДЕНИЕ

Цель большинства исследований процесса кипения на структурированных поверхностях, направленных на изучение их свойств, заключается в использовании развитых поверхностей как средства воздействия на процесс кипения с целью интенсификации теплообмена и повышения критических тепловых потоков [1].

Ранее были разработаны и апробированы методы увеличения теплоотдачи и критических тепловых потоков при кипении за счет модификации поверхности в условиях большого объема [2] и в каналах малого диаметра [3]. Использование развитых структур поверхностей теплообмена ведет к уменьшению размеров теплообменных устройств. Требуется разработка новых эффективных технологий модификации поверхностей теплообмена и их апробация на моделях теплообменных устройств для последующего внедрения в промышленность.

С целью определения оптимальной геометрии новые структурированные поверхности теплообмена требуют экспериментального изучения в каждом отдельном случае. Отсутствует методика расчета подобных теплообменных поверхностей, применимая к широкому диапазону параметров потока [4].

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА

Для экспериментальных исследований был модернизирован стенд, применяемый для исследования теплообмена в каналах. На рисунке 1 показана схема экспериментального стенда.

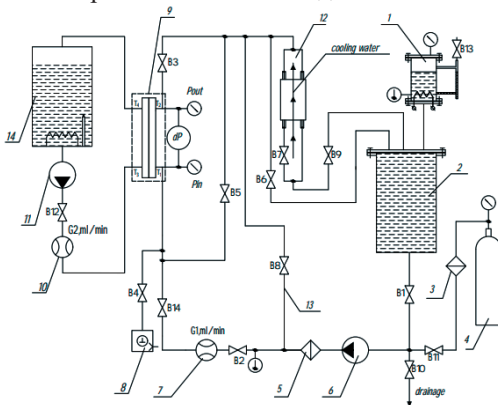


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – термодатчик; 2 – бак; 3, 5 – фильтры; 4 – баллон с фреоном; 6, 11 – циркуляционные насосы; 7, 10 – расходомеры; 8 – форвакуумный насос; 9 – рабочий участок; 12 – рекуперативный теплообменник; 13 – байпасная линия; 14 – термостат.

Сконструирован рабочий участок (рис. 2) в виде модели пластинчатого теплообменника, представляющей собой два прямоугольных канала $Ш \times В = 8 \times 3,8$ мм, разделенных пластиной из нержавеющей стали толщиной 0,4 мм. В одном канале протекала дистиллированная вода заданной температуры, во втором канале в том же направлении циркулировал кипящий поток. Вода была охлаждаемой жидкостью, а нагреваемой были фреоны RC318 и R125 при приведенных давлениях $p_r = 0,132$ и $p_r = 0,43$ соответственно. Тепловой поток от воды передается через тонкую пластинку к фреону, в канале с хладагентом начинается процесс кипения.

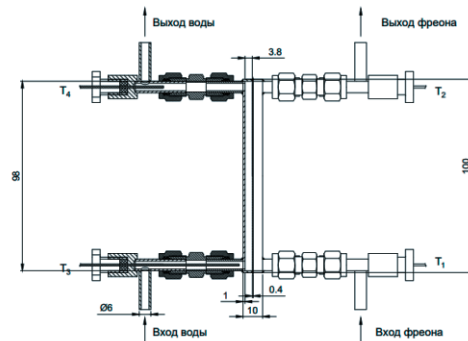


Рис. 2. Чертеж рабочего участка.

2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ УЧАСТКОВ С МОДИФИЦИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

На установке лазерной сварки выполнена обработка пластины из нержавеющей стали для получения двух поверхностей теплообмена (рис. 3): № 1 – при $I = 60$ А и $t = 10$ мс, № 2 – при $I = 110$ А, $t = 6$ мс и расфокусировке 1,5 мм. На стороне 1 на поверхности образовывались углубления («лунки»), на стороне 2 – выпуклости («горки»).

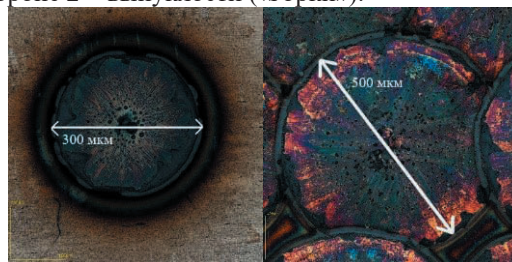


Рис. 3. Поверхности № 1 и № 2 в увеличенном масштабе (сторона 1).

На установке ПЛМ-2 произведена модификация пластины из нержавеющей стали с помощью плазменной обработки [5].

Также на лазерной установке был изготовлен

рабочий участок № 4, представляющий из себя пластину с поперечными ребрами толщиной 0,3 мм и шагом 3–4 мм и поверхность № 5, полученная путем механического воздействия на пластину под углом 45°, высота полученных ребер составила 0,2 мм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Была проведена серия экспериментов на изготовленных рабочих участках.

Исследования проводились при двух приведенных давлениях $p_r = 0,43$ и $p_r = 0,13$ с использованием двух фреонов R125 и RC318 соответственно, в диапазоне параметров потока $G = 30 - 150$ кг/м²с, $T_s = 30$ °С. Эксперименты проводились при температуре воды 60, 70 и 80 °С и двух расходах воды: 0,25 и 0,5 л/мин.

Тепловой поток определялся по расходу воды и температуре на входе и выходе рабочего участка, относительная погрешность теплового потока составила 3 %. По тепловому балансу были определены тепловые потери в окружающую среду, которые также не превышали 3 % для теплового потока 100 кВт/м².

На рисунках 4 и 5 показано сравнение тепловых потоков, полученных на поверхностях № 1, № 2 и № 3 при двух приведенных давлениях.

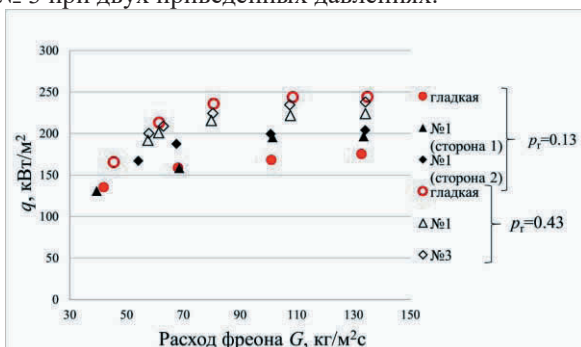


Рис. 4. Сравнение тепловых потоков на гладкой пластине и на поверхностях № 1 и № 3 при двух приведенных давлениях.

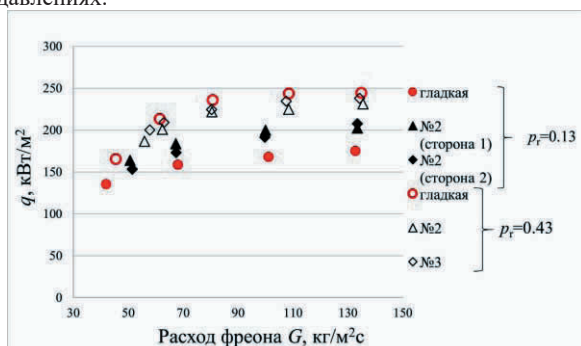


Рис. 5. Сравнение тепловых потоков на гладкой пластине и на поверхностях № 2 и № 3 при двух приведенных давлениях.

В результате сравнения значений тепловых потоков на изготовленных поверхностях сделан вывод о том, что при низком приведенном давлении $p_r = 0,13$ при максимально достигнутом тепловом потоке было обнаружено заметное влияние моди-

фикаций поверхностей на теплообмен. Тепловой поток увеличивался от 10 до 18 % при использовании модифицированных поверхностей № 1 и № 2.

Тепловой поток на поверхности № 1 изменялся в зависимости от положения пластины относительно воды и фреона. Когда к воде обращены углубления («лунки»), а к фреону – выпуклости («горки») тепловой поток увеличивался на 13 % по сравнению с обратным положением поверхности. На поверхности № 2 увеличение теплового потока составляет 5 – 7 %, объясняется это меньшими размерами шероховатости. Еще одним способом интенсификации теплообмена является повышение давления рабочей жидкости. При высоком приведенном давлении $p_r = 0,43$ коэффициент теплоотдачи со стороны нагреваемой жидкости (фреона) увеличивался, так что модификация поверхности уже не оказывала влияние на теплопередачу, которая становилась ограниченной со стороны греющей жидкости (воды).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено экспериментальное исследование по изучению интенсификации теплообмена при кипении жидкости в каналах. Предложены способы модификации поверхностей теплообменного оборудования в холодильной технике, микроэлектронике, тепловых насосах с помощью плазменного и лазерного воздействия.

Выполнен анализ полученных результатов и сделаны выводы об эффективности модификации поверхности. При максимально достигнутом тепловом потоке получена интенсификация теплообмена до 18 %, используя лазерное воздействие на поверхность теплообмена. Плотность теплового потока ограничена теплообменом со стороны греющей жидкости в условиях проводимых исследований.

В дальнейшем планируется провести исследования на новом рабочем участке № 4, и изготовить новые рабочие участки, структурированные со стороны греющей жидкости.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 19-19-00410.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дедов А.В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. 2019. № 12. С. 18 – 54.
2. Study of Nucleate Pool Boiling Heat Transfer Enhancement on Surfaces Modified by Beam Technologies / A.V. Dedov, I.A. Khaziev, D.A. Laharev, S.D. Fedorovich // Heat Transfer Engineering. 2022. No 43. P. 598 – 607.
3. Flow Boiling Heat Transfer Intensification Due to Inner Surface Modification in Circular Mini-Channel / A.V. Belyaev, A.V. Dedov, N. E. Sidelnikov, et al. // Water. 2022. No 14. P. 40 – 54.
4. Yuan X., Du Y., Su J. Approaches, and potentials for pool boiling enhancement with superhigh heat flux on responsive smart surfaces // A critical review, Renewable and Sustainable Energy Reviews. 2021. Vol. 156. P. 111 – 121.
5. Fedorovich S.D., Dedov A.V., Khaziev I.A. Creating heat exchange surfaces using laser, electronic, and plasma energy fluxes // High Temperature Material Processes. 2021. Vol. 25. P. 81 – 93.

РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ НА УДВОЕННОЙ ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ЧАСТОТЕ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

ВВЕДЕНИЕ

В линейном приближении теоретическое исследование процессов взаимодействия электромагнитных волн с плазмой на удвоенной верхнегибридной частоте проводилось в связи с проблемой электронного циклотронного нагрева плазмы в токамаках [1, 2]. Однако в случае мощного лазерного излучения влияние нелинейности может существенно изменять динамику таких резонансных взаимодействий во внешнем магнитном поле (см., например, обзор [3]). Величины таких полей должны иметь значения от нескольких МГс до нескольких десятков МГс. Они могут генерироваться самим излучением [4], а также создаваться внешними источниками. Такое исследование для лазерного излучения в области верхнегибридного резонанса было недавно проведено в работе [5] с использованием численного моделирования по методу частиц в ячейке. Было показано, что лазерная волна при прохождении через резонансную зону трансформируется в электростатическую моду, которая в дальнейшем передает свою энергию электронам плазмы. В данной работе рассматривается случай резонансного параметрического взаимодействия мощного лазерного импульса с плазмой в неоднородном магнитном поле на удвоенной верхнегибридной частоте. При этом возникает целый ряд новых нелинейных процессов, связанных с возбуждением мод Бернштейна. В таком подходе также значительно снижается требуемое значение резонансного магнитного поля.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассматривался лазерный импульс необыкновенной поляризации с полями, $\mathbf{E} = (E_x, 0, E_z)$, $\mathbf{V} = (0, V_y, 0)$, распространяющийся поперек внешнего неоднородного магнитного поля $\mathbf{B}_0 = (0, B_0(z), 0)$. Импульс двигался из вакуумной области вдоль оси z и падал на слой плазмы с постоянной плотностью. Предполагалось, что в центре слоя выполняется условие параметрического резонанса $\omega_0 = 2\omega_{uh}$, где ω_0 – частота импульса, $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2}$ – верхнегибридная частота, ω_p – плазменная частота, ω_c – электронная циклотронная частота.

Удобно ввести следующие безразмерные величины: $q_p = \omega_p / \omega_0$, $q_c = \omega_c / \omega_0$, $q_{uh} = \omega_{uh} / \omega_0$

$\varepsilon = eE_0 / (m_e \omega_0 c)$. $\beta = v_{Te} / c$. Здесь E_0 – амплитуда лазерной волны. Зависимость $B_0(z)$ считалась линейной. Безразмерная циклотронная частота в этом случае может быть представлена в виде

$$q_c(Z) = \alpha(Z - Z_p) / q_c(Z_p),$$

где Z – безразмерная координата в единицах k_0^{-1} ; k_0 – волновое число лазерной волны в вакууме; $\alpha = \Delta q_c / L$ – градиент магнитного поля; Z_p – координата левой границы плазмы; Δq_c – величина перепада циклотронной частоты в слое плазмы; L – безразмерная ширина слоя. Огибающая импульса в вакуумной области задавалась плавной функцией вида

$$f(Z) = \exp[2(Z - Z_0) / L_r]^8,$$

где Z_0 – координата центра импульса; L_r – его характерная ширина. В приведенных ниже результатах $L_r = 200$.

Численное моделирование, как и в работе [5], проводилось с помощью электромагнитного релятивистского PIC кода 1D3V. Ионы считались неподвижными, образующими нейтрализующий фон. Параметры плазмы и лазерного излучения выбирались близкими к соответствующим параметрам работы [5].

Численные эксперименты показали, что при значениях $q_c / q_p \approx 1$ при прохождении мощного лазерного импульса через слой плазмы возникает отраженная электромагнитная волна, аналогично случаю малых амплитуд в работе [2] (рис. 1).

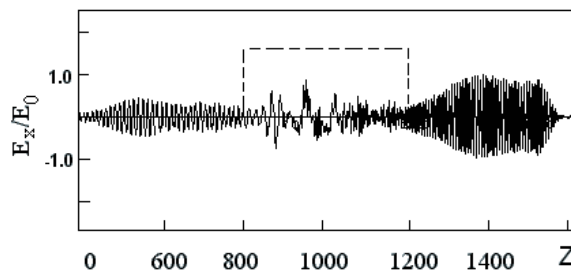


Рис. 1. Распределение поперечного поля после прохождения импульса через слой плазмы (отмечен пунктирной линией) $q_c = 0,4$; $q_p = 0,3$; $\varepsilon = 0,05$; $\beta = 0,07$.

Частота отраженной волны $\omega/\omega_0 \approx 0,5q_{uh}$ (рис. 2). Следовательно, она возникает в результате резонанса. В случае холодной плазмы ($\beta = 0$) эта волна исчезает, что указывает на ее связь с процессом трансформации лазерной волны в моду Бернштейна.

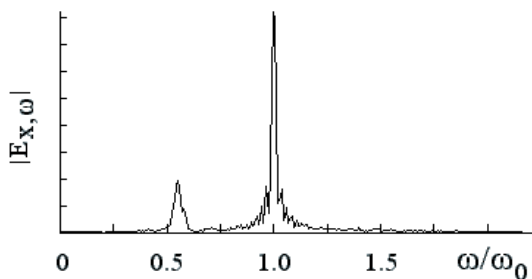


Рис. 2. Спектр поперечного поля в точке $Z_S = 700$. Остальные параметры те же, что на рис. 1.

Было исследовано влияние градиента магнитного поля на передачу энергии лазерного импульса электронам плазмы. Это влияние было весьма существенным лишь при выполнении условия $q_c/q_p \approx 1$, что согласуется с результатами работы [2] для малых амплитуд излучения (рис. 3).

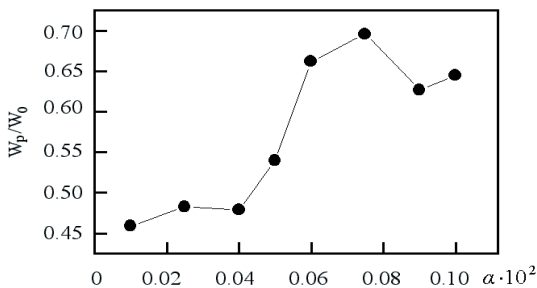


Рис. 3. Зависимость энергии электронов плазмы в единицах начальной энергии импульса W_0 от градиента магнитного поля при тех же параметрах.

В работе [2] исследовались подобные зависимости от параметра квазиклассичности $\alpha \sim L$. В нашем моделировании рассматривалась зависимость от градиента магнитного поля $\alpha \sim 1/L$. Поэтому эти графики близки в качественном отношении при соответствующей замене независимой переменной. Значения параметров ϵ , q_c и q_p в нашем моделировании аналогичны их значениям в работе [5]. В размерном виде они соответствуют CO_2 лазеру с $\lambda_0 = 10,6$ мкм для интенсивности излучения $I = 3 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Плазменная частота в невозмущенном слое плазмы в работе [5] полагалась равной $\omega_p = 8,9 \cdot 10^{13}$ рад/с. Из результата на рис. 3 следует, что в таких условиях максимальная доля энергии, передаваемая импульсом плазме на удво-

енной верхнегибридной частоте, может достигать 70 % для градиента магнитного поля $\alpha \approx 0,008$. Далее начинается снижение величины передаваемой энергии из-за сужения области резонансного взаимодействия. Этот результат так же, как и в работе [2], справедлив при условии $q_c/q_p \approx 1$. Численные эксперименты показали, что при $q_c/q_p \gg 1$ с ростом градиента α доля передаваемой энергии монотонно убывает.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был исследован процесс распространения необыкновенной лазерной волны в плазме в неоднородном магнитном поле в условиях параметрического резонанса на удвоенной верхнегибридной частоте. По сравнению с верхнегибридным резонансом [5] в таком процессе имеет место более эффективная передача энергии лазерного импульса электронам плазмы. При этом требуется гораздо меньшее значение резонансного магнитного поля. Для характерных параметров работы [5] оно имеет величину порядка 5 МГц. Такие магнитные поля вполне могут быть реализованы в экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с тонкими фольгами (см., например, [6]). Было показано, что в рассмотренном взаимодействии возникает отраженная электромагнитная волна на частоте, близкой к верхнегибридной. Она исчезает при стремлении начальной температуры плазмы к нулю. Это указывает на ее связь с возбуждаемыми электростатическими модами Бернштейна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тимофеев А.В. Циклотронные колебания равновесной плазмы // Вопросы теории плазмы. 1985. Вып. 14. С. 56 – 226.
2. Звонков А.В. Резонанс на второй гармонике электронной циклотронной частоты при поперечном распространении волны в неоднородном магнитном поле // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 547 – 552.
3. Туриков В.А. Резонансное взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой в сильном магнитном поле // Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 6. С. 520 – 533.
4. Генерация быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких лазерных импульсов с твердотельными мишенями / В.С. Беляев, В.П. Крайнов, В.С. Лилица, А.П. Матафонов // УФН. 2008. Т. 178. С. 823 – 847.
5. Mode conversion and laser energy absorption by plasma under an inhomogeneous external magnetic field / S. Maity, L. Goswami, A. Vashistha, et al. // Phys. Rev. E. 2022. Vol. 105. No 5. 055209.
6. Measurements of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser-plasma interactions / M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts, et al. // Phys. Plasmas. 2002. Vol. 9. P. 2244 – 2250.

С.Д. Федорович¹, В.П. Будаев^{1,2}, А.В. Карпов^{1,2}, Д.И. Кавыришин^{1,3}, К.В. Чан¹,
М.В. Лукашевский¹, М.К. Губкин¹, А.П. Слива¹, К.А. Rogozin¹, А.А. Коньков¹,
Д.А. Анисимов¹, М.С. Чилин¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

³Объединенный институт высоких температур РАН,
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

КОМБИНИРОВАННЫЕ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВОЛЬФРАМОВОЙ ОБЛИЦОВКИ ДИВЕРТОРА И ПЕРВОЙ СТЕНКИ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

ВВЕДЕНИЕ

Проблема испытания материалов облицовки дивертора и первой стенки термоядерного реактора стационарной плазменной нагрузкой и экстремальными импульсными тепловыми потоками, в том числе моделирующими ЭЛМы и срывы [1], является актуальной на пути создания гибридного термоядерного реактора ТИН. Для обеспечения надежности эксплуатации реактора следует разрабатывать системы охлаждения с многокомпонентными и многофазными теплоносителями, проводить испытания конструкционных материалов на обширных временных масштабах, начиная от наносекунд при температурах материалов до тысяч градусов с целью научного обоснования элементной базы для гибридных технологий термоядерного реактора. В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование влияния на вольфрам, рассматриваемый в качестве конструкционного материала гибридного термоядерного реактора, высоких температур и плазменно-пучковых нагрузок.

2. ИСПЫТАНИЯ ВОЛЬФРАМОВОЙ ОБЛИЦОВКИ ДИВЕРТОРА В ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ ПЛМ-М

Комбинированные плазменно-пучковые испытания материалов и макетов облицовки дивертора и первой стенки гибридного реактора проводились на плазменной установке ПЛМ-М (плазменный линейный мультикасп) кафедры общей физики и ядерного синтеза НИУ «МЭИ» и на электронно-лучевой установке АЭЛТК-344-12 кафедры технологии металлов НИУ «МЭИ».

Испытывались образцы и макеты из вольфрама марки ВМП, применяемого для облицовки дивертора токамака-реактора ИТЭР.

Длительность непрерывного удержания разряда при испытаниях образцов в ПЛМ-М при плотности мощности $0,5 - 1 \text{ МВт/м}^2$ достигала 9 часов. Суммарная длительность испытаний образцов в серии экспериментов составила от 50 часов (первый этап) до 100 часов (второй этап). В ПЛМ-М достигнута плотность мощности $4,5 \text{ МВт/м}^2$ на

образец при температуре электронов плазмы 3 эВ и концентрации электронов 10^{-19} м^{-3} .

При плазменном воздействии на вольфрамовой поверхности (изначально гладкой) формируются стохастические высокопористые наноструктуры типа «пух», равномерно заполняющие всю обращенную к плазме поверхность. Диаметр нановолокон $20 - 100 \text{ нм}$, толщина слоя около $1,5 \text{ мкм}$ (рис.1). Оптимальная температура формирования высокопористых наноструктур $600-800 \text{ }^\circ\text{C}$ при плотности мощности плазменного потока $0,5 - 1 \text{ МВт/м}^2$. Длительность плазменного облучения образцов, необходимая для формирования наноструктурного слоя типа «пух», от двух до четырех часов, при дальнейшем облучении толщина и структура слоев не изменяется.

Проведен анализ поверхности с наноструктурным слоем типа «пух» методами сканирующей электронной спектроскопии, энергодисперсионного рентгеновского анализа (ЭДРА) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), Анализ подтвердил, что сформированные наноструктурные слои состоят из вольфрама.

Наноструктурные слои типа «пух» имеют большую удельную площадь поверхности, обладающей высокими характеристиками адсорбции рабочего газа, что будет создавать проблемы с накоплением трития в таких слоях в будущем термоядерном реакторе. Такие слои изменяют эмиссионные свойства поверхности, что будет приводить к изменению взаимодействия плазма – стенка в будущем термоядерном реакторе.

3. ИСПЫТАНИЕ ВОЛЬФРАМОВОЙ ОБЛИЦОВКИ ДИВЕРТОРА МОЩНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

Вольфрамовые образцы и макеты после плазменного облучения в ПЛМ-М были испытаны в электронно-лучевой установке АЭЛТК-344-12 импульсными и термоциклическими нагрузками от 10 до 175 МВт/м^2 . Такие тепловые нагрузки могут возникать в том числе при ЭЛМах в токамаке. В результате проведенных испытаний подтверждено, что сформированные вольфрамовые слои типа «пух» устойчивы к длительным (суммарное время

воздействия пучка достигало 5 с) и циклическим нагрузкам (до 50 циклов) электронным пучком при плотности мощности, достигающей 50 МВт/м^2 .

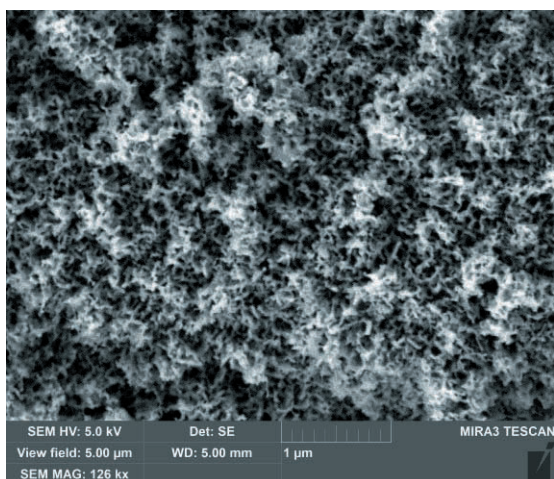


Рис. 1. Наноструктурный слой «пуха», сформированный в ПЛМ-М при плазменном облучении в течение 50 часов.

При $75 - 100 \text{ МВт/м}^2$ наблюдается частичное разрушение в области облучения электронным пучком (рис.2). При 150 МВт/м^2 слой с наноструктурным «пухом» полностью разрушается (плавится) (рис.3). Разрушение слоя пуха под воздействием интенсивных потоков электронов начинается в зонах с повышенной концентрацией примесей на поверхности. В таких зонах наноструктурные слои оплавляются, формируются трещины шириной 1 – 3 и длиной до 600 мкм. Были проведены испытания охлаждаемого макета вольфрамовой облицовки камеры термоядерного реактора на АЭЛТК-344-12. Экспериментальные испытания проводились при параметрах: ускоряющее напряжение 60 кВ, ток пучка 40 мА, давление воды на входе в форсунку 4 атм, давление воздуха 10 атм, расход воды 3,5 л/мин, расход воздуха 40 л/мин. В эксперименте использовалась система охлаждения испытуемого макета диспергированным газожидкостным потоком, которая эффективно обеспечивала охлаждение в режиме термоциклирования (нагрев 8 с, остывание 4 с) и режиме стационарной нагрузки длительностью до 20 с. Плотность мощности достигала 8 МВт/м^2 . Для измерения температуры испытуемого макета использовались термоэлектрические преобразователи (термопары) ХА (хромель-алюмель), и инфракрасный пирометр спектрального отношения с записью температур в одноцветном и двухцветном режимах.

По результатам испытаний были разработаны рекомендации по применению инновационной системы теплосъема высоконагруженных элементов конструкций термоядерного реактора диспергированным газожидкостным потоком.

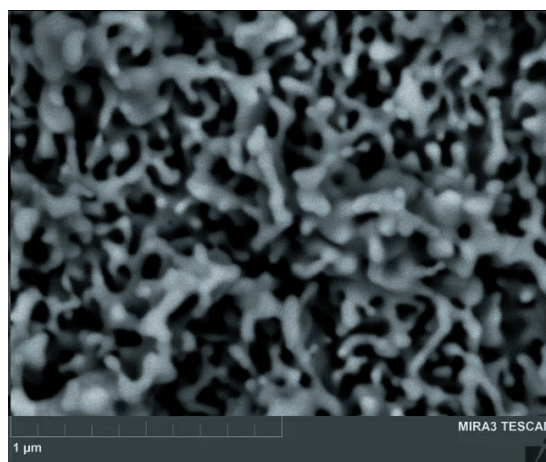


Рис. 2. Наноструктурный слой «пуха» после облучения электронным пучком в АЭЛТК-344-12 нагрузкой 100 МВт/м^2 .

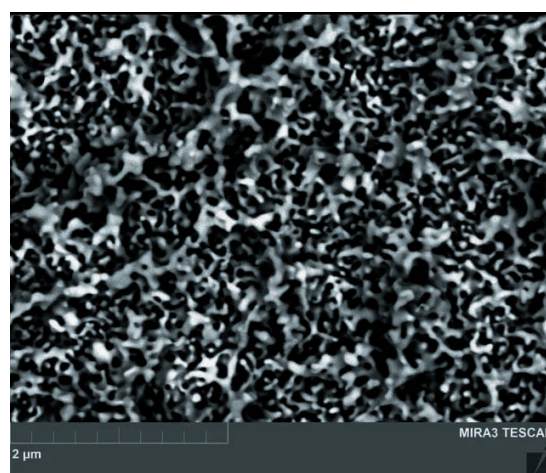


Рис. 3. Наноструктурный слой «пуха» после облучения электронным пучком в АЭЛТК-344-12 нагрузкой 150 МВт/м^2 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены комбинированные испытания вольфрамовых материалов и макетов теплозащитной облицовки дивертора стационарными плазменными нагрузками в плазменной установке ПЛМ-М и мощными нагрузками в установке с электронным пучком. При испытаниях плотность мощности плазменной нагрузки достигала 1 МВт/м^2 при длительности 100 часов. Впервые нанопористый слой типа «пух» подвергался испытанию мощными потоками ускоренных электронов с плотностями мощности до 175 МВт/м^2 . Подтверждена устойчивость пористых наноструктурированных вольфрамовых слоев к воздействию мощных электронных пучков и интенсивным тепловым нагрузкам.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-79-10281.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будаев В.П. и др. // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. 40 (3). 35.

С.Д. Федорович¹, В.П. Будаев^{1,2}, М.С. Чилин¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ

ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных проблем УТС является так называемая проблема «первой стенки». Большой интерес представляет модификация поверхности облицовочных материалов, в частности вольфрама, титана, железа, графита и других тугоплавких материалов, после плазменных нагрузок стационарного разряда, ЭЛМов, срывов. После нагрузок такого типа поверхность модифицируется, образуются структуры микро- и наномасштаба с развитым рельефом. Развитый рельеф модифицированной поверхности часто обладает более высокой по сравнению с чистыми и гладкими поверхностями способностью эмитировать электроны, в том числе и при напряженности электрического поля, на несколько порядков меньшей, чем необходимо для классической полевой (автоэлектронной) эмиссии. А в полях с высокой напряженностью электрического поля возможен переход автоэлектронного тока эмиссии в ток взрывной электронной эмиссии, механизм которой является важнейшим при инициализации дуговых процессов на поверхности материалов в плазменном разряде.

2. ПОЛУЧАЕМЫЕ СТРУКТУРЫ НА ВОЛЬФРАМЕ, ЖЕЛЕЗЕ И ТИТАНЕ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ ПЛМ

В НИУ «МЭИ» на установке ПЛМ (рис. 1) [1] получены образцы из вольфрама, графита, железа и титана с различными наноструктурными поверхностями.



Рис. 1. Плазменная установка ПЛМ.

На поверхности вольфрама в зависимости от условий плазменного облучения формируются наноструктурные слои с «пухом» различной степенью пористости (рис. 2). На стали образуются структуры напоминающие конусы (рис. 3), на титане стохастическая наноструктурированная поверхность и структуры микрометрового размера (рис. 4).

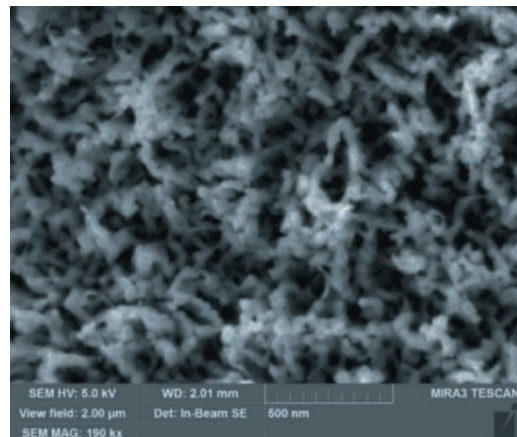


Рис. 2. Вольфрамовый «пух» полученный на установке ПЛМ.

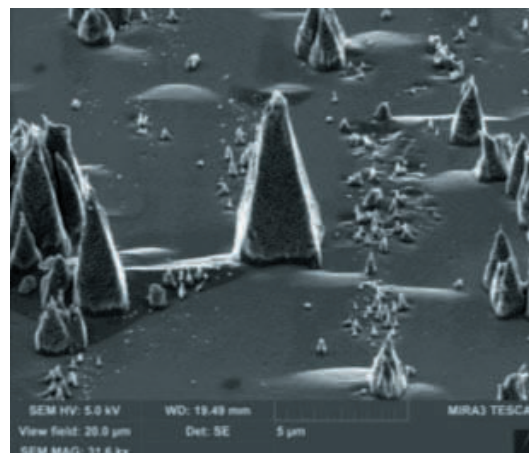


Рис. 3. Конусы на поверхности образца железа после облучения в гелиевой плазме ПЛМ.

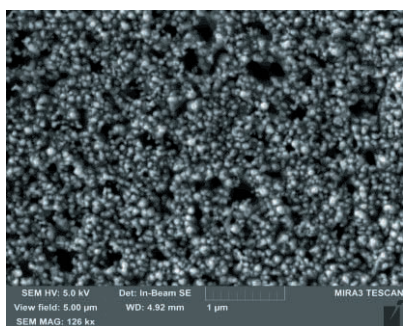


Рис. 4. Микроструктуры на образце из титана.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования эмиссионных свойств материалов разработан экспериментальный узел (рис. 5). Эксперименты были проведены с использованием исследуемых образцов из вольфрамовой и железной фольги, а также титановой «таблетки» после плазменной обработки в установке ПЛМ. Ширина межэлектродного зазора составляла 0,3 мм. Отрицательный потенциал в интервале 0 – 10 кВ подавался на образец. Вакуумная камера, в которой производились измерения, откачивалась до давления остаточных газов $6 \cdot 10^{-6}$ Торр.

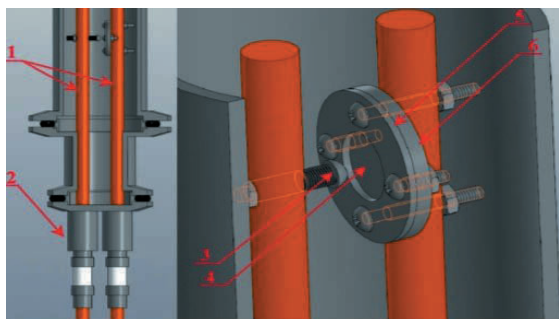


Рис. 5. 3D – модель экспериментального узла: 1 – медные стержни; 2 – двухпиновый вакуумный токоввод на фланце типа KF; 3 – анод со сферическим наконечником; 4 – место крепления исследуемого образца; 5 – фиксирующее кольцо; 6 – подложка в виде диска.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В результате эксперимента получили серию ВАХ с поверхности вольфрама со структурой типа «пух» (рис. 6), с поверхности титанового образца и образца из нержавеющей стали тока эмиссии обнаружено не было. По ВАХ с вольфрамового образца был рассчитан коэффициент усиления электрического поля $\beta = 307$. С учетом этого значения были оценены плотность тока в зависимости от напряженности электрического поля и площадь эмиссии. Площадь эмиссии составила 10 nm^2 .

Проведены эксперименты по исследованию влияния дугового пробоя на эмиссионные свойства поверхности типа «пух», который мог быть следствием начала взрывной электронной эмиссии (рис. 7), и роли термоэмиссии в общем эмиссионном токе.

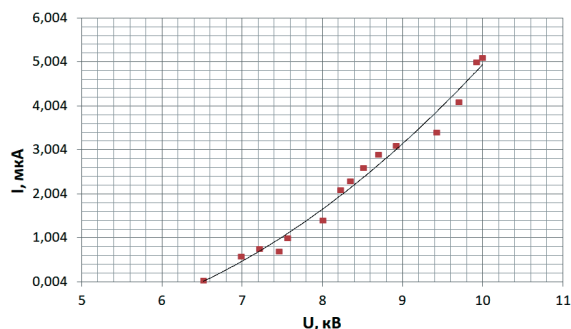


Рис. 6. ВАХ вольфрамового образца с «пухом».

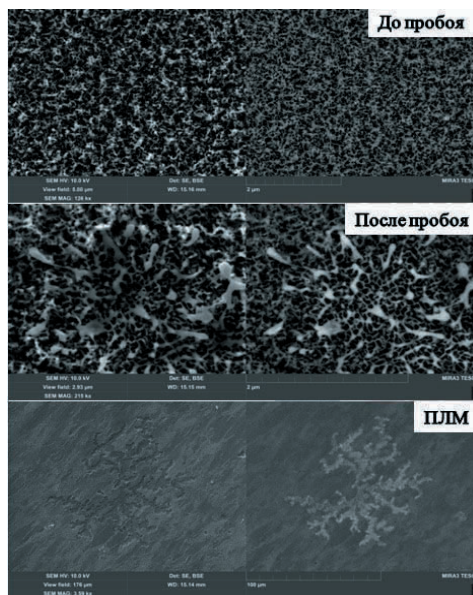


Рис. 7. СЭМ-фотография вольфрамового «пуха» до и после воздействия дуги.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведена серия экспериментов по исследованию эмиссионных свойств различных тугоплавких материалов. Измеренный ток электронной эмиссии с вольфрамового «пуха» способен вызвать взрывную электронную эмиссию, что может приводить к эрозии поверхности и ее локального перегрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 21-79-10281 и Министерства науки и высшего образования РФ (FSWF-2023-0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Будаев В.П. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. 9. 283 – 294.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ НА БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ

ВВЕДЕНИЕ

Исследование процессов тепломассообмена в двухфазной системе с фазовым переходом (кипение, конденсация, испарение) на модифицированных поверхностях остается одной из наиболее востребованных задач уже более 10 лет [1]. Идет своеобразная «гонка» за достижение рекордных значений коэффициентов теплопередачи (КТО) и критических тепловых потоков (КТП). Использование технических приемов обработки поверхности позволяет повысить КТО и КТП в 4–5 раз по сравнению с немодифицированными поверхностями. К сожалению, на сегодняшний день имеется небольшое количество работ, относящихся к экспериментам с использованием других рабочих жидкостей, кроме воды, и для других диапазонов давлений, отличных от атмосферного. В настоящей работе представлены результаты экспериментов по исследованию теплообмена при кипении насыщенной диэлектрической жидкости метоксинонафторбутан (Novex 7100) в большом объеме на биметаллических поверхностях. Исследования выполнены для биметаллических образцов, а также для образцов из меди и нержавеющей стали 08X18H10T в диапазоне давлений (1–4) атм.

2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ

В работе были использованы следующие образцы полученные на кафедре ОФИАС НИУ «МЭИ»: гладкие образцы из нержавеющей стали 08X18H10T и меди; 3 биметаллических медных образца с различным количеством вставок из нержавеющей стали.

В медном образце делались прорези 1x1 мм, в которые заваривалась нержавеющая сталь с использованием установки лазерной сварки. Всего было сделано 6 (образец № 1), 7 (образец № 2) и 10 (образец № 3) прорезей для каждого образца соответственно. В результате была получена поверхность с границами раздела материалов различной теплопроводности. Шаг между вставками из нержавеющей стали варьировался в диапазоне от 2 до 4 мм. Толщина образцов 2,8 мм; диаметр образцов $d_{обр} = 3$ см. После этого поверхность была обработана наждачной бумагой, в результате чего ее можно считать технически гладкой. Измеренные показатели неровности (мкм): $R_a = 2,5$; $R_c = 2,5$ (R_a - среднее арифметическое отклонение профиля и R_c - средняя высота элементов профиля).

Фотографии образцов с 7 и 10 вставками представлены на рис. 1.

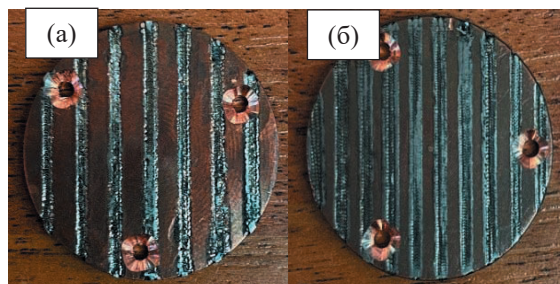


Рис. 1. Фотографии образцов: а – образец с 7 вставками; б – образец с 10 вставками.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результатом экспериментов являются кривые кипения Novex 7100 в состоянии насыщения, полученные на всех образцах при давлениях жидкости 1, 2, 3 и 4 атм. Кривые кипения получались прямым ходом, опыты повторялись несколько раз для проверки воспроизводимости результатов. Для сравнения на графики наносилась кривая кипения Ягова:

$$q = 3,43 \cdot 10^{-4} \frac{\lambda^2 \Delta T_{нас}^3}{\nu \sigma T_{нас}} (1 + \sqrt{1 + 800B} + 400B), \quad (1)$$

где $B = \frac{r}{\sigma} \left(\frac{\nu \rho_n}{\lambda T_{нас}} \right)^{0,5}$ – безразмерный теплофизический комплекс, отражающий влияние давления на тепловой поток. На рисунке 2 представлена кривая кипения гладкого медного образца и ее сравнение с расчетом по формуле (1).

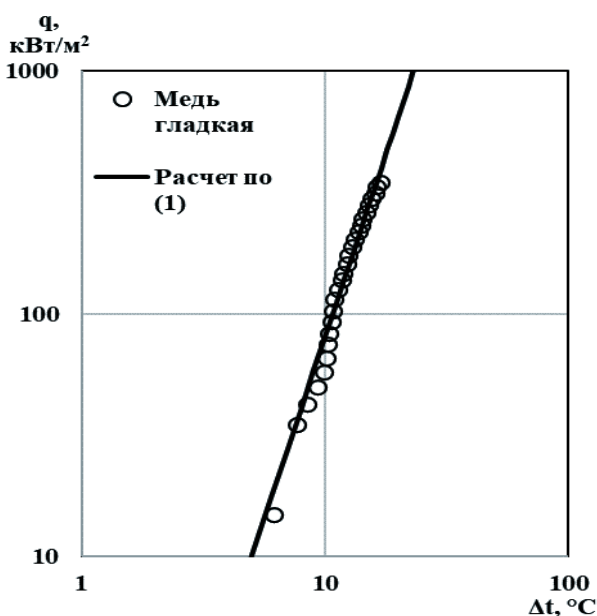


Рис. 2. Кривые кипения на гладком медном образце при давлении 4 атм.

На рисунке 3 представлены кривые кипения для экспериментальных значений. Кривые кипения заканчиваются значениями $q_{кр}$, полученными в результате осреднения нескольких экспериментальных значений. Видно, что для модифицированной поверхности наблюдается хорошее соответствие экспериментальных данных рассчитанным по формуле (3), и с ростом давления уменьшается перегрев поверхности.

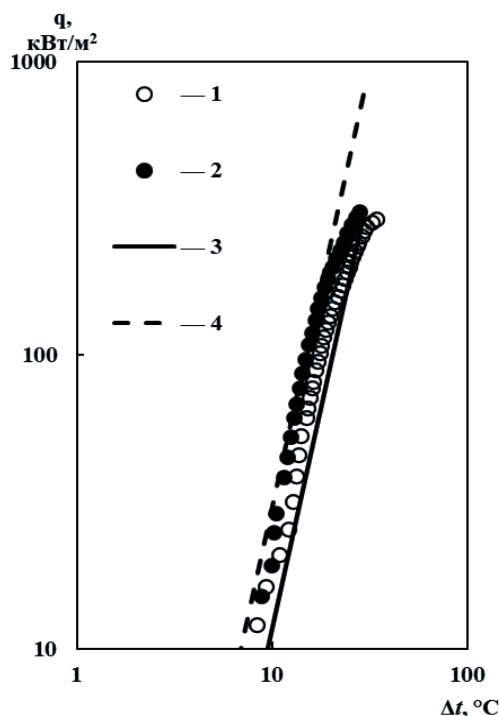


Рис. 3. Экспериментальные 1, 2 и расчетные по формуле (3) 3, 4 зависимости теплового потока от температуры при кипении на поверхности биметаллического образца № 1 для давлений 1 и 2 атм соответственно.

На рисунке 4 представлен график КТП всех образцов.

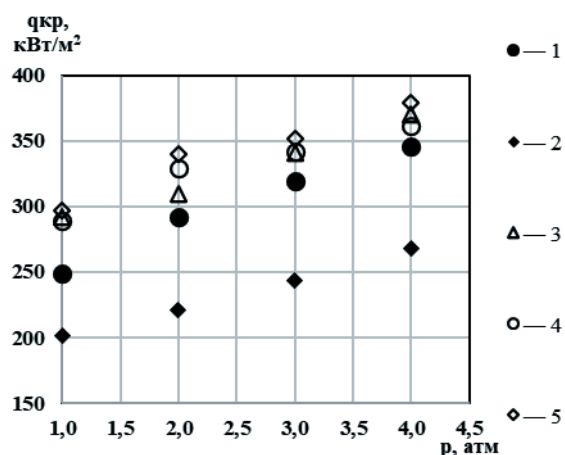


Рис. 4. Зависимость критического теплового потока $q_{кр}$ от давления p для всех образцов: 1 – медь без модификации; 2 – нержавеющая сталь без модификации; 3 – образец № 1; 4 – образец № 2; 5 – образец № 3.

В результате сравнения КТП полученных на биметаллических поверхностях с экспериментальными данными на поверхностях без модификации, было выявлено повышение значений КТП. Можно сделать вывод, что использование биметаллических поверхностей повышает КТП, наибольшая интенсификация наблюдается на образце № 3. Увеличение КТП составило в среднем 47 % по сравнению с поверхностью из нержавеющей стали. Сравнение с медной поверхностью дало максимальное увеличение на 19 % при давлении в 1 атм. В среднем увеличение КТП составило 14 % во всем диапазоне давлений.

Образцы № 1 и № 2 показывают почти идентичный уровень повышения КТП. Сравнение с медной поверхностью без модификации дало максимальное увеличение на 17 % при давлении в 1 атм и среднее увеличение КТП на 10 % во всем диапазоне давлений. Увеличение относительно поверхности из нержавеющей стали составило в среднем 47 %. Характерной особенностью сравнения КТП, полученных при разных давлениях, является уменьшающаяся интенсификация с ростом давления. Так, для образца № 3, относительно поверхности из меди интенсификация уменьшается от 19 до 10 % при давлениях 1 и 4 атм соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты экспериментальных исследований теплообмена при кипении насыщенной диэлектрической жидкости Novex 7100 на биметаллических образцах, а также для образцов из меди и нержавеющей стали в диапазоне давлений 1 – 4 атм. Основным результатом являются значения КТП, полученные для всех образцов.

Наибольшее влияние модификации поверхности на значения КТП выявлено при давлении 1 атм для образца № 3 с 10 вставками из нержавеющей стали, расположенными с наименьшим шагом в сравнении с другими образцами. Увеличение КТП составило 19 % по сравнению с немодифицированной медной поверхностью. Увеличение КТП относительно немодифицированной нержавеющей поверхности для биметаллических образцов в среднем составило 47 %.

Выявлено влияние шага расположения вставок и давления на относительное увеличение КТП.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 19-19-00410.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дедов А.В. Обзор современных методов интенсификации теплообмена при пузырьковом кипении // Теплоэнергетика. 2019. № 12. С. 18 – 54.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ГРАФИТА И КАРБИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ДО 4500 К

ВВЕДЕНИЕ

Углеродные материалы, а также сверхуглоплавкие карбиды металлов IVb подгруппы обладают сочетанием физических характеристик, позволяющих рассматривать их в качестве перспективных для применения в материалах ядерной техники. Однако особенности высокотемпературного поведения этих материалов, в частности, их испарение в окрестности точки плавления, изучены сравнительно слабо.

В ряде экспериментальных работ [2], в которых использовался стационарный нагрев, получены данные о сублимации углерода и карбидов ZrC_x и HfC_x в области температур, лежащих ниже точки плавления. Связано это с ограничениями, накладываемыми использованием традиционных методов Ленгмюра или Кнудсена для анализа состава пара. В то же время к настоящему моменту представлен ряд методик, использующих комбинацию динамических методов нагрева и масс-спектрометрии и позволяющих анализировать состав пара при гораздо более высоких температурах [3 – 5]. Среди прочих подходов использование нагрева лазерными импульсами миллисекундной длительности [4, 5] выделяется рядом преимуществ. Во-первых, достаточно медленный нагрев позволяет реализовать прямое измерение температуры методом яркостной пирометрии. С другой стороны, в сочетании с быстрой времяпролетной масс-спектрометрией это позволяет получить температурные зависимости относительных парциальных давлений в каждом отдельном эксперименте. Наконец, использование умеренных плотностей мощности (до 10^6 Вт/см²) позволяет избежать нежелательной ионизации в лазерном пучке.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В настоящей работе метод лазерного нагрева миллисекундными импульсами в комбинации с времяпролетной масс-спектрометрией был использован для исследования испарения карбидов циркония и пирографита. Получены первые результаты по испарению этих веществ до температуры 4500 К. Проанализировано изменение полного молекулярного состава паров этих веществ при изменении температуры.

При исследовании сублимации пирографита показано, что во всем исследуемом температурном диапазоне не наблюдается особенностей в температурных зависимостях парциальных давлений основных компонентов пара (рис. 1), что

позволяет сделать вывод, что плавление углерода происходит при температуре свыше 4500 К.

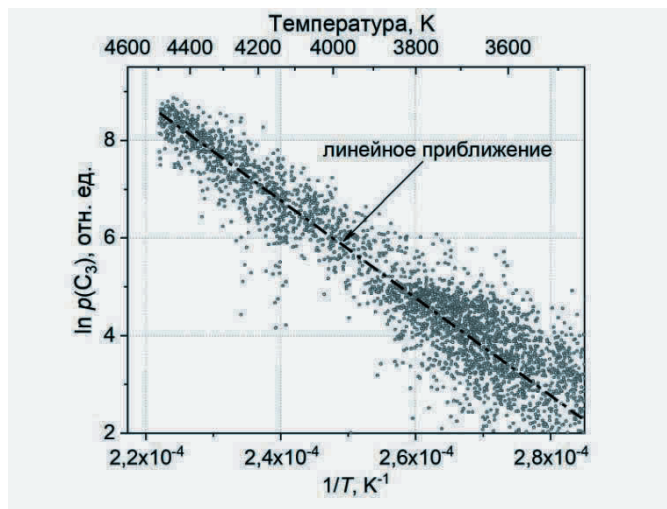


Рис. 1. Парциальное давление молекулы C_3 в паре над пирографитом.

Также впервые представлены результаты сравнительного анализа испарения обеих плоскостей пирографита при температурах свыше 3000 К. Показано, что коэффициенты испарения компонентов пара C_1 – C_3 , определенные в работе [6] при температуре 2500 К, сохраняют свои значения в широком диапазоне температур до 4350 К.

Молекулярный состав пара карбида циркония имеет сложный характер: помимо непосредственно атомов углерода и циркония, в тем также представлены молекулы ZrC_2 , C_2 и C_3 (рис. 2).

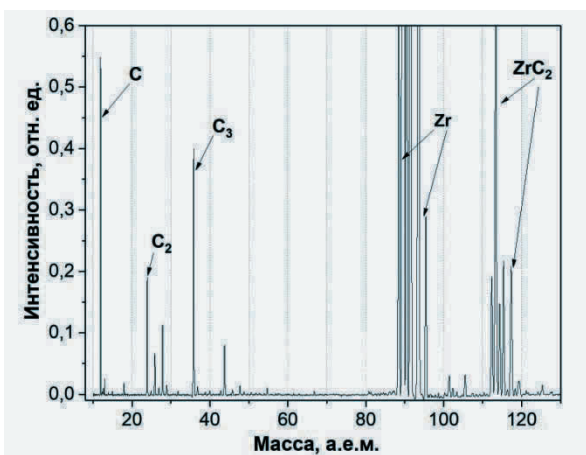


Рис. 2. Масс-спектр паров карбида циркония.

Появление молекул C_2 и C_3 , нельзя объяснить возможной примесью чистого углерода в карбиде, поскольку измеренное соотношение давлений

$p(C_2)/p(C_3)$ сильно отличается при испарении графита и карбида циркония.

В ходе исследования испарения образцов карбида с различным стехиометрическим составом было обнаружено, что соотношение углерода и циркония стремится к постоянному значению при температурах свыше 4000 К независимо от исходного стехиометрического состава. При этом для всех исследованных составов показано, что соотношение основных компонентов пара не меняется заметно в последовательных циклах нагрева-охлаждения. Этот факт позволяет сделать вывод, что значительного изменения состава приповерхностного слоя в результате лазерного нагрева не происходит.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе впервые исследовано лазерно-индуцированное испарение пиролитического графита и карбида циркония до температуры 4500 К, в области возможной эксплуатации этих веществ. Проанализированы особенности изменения полного молекулярного состава указанных веществ с изменением температуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Sheindlin M.A., et al.** // Adv. Appl. Ceram. 2018. Vol. 117 p. 48-55.
2. **Storms E.** Refractory Carbides. N.-Y.: Academic Press. 1967.
3. **Tyagi A., Banerjee S.** Materials Under Extreme Conditions Elsevier. 2017. P. 533.
4. **Urania** vapor composition at very high temperatures / R. Pflieger et al., // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 109. P. 03350.
5. **Масс-спектрометрический** анализ лазерно-индуцированного испарения карбида тантала до 4900 К / А. М. Фролов и др. // Вестник ОИВТ РАН. 2018. Том. 1. С. 43 – 46.
6. **Burn R., Jason A., Inghram M.** Evaporation coefficient of graphite // J. Chem. Phys. 1964. Vol. 40. P. 1161.

дейтерия поддерживалось внутри трубки, т.е. происходило проникновение дейтерия изнутри трубки наружу.

Были измерены потоки дейтерия, проникающие сквозь мембрану из стали ЧС-68, в диапазоне давлений над входной поверхностью $10^2 - 5 \cdot 10^4$ Па при температурах 573 – 773 К.

На рисунке 5 представлены значения стационарного потока, проникающего через исследованную мембрану из стали ЧС-68, от давления над входной (внутренней) поверхностью мембраны при нескольких температурах. С ростом как температуры, так и давления проникающий поток увеличивается. В диапазоне $10^2 - 5 \cdot 10^4$ Па зависимости аппроксимируются корневой зависимостью $J \propto P^a$, где $a = 0,46 - 0,54$, что соответствует DLR-режиму проницаемости, в котором процессы на поверхности происходят значительно быстрее, чем диффузия водорода через мембрану, в этом режиме зависимость проникающего потока от давления корневая: $J \sim P^{0,5}$.

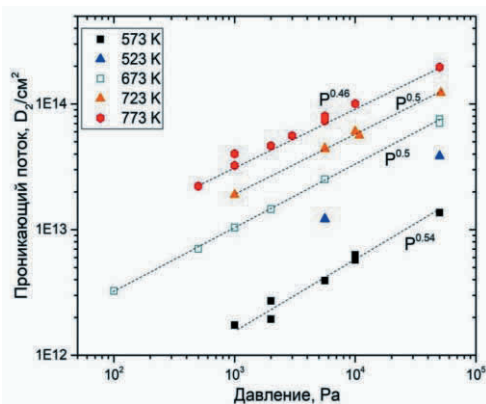


Рис. 5. Зависимости потока, проникающего через исследованную мембрану из стали ЧС-68, от давления над входной (внутренней) поверхностью мембраны при различных температурах.

Получены выражения коэффициента проницаемости, который был определен как $P = 5 \cdot 10^{-8} e^{-56000/(RT)}$ моль/(с · м · Па^{0,5}), коэффициента диффузии для стали ЧС-68 $D = 8 \cdot 10^{-7} e^{-54000/(RT)}$ м²/с (рис. 6 и 7).

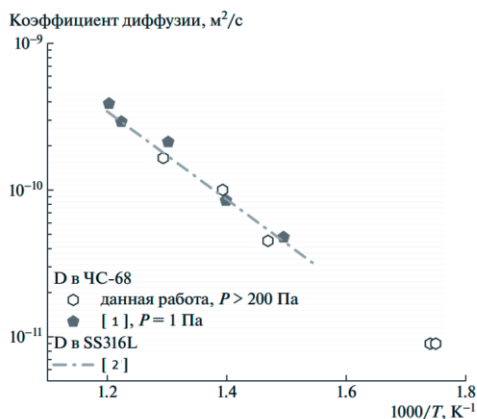


Рис. 6. Коэффициенты диффузии дейтерия в стали ЧС-68. Результаты данной работы в сравнении с литературными данными.

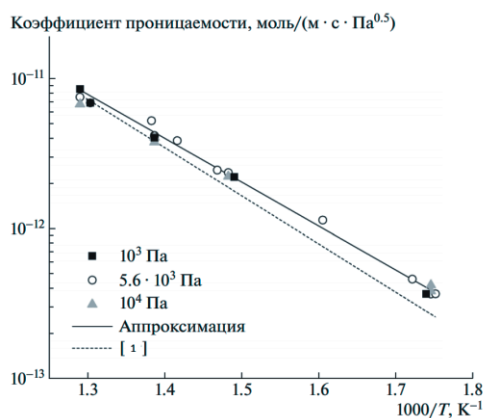


Рис. 7. Коэффициент проницаемости стали ЧС-68 как функция обратной температуры.

4. ПЛАН МОДЕРНИЗАЦИИ

Для исследования проницаемости плоских мембран проводится модернизация ГДП-стенда. Установка будет иметь вторую линию с мишенным узлом, нагрев которого проводится в высокотемпературной печи. Усовершенствуется система газонапуска, а также на линии появится дополнительная система очистки газа в виде азотных ловушек. Разрабатывается система подпорок для установки.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные в данной работе результаты для стали ЧС-68 согласуются с [1 и 2], что подтверждает корректность работы установки и постановку эксперимента. В работе [1] образец облучали плазмой с внешней стороны.

Осуществляется модернизация стенда, в результате которой можно будет исследовать проницаемость плоских мембран.

Работа выполнена в рамках госконтракта НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Установка** для исследования проницаемости материалов при плазменном облучении / А. В. Голубева, Д. И. Черкез, А. В. Спицын, С. В. Янченков // Приборы и техника эксперимента, Общая экспериментальная техника. 2017. № 6. С. 67 – 77.
2. **Current Applied Physics** / S.K. Lee, S.-H. Yun, Han Gyu Joo, S.J. Noh // Current Applied Physics. 2014. Vol. 14. Is. 10. P. 1385.

К.В. Чан¹, В.П. Будаев^{1,2}, С.Д. Федорович¹, Д.И. Кавыришин^{1,3}, А.В. Карпов^{1,2},
М.В. Лукашевский¹, М.К. Губкин¹, А.П. Слива¹, К.А. Rogozin¹, А.А. Коньков¹,
Д.А. Анисимов¹, М.С. Чилин¹, С.В. Белоусов¹

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

²Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123098, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

³Объединенный институт высоких температур РАН,
111116, Москва, Красноказарменная, 17А

ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ЛИТИЕВАЯ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТАЯ СИСТЕМА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКИ И ИМПУЛЬСНЫХ БОЛЬШИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ

ВВЕДЕНИЕ

Проблема взаимодействия стационарной плазменной нагрузки и импульсных больших тепловых потоков с материальной стенкой остается актуальной на пути создания термоядерного реактора. В последнее время наряду с другими материалами (бериллий, вольфрам, графит) наблюдается повышенный интерес к использованию лития в качестве материала, обращенного к плазме в термоядерном реакторе благодаря его устойчивости к деградации свойств в условиях токамака и способности к самовосстановлению поверхности в условиях нормального разряда термоядерного реактора при ЭЛМах и срывах [1].

В данной работе представлены результаты испытаний опытного макета охлаждаемой литиевой жидкометаллической капиллярно-пористой системы (КПС) [2] стационарной плазменной нагрузкой и импульсными большими тепловыми потоками. Транспортировка макета литиевой КПС выполнялась в специальном вакуумном контейнере от места загрузки до установки в камере ПЛМ для предотвращения контакта лития с воздухом. Время контакта лития с атмосферой было минимальным, лишь несколько минут в моменты установки в разрядной камере.

2. ИСПЫТАНИЯ ОПЫТНОГО МАКЕТА ОХЛАЖДАЕМОЙ ЛИТИЕВОЙ КПС ИМПУЛЬСНЫМИ БОЛЬШИМИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ПОТОКАМИ В СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕ

Испытания опытного макета охлаждаемой литиевой КПС проводились в установке ПЛМ (плазменный линейный мультикас) [3]. Установка ПЛМ (рис. 1.) представляет собой линейную магнитную ловушку с мультикасповой схемой магнитного удержания плазмы, которая получена при ионизации газа ударами электронов, эмиттируемых накальным катодом. Максимальный ток разряда – 30 А. Моделирование воздействия импульсного тепловых потоков с поверхностью жидкого лития в условиях стационарного плазменного разряда проводилось с помощью мощного лазерного импульса. Гелиевая плазма в установке ПЛМ формируется в

виде плазменного столба диаметром $d \sim 35$ мм, который может обеспечивать стационарную удельную энергетическую нагрузку до 5 МВт/м^2 в течение несколько часов. При этом источник импульсного лазерного излучения позволяет направлять на поверхность макета тепловой поток с плотностью мощности до 21 ТВт/м^2 в течение 10 нс. Частота импульсов 1 Гц.

В экспериментах были установлены следующие параметры: ток разряда 1 – 6 А, подаваемый потенциал на опытный макет: +15 В, длительность действия плазменного пучка до 2,5 часа. Охлаждение проводили дисперсным водо-воздушным потоком. Давление воды на входе в форсунку 3,6 атм, давление воздуха 8 атм, расход воды 1 л/мин, расход воздуха 45 л/мин. Более 200 импульсов лазерного пучка было направлено к поверхности опытного макета.

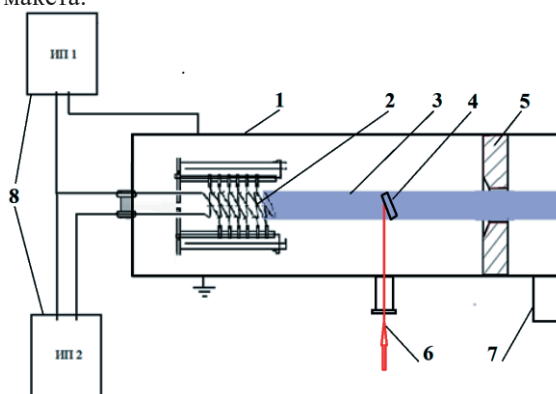


Рис. 1. Схема плазменной установки ПЛМ: 1 – вакуумная камера; 2 – катод; 3 – плазменный пучок; 4 – испытуемый макет литиевой КПС; 5 – анод; 6 – лазерный пучок; 7 – система откачки; 8 – источники питания.

Контроль параметров плазмы и процесса испарения лития с поверхности литиевой КПС осуществлялся спектрометром. Температура поверхности опытного макета контролировалась с помощью пирометра-тепловизора. Во время экспериментов не допускался перегрев поверхности лития выше $500 \text{ }^\circ\text{C}$. При работе системы охлаждения максимальная плотность мощности стационарной плазменной нагрузки на поверхность литиевой КПС достигла 2 МВт/м^2 . Температура корпуса макета не превышала $50 \text{ }^\circ\text{C}$.

Во время плазменного разряда облучение поверхности литиевой КПС лазерным пучком с плотностью мощности до 21 ТВт/м^2 привело к стремительному росту концентрации лития в плазме, что зарегистрировано спектрометром всплесками интенсивности линий лития на спектрах. Рост потери лития с поверхности КПС отмечен сразу после лазерного импульса. Длительность данного интенсивного роста достигается до 0,5 с. Наблюдалось, что в течение 2 с после облучения лазером деформированная зона восстанавливалась до исходного гладкого состояния. На рис. 2 представлен временной интервал с 2,5 до 2,8 с эксперимента, спектры регистрировались каждые 0,05 с. Видно, что максимум интенсивности литиевой линии соответствует моменту 2,60 с, а гелиевой – 2,65 с. Не обнаружен отраженный лазерный импульс, что говорит о полном поглощении лазерного излучения поверхностью КПС. После экспериментов не было установлено повреждений сетки КПС.

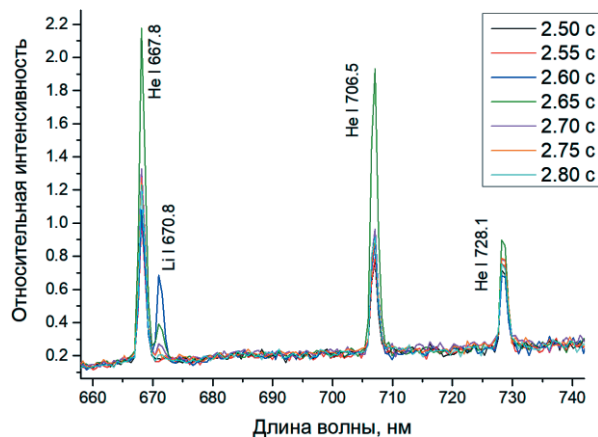


Рис. 2. Спектры излучения, регистрируемые каждые 0,05 с, содержащие спектральную линию атома лития и линии атома гелия. Временной интервал 2,50 – 2,55 с соответствует приходу на образец очередного лазерного импульса.

3. ИСПЫТАНИЕ ОПЫТНОГО МАКЕТА ОХЛАЖДАЕМОЙ ЛИТИЕВОЙ КПС СТАЦИОНАРНЫМ БОЛЬШИМ ТЕПЛОВЫМ ПОТОКОМ

Испытание выполнялось на электронно-лучевой установке АЭЛТК-344-12 (рис.3). Максимальная мощность пучка 40 кВт. Ток электронного пучка до 0,7 А. Охлаждение проводили дисперсным водо-воздушным потоком. Экспериментальные испытания проводились при следующих режимных параметрах: ускоряющее напряжение $U_{\text{уск}} = 60 \text{ кВ}$, ток пучка $I = 57 \text{ мА}$, давление воды на входе в форсунку 3 атм, давление воздуха 4 атм, расход воды 2 л/мин, расход воздуха $10 \pm 20 \text{ л/мин}$.

Для измерения температуры испытуемого макета использовались термоэлектрические преобразователи (термопары) ХА (хромель-алюмель) и инфракрасный пирометр спектрального отношения с записью температур в одноцветном и двухцветном режимах. Плотность теплового потока на поверхности макета литиевой жидкометаллической КПС

составила $\sim 12 \text{ МВт/м}^2$. Время испытания 30 мин. Температура поверхности литиевой жидкометаллической КПС находилась в диапазоне от 1000 до 1200 °С. При этом максимальная температура корпуса макета не превышала 150 °С, что свидетельствует об эффективности системы охлаждения двухкомпонентным водо-воздушным потоком. После испытания было обнаружено оголение матрицы КПС от лития в зоне облучения электронным пучком. Это связано с тем, что скорость испарения лития при квазистационарных тепловых нагрузках с поверхности превышает скорость притока лития к нагретой поверхности.

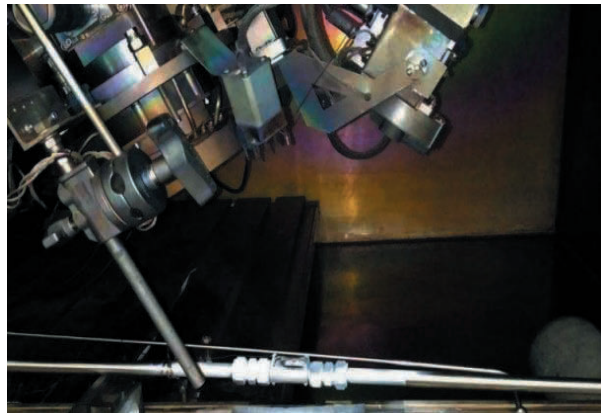


Рис. 3. Литиевая КПС в вакуумной камере электронно-лучевой установки АЭЛТК-344-12.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Были испытаны макеты охлаждаемой жидкометаллической литиевой КПС импульсным большим энергетическим потоком в стационарной плазме. Плотность мощности импульсного теплового потока 21 ТВт/м^2 длительностью 10 нс. Плотность мощности стационарного плазменного потока 2 МВт/м^2 . Было проведено испытание опытного макета охлаждаемой литиевой КПС стационарным большим тепловым потоком. Плотность теплового потока $\sim 12 \text{ МВт/м}^2$. Длительность воздействия 30 минут. На всех экспериментах система охлаждения двухкомпонентным водо-воздушным потоком имела высокую эффективность. Однако для оптимальных условий работы макета на основе литиевой жидкометаллической КПС необходимо с высокой точностью контролировать температуру КПС на всей ее глубине и не допускать переохлаждения внутренних слоев. Следует обеспечить высокую скорость притока лития к нагретой поверхности КПС.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-79-10281.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mirnov S.V.** // J. Nucl. Mater. 2009. 390 (1). 876-885.
2. **Lyublinski I.E., et al.** // Nuclear Fusion. 2007. 57(6) 066006.
3. **Будаев В.П. и др.** // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2017. 40 (3). 35.

УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ ЛВГПМ НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых задач при проектировании и создании термоядерных реакторов (ТЯР) является выбор материалов для защиты вакуумной камеры от воздействия плазмы. В качестве обращенных к плазме материалов (ОПМ) для установки ИТЭР, как известно, рассматривались вольфрам и бериллий. Однако на проведенном недавно рабочем совещании ИТЭР обсуждался вопрос целесообразности использования бериллия как основного (по площади) материала первой стенки в пользу вольфрама. Данное обстоятельство, а также ряд уже известных особенностей и проблем с ОПМ свидетельствуют об отсутствии универсального решения проблемы первой стенки и обуславливают необходимость в расширении перечня материалов и тщательной проработке методов и подходов к ее организации в ТЯР следующих поколений. Для эксплуатации ОПМ в ТЯР необходимо проведение ряда исследований в области взаимодействия изотопов водорода в виде газа и плазмы с материалами, ввиду радиоактивности трития, его высокой цены и сложности его воспроизводства в условиях ТЯР. Подобные исследования необходимы по ряду причин: для минимизации накопления трития в ОПМ и его паразитных утечек через конструкционные материалы в теплоносители, оптимизации топливного цикла ТЯР и количества трития в установке, оценки жизненного цикла ОПМ и отработки технологии их детритизации и т.д. Для проведения прикладных исследований в области взаимодействия плазмы с поверхностью применительно к задачам термоядерных установок наиболее интересны высокопоточные плазменные генераторы, которые позволяют имитировать плазменные потоки ТЯР в наиболее нагруженной области – в диверторе [1], из-за повышенных требований к стойкости материалов. В то же время целесообразно проведение исследований и при умеренных величинах плазменных потоков, характерных для первой стенки, из-за большой площади ее поверхности в ТЯР.

В данной работе представлен обзор по некоторым плазменным установкам лаборатории взаимодействия газов и плазмы с материалами (ЛВГПМ) НИЦ «Курчатовский институт», на которых возможно проведение исследований в области взаимодействия плазмы с материалами: установке с СВЧ источником плазмы ПИМ [2] и установке с ВЧ источником плазмы ГПИ-2 [3]. Рассмотрены некоторые особенности данных установок, а также представлены наиболее интересные и свежие научные результаты, полученные с их помощью.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СТЕНДЫ ЛВГПМ

2.1. Стенд ПИМ

Установка «ПИМ» (плазменный источник магнитный) была разработана в 1998 году для исследования явления сверхпроницаемости изотопов водорода через металлические мембраны ниобия [4]. На установке возможно исследование проникновения водорода как из газовой фазы, так и при облучении плазмой. Установка представляет собой два вакуумных объема: камера «высокого давления» (камера экспозиции) с источником плазмы и камера регистрации (1 и 4 на рис. 1 соответственно) с отдельными системами откачки. Исследуемый образец закрепляется в съемном мишенном узле 2, таким образом, что разделяет эти два вакуумных объема. Камера регистрации оборудована квадрупольным масс-анализатором, который регистрирует парциальные давления ряда газов и позволяет измерять проникающие в камеру регистрации потоки изотопов водорода.

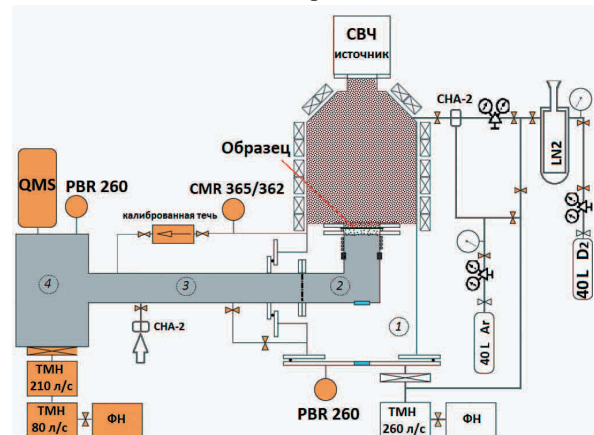


Рис. 1. Принципиальная схема установки «ПИМ»: 1 – камера взаимодействия; 2 – мишенный узел; 3 – промежуточный объем; 4 – камера регистрации газовых потоков; QMS – квадрупольный масс-спектрометр; ТМН – турбомолекулярный насос; ФН – форвакуумный насос; СНА-2 – двухканальная система напуска газа; PBR 260, CMR 365 (баратрон) – датчики давления.

В настоящее время на установке ПИМ в результате проведения комплекса мер по ее модернизации (2019 – 2021 г.), также стало возможным проведение длительных (сутки и более) облучений водородной (протий или дейтерий) плазмой экспериментальных образцов при поддержании стабильных условий в ходе облучения: температуры, давления, вытягивающего потенциала (BIAS), величины ионного тока. Доработка держателя образцов

позволила проводить одновременное облучение нескольких (до 5) образцов при температуре 300 – 1100 К (отклонение от уставки < 5 К) и величине потока ионов $\sim 2 \cdot 10^{20}$ ат. D/(с·м²). В работе также была исследована пространственная неоднородность величин ионных токов по оси камеры взаимодействия с помощью одиночного зонда Ленгмюра, которая не превышала 5 % в области установки образцов.

На обновленном стенде ПИМ были проведены серии облучений образцов из крупнокристаллического вольфрама и сплавов на его основе: W-(1, 3, 5)Re, W-(1, 3, 5)Ta, W-(1, 3, 5)Mo до величин доз $1-2 \cdot 10^{25}$ ат. D/м², при температурах 150, 340 и 400 °С и величине вытягивающего потенциала –100 В. Облученные образцы исследовались методом ТДС.

2.2. Стенд ГПИ-2

Для проведения исследований по взаимодействию плазмы с материалами при больших величинах плотностей ионных потоков в ЛВГПМ НИЦ «Курчатовский институт» был разработан и изготовлен стенд ГПИ-2 (геликонный плазменный источник, 2 кВт) [3]. Принципиальная схема установки представлена на рис. 2. Установка состоит из двух соединенных друг с другом вакуумных объемов, разрядной камеры, выполненной из кварцевой трубы с диаметром 70 мм, и камеры взаимодействия; системы высоковакуумной откачки, включающей турбомолекулярный и форвакуумный насосы; магнитной системы, состоящей из трех катушек магнитного поля, для создания пробочной конфигурации магнитного поля; и системы ВЧ-нагрева, представленной ВЧ-генератором, работающим на частоте 13,56 МГц с максимальной выходной мощностью 2 кВт, устройством автоматического согласования и геликонной антенны Н-Н типа [5]. На текущий момент установка эксплуатируется только с одной катушкой магнитного поля (6 на рис. 2).

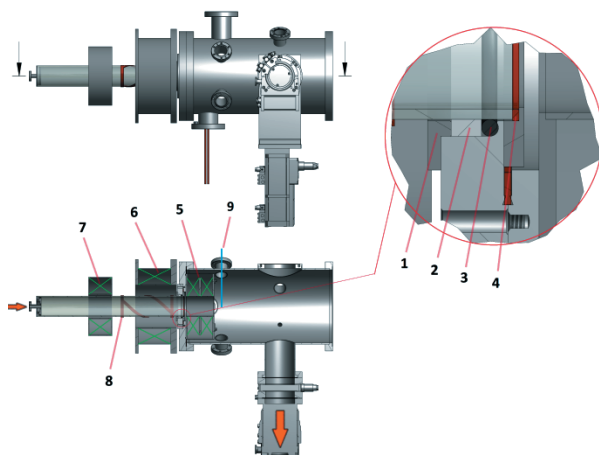


Рис. 2. Принципиальная схема установки ГПИ-2: 1 – прижимной фланец; 2 – РТФе кольцо; 3 – кольцо из витона; 4 – кабель ПЩ-8; 5, 6 и 7 – катушки магнитного поля; 8 – геликонная антенна Н-Н типа; 9 – место установки зонда Ленгмюра.

Установка двух других катушек магнитного поля предусматривает модернизацию системы поддержки и камеры взаимодействия, которая производится в настоящий момент. В рамках данной работы представлены результаты серии экспериментов по определению параметров дейтериевой плазмы ГПИ-2 (температуры и концентрации электронов) в процессе варьирования: ВЧ мощности вводимой в плазму, величины магнитного поля, величины расхода газа. Для их определения был спроектирован диагностический комплекс на основе двойного зонда Ленгмюра (9 на рис. 2), включая ввод движения с магнитным зацеплением.

В результате обработки полученных ВАХ двойного зонда Ленгмюра концентрация электронов в дейтериевой плазме была оценена как $3,5 \cdot 10^{15} \div 1,5 \cdot 10^{17}$ м⁻³ при варьировании величины вводимой ВЧ мощности от 300 до 4000 Вт. В ходе проведенных экспериментов давление рабочего газа поддерживалось стабильным на уровне 2,2 Па (в камере взаимодействия) при величине магнитного поля ~ 50 мТл, для которых достигались максимальные значения ионного тока на зонд. Максимальная измеренная величина плотности ионного тока при величине вытягивающего потенциала на зонде –50 В составила 48 мА/см² или $\sim 6 \cdot 10^{21}$ ат. D/(м²·с) при вводимой ВЧ мощности 5000 Вт для текущей конфигурации магнитного поля. Также ожидается, что при фокусировке плазменного потока с помощью магнитного поля «внутривакуумной» магнитной катушки (5 на рис. 2) удастся значительно увеличить плотность ионного тока.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Доступная в ЛВГПМ стендовая база позволит проводить релевантные исследования по взаимодействию изотопов водорода с перспективными материалами ТЯР в областях умеренных ионных потоков характерных для первой стенки ТЯР ($\sim 0,5 \div 5 \cdot 10^{21}$ ат. D/(с·м²) для первой стенки ИТЭР).

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление № 8 «Физика изотопов водорода».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G.J. van Rooij //Fusion Science and Technology. 2012. 61:2Т. 266 – 272.
2. Голубева В. и др. //Приборы и техника эксперимента. 2017. № 6. С. 67 – 77.
3. Черкез Д.И. и др. //ВАНТ. Серия: Термоядерный синтез. 2020. Т. 43. № 3. С. 101 – 110.
4. Skovoroda A.A., Svishchov V.S., Spitsyn A.V. Plasma-driven superpermeation of hydrogen through Nb membranes: bulk effects //Journal of Nuclear Materials. 2002. Vol. 306. P. 232 – 240.
5. Кузьмин Е.И., Шиховцев И.В. Геликонный источник плотной плазмы для линейных плазменных установок // Физика плазмы. 2021. № 6. С. 507 – 517.

ЭНЕРГОБАЛАНС НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СЖАТИЯ И НАГРЕВА ПЛОТНОЙ БОР-ПРОТОННОЙ ПЛАЗМЫ

ВВЕДЕНИЕ

Безнейтронная реакция $p-^{11}\text{B}$ привлекает потенциальной возможностью реализации источника чистой энергии на основе термоядерного синтеза, и поэтому представляет большой интерес поиск возможных концепций ее использования для производства электроэнергии и других видов энергии, а также для неэнергетических приложений и изучения состояний вещества.

Отметим, что с точки зрения ядерной физики механизм реакции $p-^{11}\text{B}$ представляет отдельный интерес. Основной канал реакции



формально можно представить в виде двух стадий:



где, на первый взгляд, энергия альфа-частицы в реакции (2) должна быть $E_{\alpha 1} \sim 4 \text{ МэВ}$, а энергии альфа-частиц в реакции (3) – $E_{\alpha 2} \sim 2,3 \text{ МэВ}$.

Однако стадии (3) и (4) не следует считать независимыми, так как распад возбужденного ядра $^8\text{Be}^*$ происходит за очень короткое время. По этой причине наблюдаемый в экспериментах спектр альфа-частиц имеет максимум в области энергий 2,5 – 5 МэВ и широкую область при энергиях $< 2,5 \text{ МэВ}$.

Исследования $p-^{11}\text{B}$ ведутся достаточно давно [1–4], включая эксперименты по ее реализации [5, 6]. Скорость реакции $p-^{11}\text{B}$ в плазме относительно мала даже при очень высоких температурах ($T > 100 \text{ кэВ}$), поэтому, как показывает анализ энергобаланса стационарной плазмы, выход тормозного излучения практически равен выделяемой энергии синтеза или превышает ее [7].

На данный момент наблюдается возобновившийся рост интереса к поиску возможных путей практического использования энергии $p-^{11}\text{B}$ реакции [8–11]. Возросший интерес отчасти связан с новыми данными о сечении реакции и соответствующей скорости реакции [12, 13]. Оптимистичные данные также в определенной мере стимулировали эксперименты с этой реакцией в условиях магнитного удержания плазмы (в стеллараторе) [14].

Анализ результатов исследований [1–4, 7–12] показывает, что реализация высокого усиления энергии в $p-^{11}\text{B}$ -плазме крайне затруднительна как в стационарных системах с магнитным удержанием с плазмой низкой плотности ($n \sim 10^{20} - 10^{22} \text{ м}^{-3}$), так и в системах инерциального синтеза при сверхвысоких

плотностях ($n \sim 10^{30} - 10^{31} \text{ м}^{-3}$). Видимо, наиболее перспективное направление в данном случае связано с магнито-инерциальными системами, допускающими несколько более длительное удержание, чем, например, системы с лазерным драйвером, при меньших плотностях плазмы. Также необходимо, чтобы термоядерное горение инициировалось минимальной начальной порцией энергии, подводимой от высокоэффективного внешнего драйвера. Основная цель настоящей работы – на основе баланса энергии найти условия, соответствующие необходимому выгоранию топлива при минимальных требованиях к параметрам драйвера. Найденные режимы затем можно будет рассматривать в рамках физических принципов, существующих для определенного класса систем.

1. МАКСИМАЛЬНОЕ УСИЛЕНИЕ И БАЛАНС ЭНЕРГИИ

Вне зависимости от типа системы и режима ее работы (стационарный или импульсный) коэффициент усиления энергии в плазме можно представить в виде

$$Q = \frac{W_{fus}}{W_{in}}, \quad (4)$$

где W_{fus} – энергия синтеза, выделившаяся за определенное время; W_{in} – энергия, вложенная в плазму за соответствующее время.

В стационарном режиме горения

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{ext}} = \frac{1}{\frac{P_b}{P_{rad}} + \frac{\frac{3}{2}(n_i/n_p)k_B T_i + \frac{3}{2}(n_e/n_p)k_B T_e}{n_p \tau (P_{fus}/n_p^2)} - 1}, \quad (5)$$

где P_{fus} – термоядерная мощность; P_{ext} – мощность внешнего нагрева; P_{rad} – потери на излучение (рассматривается тормозное излучение); n_i – концентрация ионов (суммарная); n_p – концентрация протонов; k_B – постоянная Больцмана; T_i – температура ионов; T_e – температура электронов; τ – время удержания энергии частиц.

Как показало недавнее исследование [15], с учетом уточненных данных о сечении реакции, характерные температуры, при которых достигается максимальное усиление Q , составляют $T_i \approx 300$ и $T_e \approx 120 \text{ кэВ}$. Отличие ионной и электронной температур при этом определялось при рассмотрении баланса энергии ионов и электронов. При указан-

ных температурах практически вся энергия образующихся в реакции альфа-частиц передается ионам, электронам альфа-частицы при торможении передают ~ 5 % своей энергии. Если не учитывать равновесное содержание термализовавшихся альфа-частиц (учитывать только их быструю популяцию), то усиление может достигать значения $Q > 10$. Этот результат более оптимистический, чем предыдущая оценка [7], согласно которой усиление ограничено значением $Q \approx 4$. Характерное значение произведения $n_p \tau \approx 1,5 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$. С учетом термализованной популяции альфа-частиц $Q < 1$. Поэтому реализация стационарного сценария требует разработки эффективных методов удаления тепловых альфа-частиц. Отметим также, что указанные результаты соответствуют радиационным потерям только на тормозное излучение, следовательно, в сильном магнитном поле (магнитное удержание) учет циклотронного излучения приведет к принципиальной невозможности высоких значений Q .

Результаты [15] соответствуют плотностям $n \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$. При плотностях, больших на порядки (например, до 10^{28} м^{-3}), кулоновский логарифм заметно уменьшается, снижается интенсивность передачи энергии от ионов электронам, электронная температура становится ниже, и, как следствие, уменьшаются потери на излучение. Поэтому целесообразно рассматривать системы с высокой плотностью плазмы, которые могут быть уже только импульсными. Для таких систем усиление в плазме можно представить следующим образом:

$$Q = \xi \frac{x_B}{1 + x_B + (1 + 5x_B) \frac{E_e}{E_i}} \frac{E_{fus}}{E_i} = \frac{x_B n_p \tau_0 < \sigma v > E_{fus}}{E_i + E_e}, \quad (6)$$

где ξ – полнота сгорания топлива; x_B – относительное содержание бора (здесь $x_B < 1$); τ_0 – характерное время протекания реакции; $< \sigma v >$ – параметр скорости реакции; E_{fus} – энергия синтеза (8,68 МэВ); E_i и E_e – энергии, получаемые от драйвера в расчете на ион и электрон, соответственно.

Как видно из (6), $\xi \approx n_p \tau_0 < \sigma v >$. Исходя из значений $< \sigma v >$ [13] полнота сгорания $\xi \sim 1$ может быть при $T_i \approx 150\text{--}200$ кэВ, что несколько ниже, чем $T_i \approx 300$ кэВ для стационарного сценария. Также видно, что для $Q \sim 10$ требуется драйвер, обеспечивающий инициацию процесса при $E_i \ll k_B T_i$, $E_e \ll k_B T_e$. Такой сценарий характерен для Z-пинчей [16, 17], но оценки показывают, что для этого величина тока должна быть экстремально высокой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Условия, необходимые для практического использования энергии безнейтронной реакции $p\text{--}^{11}\text{B}$, конечно, намного более трудновыполнимы, чем для самой эффективной D–T-реакции. Однако все про-

дукты первой реакции заряженные, вся их энергия передается плазме, и возможна инициация горения сравнительно низкоэнергетичным драйвером.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Moreau D.C.** Potentiality of the proton-boron fuel for controlled thermonuclear fusion // Nucl. Fusion. 1977. Vol. 17. P. 13 – 20.
2. **Кукушкин А.Б., Коган В.И.** О некоторых свойствах релятивистской бороводородной плазмы как возможного термоядерного топлива. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. № 5. С. 1264 – 1270.
3. **McNally J.R.** Physics of fusion fuel cycles // Nucl. Technol.–Fusion. 1982. Vol. 2. P. 9 – 28.
4. **Non-thermal** laser driven plasma-blocks for proton boron avalanche fusion as direct drive option / H. Hora, S. Eliezer, N. Nissim, P. Lalouis // Matter Radiat. Extrem. 2017. Vol. 2. P. 177 – 189.
5. **Observation** of neutronless fusion reactions in Picosecond Laser Plasmas / V.S. Belyaev, A.P. Matafonov, V.I. Vinogradov et al. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 72. 026406.
6. **Proton-boron** fusion in a compact scheme of plasma oscillatory confinement / Y.K. Kurilenkov, A.V. Oginov, V.P. Tarakanov, et al. // Phys. Rev. E. 2021. Vol. 103. 043208.
7. **Чирков А.Ю.** Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 11–12. С. 1050 – 1059.
8. **2nd International** Workshop on Proton-Boron Fusion, Rome, Italy, 5–8 September 2022 // [Электронный ресурс]. – <https://agenda.infn.it/event/30291/timetable/> (дата обращения 10.06.2023).
9. **Eliezer S., Martinez-Val J.M.** A novel fusion reactor with chain reactions for proton-boron11 // Laser Part. Beams. 2022. Vol. 38.
10. **Shmatov M.L.** Analysis of the $p\text{--}^{11}\text{B}$ fusion scenario with compensation of the transfer of kinetic energy of protons and alpha particles to the gas medium by the electric field // Laser Part. Beams. 2022. Vol. 2022. 7473118.
11. **In-target** proton–boron nuclear fusion using a PW-class laser / D. Margarone, J. Bonvalet, L. Giuffrida, et al. // Appl. Sci. 2022. Vol. 12. 1444.
12. **Putvinski S.V., Ryutov D.D., Yushmanov P.N.** Fusion reactivity of the $p\text{B}^{11}$ plasma revisited // Nucl. Fusion. 2019. Vol. 59. 076018.
13. **Tentori A., Belloni F.** Revisiting $p\text{--}^{11}\text{B}$ fusion cross section and reactivity, and their analytic approximations // Nucl. Fusion 2023. Vol. 63. 086001.
14. **First** measurements of $p\text{--}^{11}\text{B}$ fusion in a magnetically confined plasma / R.M. Magee, K. Ogawa, T. Tajima, et al. // Nat. Commun. 2023. Vol. 14. 955.
15. **Chirkov A.Y., Kazakov K.D.** Radiation limit for the energy gain of the $p\text{--}^{11}\text{B}$ reaction // Plasma. 2023. Vol. 6. P. 379 – 392.
16. **Vikhrev V.V., Frolov A.Yu., Chirkov A.Yu.** Neutron yield from Z-pinches at generation of the power-degree spectrum of fast deuterons // Journal of Physics: Conference Series. 2019. Vol. 1370. 012026.
17. **Chirkov A.Yu., Tokarev S.A.** The limiting fusion gain in high-performance Z-pinches // Fusion Science and Technology. 2023. Vol. 79. P. 413 – 420.

ПРОЕКТ КОМПЛЕКСА СТЕНДОВ ДЛЯ ОТРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИЙ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ТОКАМАКА

ВВЕДЕНИЕ

Высокая эффективность работы топливного цикла (ТЦ) является одним из необходимых условий работы любой термоядерной или гибридной (синтез – деление) установки. Топливный цикл представляет собой совокупность взаимосвязанных систем, которые обеспечивают циркуляцию топлива, поддержание параметров плазмы и безопасную эксплуатацию установки.

Необходимость циркуляции топлива с целью повторного использования обусловлена его низкой степенью выгорания, ограниченностью ресурсов (трития) и высокой стоимостью топливного компонента – трития [1, 2]. Поскольку тритий является радиоактивным изотопом водорода, системы ТЦ должны отвечать требованиям радиационной безопасности и исключать его утечки. Для переработки тритийсодержащих отходов и предотвращения радиоактивного воздействия на персонал и окружающую среду в топливный цикл должны быть интегрированы вспомогательные системы, обеспечивающие безопасность работы установки.

К основным функциям топливного цикла относятся откачка газов, инжекция топлива в плазму, хранение топлива и его очистка от примесей, разделение изотопов водорода. Указанные функции выполняются системами топливного цикла, основанными на использовании следующих технологий: мембранное разделение, сорбционное хранение, хроматографическое разделение, криогенная ректификация и т.д.

При проектировании термоядерных установок выбор технологий для функциональных систем топливного цикла должен осуществляться в соответствии с эксплуатационными характеристиками. Поскольку на перспективных установках реакторного масштаба (в том числе ДЕМО-ТИН) будут использованы относительно большие количества трития ($\sim 10^3$ г), технологические решения, опробованные на установках с меньшим количеством трития (до 60 г на JET и TFTR), должны быть существенно пересмотрены с учетом стационарного режима работы перспективных установок и других их особенностей.

Для интеграции отдельных систем в замкнутый контур ТЦ выбранные технологии должны быть проверены в релевантных условиях, отработаны и оптимизированы.

2. ТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

Помимо базовых составляющих токамака, обеспечивающих вакуумную подготовку и откачку газа из вакуумной камеры и вспомогательных систем установки, инжекцию компонентов топлива в плазму и контроль ее параметров, мониторинг состава газа и радиологической обстановки, а также детритизацию атмосферы помещений и предотвращение выбросов трития в атмосферу, важно обеспечить циркуляцию термоядерного топлива вне токамака. Системы переработки «выхлопа» токамака, разделения изотопов водорода и их хранения являются необходимыми компонентами топливного цикла. Интеграция этих систем в замкнутый контур топливного цикла обеспечивает извлечение изотопов водорода из «выхлопа» токамака – смеси непрореагировавшего топлива, гелия и примесных газов; разделение изотопных смесей с целью получения изотопных продуктов с заданными концентрациями дейтерия и трития и безопасное хранение с обеспечением химической и изотопной чистоты топлива.

Наиболее широко рекомендуемой технологией для переработки «выхлопа» токамака является мембранная очистка, основанная на способности сплавов палладия к селективному пропусканию водорода. Для проекта ИТЭР была разработана трехступенчатая система очистки изотопной смеси от примесей, основанная на комбинации селективной диффузии водорода через металлические мембраны и каталитического разложения водородсодержащих примесей для извлечения молекулярного водорода [3]. Подобные системы целесообразно рассматривать для ТЦ перспективных установок (в том числе EU-DEMO, ДЕМО-ТИН и др.). Для безопасного хранения термоядерного топлива рассматривается метод, основанный на способности ряда металлов к обратимому поглощению водорода. Для подачи топлива в систему инжекции гидридообразующие материалы в герметичных контейнерах нагреваются, что приводит к десорбции газа. В качестве основных технологий разделения изотопов водорода на проектируемых установках предлагаются криогенная ректификация и хроматография.

Указанные технологии применялись в системах ТЦ на эксплуатируемых ранее установках (JET, TFTR). Новые технологические решения на основе отработанных технологий рассматриваются для

будущих реакторов (в том числе EU-DEMO и ИТЭР). Например, сравнительно новым направлением хроматографии является термоциклическая абсорбция, которая позволяет сделать процесс хроматографического разделения изотопов водорода полунепрерывным. В настоящее время проводятся работы по оптимизации ТЦ и подбору кандидатных технологий для различных проектов установок [4, 5]. В Технологическом институте Карлсруэ (KIT) действует ряд экспериментальных установок, объединенных в комплекс DIPAK для отработки технологий ТЦ на нерадиоактивных изотопах водорода, а в Culham Centre (UK) создается тритиевый центр НЗАТ (tritium advanced technology) для полномасштабной отработки технологий ТЦ [5].

На сегодняшний день технологии топливного цикла для промышленных объемов (~ 1 кг трития) не отработаны. Анализ готовности технологий тритиевого цикла в России показывает отставание от мирового уровня развития для ряда ключевых технологий [6].

В качестве первого этапа отработки технологий предлагается создание комплекса лабораторных стендов, который позволит не только отработать существующие и протестировать перспективные технологии и материалы для ТЦ, но также обеспечить решение таких важных задач, как подготовка научного персонала и испытание технологического оборудования. Результаты стендовых испытаний могут быть использованы для оптимизации конфигурации, параметров работы и выбора материалов в системах топливного цикла реальной установки [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для безопасной переработки термоядерного топлива в ТЦ будущих установок конкретные технологические решения должны реализовываться на базе надежных, отработанных и эффективных технологий. Для обеспечения необходимых параметров переработки топливных изотопов, безопасности, экономичности и других условий при работе топливного цикла необходима поэтапная отработка технологий для дальнейшего создания систем ТЦ конкретной установки.

На начальном этапе для выполнения данной задачи необходимо создание лабораторного комплекса экспериментальных стендов, который позволит безопасно на смесях стабильных изотопов водорода отработать технологии, приобрести необходимый опыт работы и подготовить персонал. В рамках дальнейших этапов отработки технологий ТЦ необходимо создание полномасштабных систем, предназначенных для работы с тритием. Проведение стендовых испытаний с модельными газовыми смесями позволит оценить возможные риски, которые в дальнейшем могут быть минимизированы при создании полномасштабных технологических систем.

Работа поддержана Национальным исследовательским центром «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pearson R.J., Antoniazzi A.B. and Nuttall W.J.** Tritium supply and use: a key issue for the development of nuclear fusion energy // *Fusion Eng. Des.* 2018. Vol. 136. P. 1140 – 1148.
2. **Tritium** resources available for fusion reactors / M. Kovari, M. Coleman, I. Cristescu and R. Smith // *Nucl. Fusion.* 2018. Vol. 58. P. 026010.
3. **The ITER** tritium systems / M. Glugla, A. Antipenkov, S. Beloglazov, et al. // *Fusion Eng. Des.* 2007. Vol. 82. P. 472 – 487.
4. **Ananyev S.S., Ivanov B. V., Kuteev B. V.** Analysis of promising technologies of DEMO-FNS fuel cycle // *Fusion Eng. Des.* 2020. Vol. 161. P. 111940.
5. **The pre-concept** design of the DEMO tritium, matter injection and vacuum systems / Ch. Day, K. Battes, B. Butler, et al. // *Fusion Eng. Des.* 2022. Vol. 179. P. 113139.
6. **Иванов Б.В., Ананьев С.С.** Оценка уровня готовности технологий тритиевого цикла в России на примере проекта гибридного реактора ДЕМО-ТИН // *ВАНТ. Сер. Терм. Синтез.* 2021. Т. 44. № 4. С. 5 – 24.
7. **Ананьев С.С.** Топливный дейтерий-тритиевый цикл термоядерного реактора // *Взаимодействие изотопов водорода с конструкционными материалами: Сборник тезисов докладов 16-й международной Школы молодых ученых и специалистов имени А.А. Курдюмова.* Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2023. С. 109 – 116.

Ю.С. Шпанский^{1,2}, Б.В. Кутеев^{1,3} и группа разработчиков гибридных систем

¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

²Национальный исследовательский университет «МЭИ»,
111250, Москва, Красноказарменная, 14

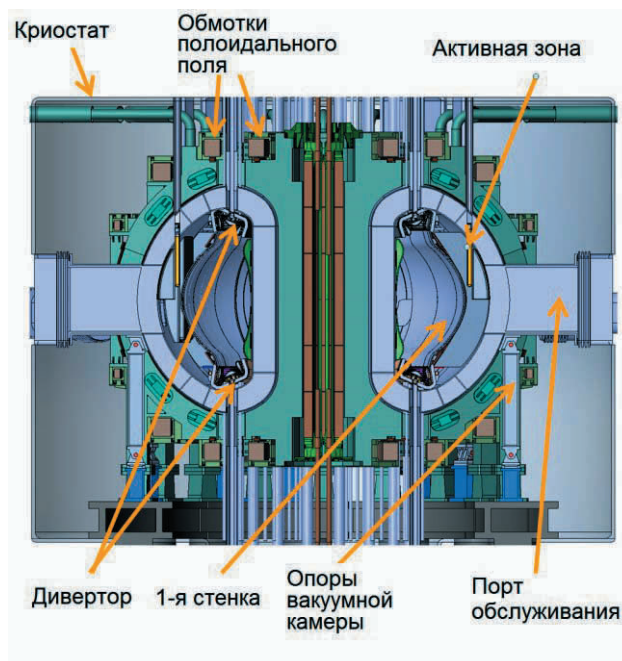
³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
115409, Москва, Каширское ш., 31

РАЗРАБОТКА БАЗОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ГИБРИДНОЙ УСТАНОВКИ «СИНТЕЗ – ДЕЛЕНИЕ» ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ МАТЕРИАЛОВ И КОМПОНЕНТОВ

ВВЕДЕНИЕ

Объединение в единой установке реакций ядерного синтеза и деления позволяет добиться принципиально новых характеристик и параметров ядерно-энергетических систем. В России продолжается разработка гибридной реакторной установки (ГРУ) на основе сверхпроводящего токамака для разработки стационарных и ядерных технологий. Планируемая термоядерная мощность установки составит ~ 40 МВт. Она соответствует генерации в ГРУ термоядерных нейтронов $\sim 1 \cdot 10^{19}$ н/с и мощности деления 500 – 700 МВт [1]. В ближайшем будущем (2040 г.) такая установка могла бы обеспечить

трансмутацию минорных актинидов, накопленных при эксплуатации российских АЭС и производство изотопов топлива как для термоядерных (третий), так и для ядерных (^{233}U , ^{239}Pu) реакторов. В данной работе приведены современные достижения в области проектирования ГРУ и описаны сценарии ее эксплуатации. Отмеченная деятельность включена в действующую Государственную программу научных исследований России в области атомной энергетики. Проект ГРУ является важным источником новой технологической и ядерной научной информации в Национальной программе. На рис. 1 представлен вид современной конструкции ГРУ и ее технические характеристики.



Большой радиус	м	3,2
Малый радиус	м	1,0
Тороидальное поле	Тл	5,0
Ток плазмы	МА	5
Мощность СНИ	МВт	30
Мощность ЭЦРН	МВт	6
Электронная/ионная температура	кэВ	11,5/10,7
β_N		2,1
β_P		0,96
Нейтронный выход	н/с	$>10^{19}$
Потребляемая/генерируемая эл. мощность	МВт	до 200
Тепловая мощность	МВт	до 700
Время разряда	ч	до 5000
КИУМ		0,3
Время эксплуатации	лет	30

Рис.1. Вид гибридной установки и ее основные параметры.

2. ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ

В качестве источника нейтронов выбран классический токамак. Его конструкция направлена на достижение устойчивого режима работы с нейтронной нагрузкой на стенку $\sim 0,2$ МВт/м².

Такого значения нагрузки достаточно для испытаний материалов и компонентов в спектре термоядерных нейтронов. Она позволяет также развивать в гибридных системах производство энергии, технологии трансмутации и удаления топливных нуклидов, в том числе например ^{233}U из ^{232}Th и трития.

Цели проектирования на период до 2024 г. сосредоточены на разработке новых средств моделирования плазмы и сценариев работы установки, повышении производительности вспомогательных систем и интеграции устройств, реализующих новые технические решения. К ним относятся: первая стенка, дивертор, системы нейтральной инжекции (СНИ), подачи и откачки топлива, ЭЦР-нагрева и генерации тока, теплообмена, тритиевого топливного цикла и литиевые технологии. В настоящее время разрабатывается ряд макетов литиевого топливного цикла, а также компактный термоядерный источник нейтронов (ТИН-К) с термоядерной мощностью 3 МВт, соответствующей генерации $\sim 10^{18}$ н/с для испытаний материалов и компонентов гибридных систем. Эскизный проект системы литиевого цикла для ТИН-К включает в себя комплект оборудования (стандартного или специально разработанного и изготовленного) и помещения, подготовленные для проведения экспериментов и отработки технологий циркуляции и очистки жидкого лития, в том числе используемых в секционном литиевом диверторе закрытого типа [2].

2. РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Разработана (совместно с ТПУ и ВНИИНМ) новая малоактивируемая хромомарганцевая аустенитная сталь 11Cr23MnWVTi с повышенной дисперсных частиц сложнотелурованных карбидов типа MC ($M = Ti, V, W$) и карбидов M₂3C₆ ($M = Fe, Cr, Mn$). Химический состав стали сертифицирован. Ее микроструктуру и механические свойства изучали в условиях испытаний на растяжение при 22, 650 и 700 °С в состоянии после закалки и холодной прокатки. Проведены также экспериментальные исследования физико-химических и механических свойств. Предел текучести разработанной стали в закаленном и холоднотелурованном состоянии превышает соответствующие значения для высокоактивированной хромоникелевой стали типа ЭК-164, используемой в настоящее время в атомной энергетике РФ (БН-600, БН-800).

3. РАЗРАБОТКА И ИСПЫТАНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ

Разработаны технические предложения по конструкции вакуумной камеры, первой стенки с W-покрытием и диверторной мишени термоядерной установки ТИН-К. В качестве источника плазмы был выбран малогабаритный ($R \sim 0,5$ м, $V_{пл} \leq 2,5$ м³) сферический токамак, потенциально позволяющий в кратчайшие сроки (до 5 лет) изготовить относительно недорогой источник нейтронов.

Разработаны и испытаны модели обращенных к плазме многослойных элементов, работающих при тепловой нагрузке 2,5 МВт/м² (для первой стенки) и 10 МВт/м² (для диверторной мишени), совмести-

мые с литием при температурах до 400 °С и нейтронным облучением. Для отработки технологии перспективных плазменных облицовочных элементов были разработаны и изготовлены два варианта макетов. Всего выполнены 770 циклов нагружения с увеличением удельной поглощаемой мощности с 2 до 35,5 МВт/м². При значении нагрузки 34 МВт/м² на локальных участках наблюдалось резкое повышение температуры до 2330 °С. При этом нарушения герметичности охлаждающего канала отмечено не было.

4. СИСТЕМЫ НАГРЕВА И ПОДДЕРЖАНИЯ ТОКА ПЛАЗМЫ В ТИН-К

4.1. Расчет системы нейтральной инжекции

Взаимодействие нейтрального пучка и плазмы, исследовалось с помощью программного кода ВТОР (Beam in TORoids, 2018-2022), разработанного для приложений термоядерного источника нейтронов (ТИН) [3]. Распределение быстрых ионов и общее воздействие оценивались с высокой степенью детализации и учетом геометрии тороидального магнитного поля. Анализ производительности СНИ включал точную оценку потерь пучка вдоль линии инжекции и быстрых ионов в плазме токамака.

4.2. Расчет системы ЭЦР-нагрева и генерации тока

Расчеты взаимодействия электронно-циклотронной волны с плазмой токамака ГРУ были проведены с использованием программы OGRAY [4]. Анализировалась передача мощности через экваториальный порт. Показано, что гиротроны ИТЭРовского типа обеспечивают приемлемый нагрев и генерацию тока в центральной плазме. Эффективность ECCD, рассчитанная для оси этой установки, близка к ожидаемой для условий ИТЭР в аналогичном диапазоне частот ЭЦ-волн и температур плазмы. Величина генерируемого тока при температуре ~ 25 кэВ сравнима с индуктивным током плазмы внутри поверхности $q = 1$ для условий моделирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В случае успешного решения задач по проектированию и реализации требуемых технологий ожидается начало эксплуатации ТИН-К в 2030 г., а ГРУ – в 2040 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shpanskiy Yu.S. and DEMO-FNS Project Team // Nucl. Fusion. 2019. 59. 076014. DOI 10.1088/1741-4326/ab14a8.
2. Goldston R.J., Myers R. and Schwartz J. // J. Phys. Scr. 2016. Vol. 167. 014017.
3. Dlougach E.D. BTR webpage <https://sites.google.com/view/btr-code/home>.
4. Zvonkov A.V., et al. // Plasma Phys. Rep. 1998. Vol. 24. P. 389.

НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ АРГОНА В ТРИОДЕ

АННОТАЦИЯ

В статье экспериментально исследованы неупругие столкновения электронов с атомами аргона в триоде. Разряд зажигался между катодом и анодом в атмосфере аргона при низком давлении $P = (5 - 300)$ Па. Около анода располагалась сетка, которая создавала задерживающее напряжение для электронов, движущихся к нему. Сила тока разряда I и напряжение U на участке катод – сетка изменялись соответственно в диапазонах: $I = (10 - 100)$ мкА, $U = (10 - 100)$ В. Наблюдалось возрастающие вольт-амперные характеристики с тремя характерными провалами силы тока при наличии небольшого запирающего напряжения $U_1 = (0 - 6)$ В. Сила тока разряда I и напряжение U измерялись как отдельными приборами (вольтметром и амперметром), так и цифровым осциллографом. Провалы на ВАХ объясняются тем, что электроны начинают испытывать на сетке неупругие столкновения, передают свою энергию атомам аргона и не могут достичь анода. По измеренной ВАХ был определен первый потенциал возбуждения атома аргона $U_b = 11,6$ В с точностью 10 %. Также была измерена зависимость тока разряда от величины запирающего напряжения при постоянном значении ускоряющего напряжения, что позволило оценить величину сечения неупругого столкновения электронов с атомами аргона.

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что газовые разряды делятся на самостоятельные и несамостоятельные. Несамостоятельный разряд поддерживается за счет внешнего источника ионизации, его можно также считать начальной фазой самостоятельного разряда. Газ в разрядной области оказывается ионизованным, его свойства применяются в различных областях техники: радиоэлектроника (индикаторные и рекламные лампы, тиратроны), медицина (озонирование), энергетика (газовые лазеры), плазмохимия, технологии нанесения тонких пленок (катодное распыление вещества), технологии получения новых материалов (нанотехнологии) [1,2]. Поэтому дальнейшее исследование особенностей несамостоятельной формы разряда является актуальной задачей и поможет осознанно подойти к решению практических задач. Методика измерения вольт-амперной характеристики разряда, температуры нейтральных частиц газовой среды, газодинамических параметров, осциллограмм описана в работах [3 – 10].

МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Схема экспериментальной установки показана на рис.1.

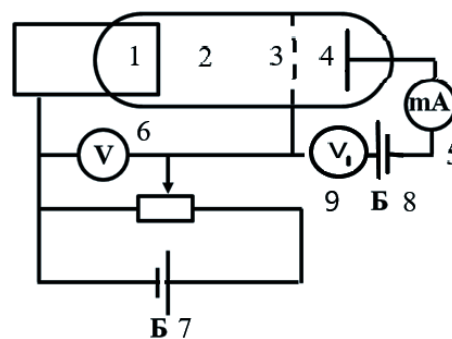


Рис.1. Схема экспериментальной установки

Основой установки является наполненная аргоном вакуумная трехэлектродная лампа 2. Накаливаемый катод 1 обеспечивает термическую эмиссию электронов внутрь лампы. Ускоряющее напряжение U между катодом и сеткой 3 регулируется потенциометром в пределах от 0 до 100 В и измеряется вольтметром 6. Запирающее напряжение U_1 между сеткой 3 и анодом 4 также регулируется потенциометром и измеряется вольтметром 9. Анодный ток регистрируется амперметром 5. Также вольт-амперные характеристики были сняты осциллографическим методом, который является возможно менее точным, но более наглядным. В работе использовался осциллограф ОСУ-10В с генератором. Оба метода дают согласованные результаты с погрешностью 10 %. Вольтамперная характеристика задержки позволяет оценить эффективное сечение неупругого столкновения электронов σ с атомами по известной формуле

$$\sigma = \frac{\Delta I k T}{I a p},$$

где k – постоянная Больцмана; T, p – температура и давление газа; a – расстояние между катодом и сеткой в лампе. Величина разности анодных токов $\Delta I = I_1 - I_2$ и пропорциональна концентрации электронов, которые совершили неупругие столкновения с атомами, находится как раз из вольт-амперной характеристики задержки.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2. приведена вольт-амперная характеристика в несамостоятельном разряде с аргоном.

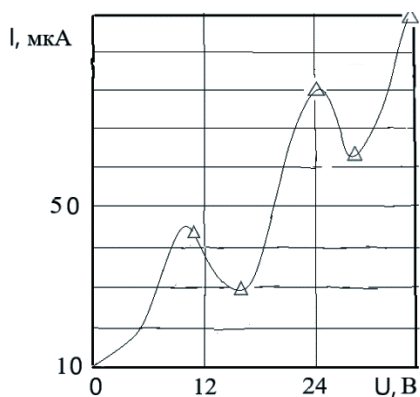


Рис.2. Вольт-амперная характеристика электрического несамостоятельного разряда в аргоне: расстояние катод – сетка $a = 0,003$ м, $P = 5$ Па.

Вначале с увеличения напряжения U сила тока разряда I возрастает. Большинство электронов в этом случае сталкиваются с атомом аргона упруго, без потерь энергии. Но при определенном напряжении сила тока начинает уменьшаться. Это обусловлено тем, что при определенном напряжении упругие столкновения электронов с атомами аргона сменяются неупругими, электроны при этом теряют энергию и не могут преодолеть тормозное электрическое поле на пути от сетки 3 к аноду 4. При малой энергии электрона неупругое соударение с атомом не происходит. Только когда энергия электронов достигнет определенного значения, могут происходить неупругие столкновения. Это значение энергии электронов зависит от природы атомов. Такие опыты с использованием паров ртути провели Джеймс Франк и Густав Герц. Они получили вольт-амперные характеристики и нашли первое возбужденное состояние атома ртути.

При подаче на анод изменяющегося отрицательного относительно сетки напряжения U_1 при постоянном ускоряющем напряжении U на участке катод – сетка, получим вольт-амперную характеристику задержки, показанную на рис. 3.

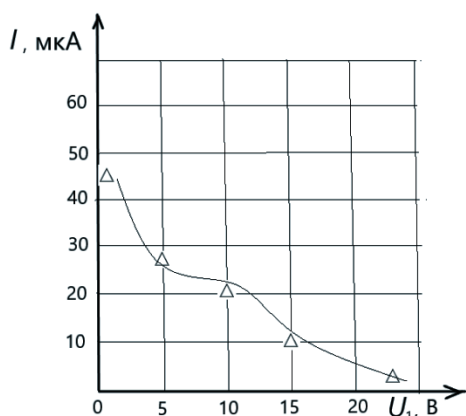


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика задержки несамостоятельного разряда в аргоне: $P = 5$ Па, $T = 600$ К, $U = 16$ В.

По данным этого графика и расчетной формуле эффективное сечение неупругого столкновения электрона с атомом аргона составило $\sigma = 0,2 \cdot 10^{-18}$ м².

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе экспериментально получены вольт-амперная характеристика несамостоятельного разряда в аргоне, а также вольт-амперная характеристика задержки. Выявлены характерные провалы силы тока разряда, что согласуется с известными данными. По максимумам или минимумам силы тока разряда определен первый потенциал возбуждения атома аргона с точностью 10 %. По данным вольт-амперной характеристики задержки рассчитано эффективное сечение неупругих столкновений электронов с атомом аргона. Методика позволяет оценить эффективное сечение неупругих столкновений электронов с атомами аргона при различных ускоряющих напряжениях на участке катод – сетка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Raizer Y.P. Gas Discharge Physics. Springer, Berlin, 2011.
2. Yunusov R.F. Heat transfer in a longitudinal glow discharge // Journal of Physics: Conf. Series 789. 2017. 012069.
3. Yunusov R.F., Garipov M.M. Experimental study of heat transfer in a longitudinal glow discharge // Journal of Physics: Conf. Series 927. 2017. 012076.
4. Yunusov R.F., Garipov M.M. Experimental study of voltage fluctuations in a longitudinal glow discharge // Journal of Physics: Conf. Series 927. 2017. 012077.
5. Yunusov R.F., Garipov M.M., Yunusova E.R. Heat Balance in the Positive Column of a Glow Discharge // Journal of Physics: Conf. Series 1058. 2018. 012051.
6. Yunusov R.F., Garipov M.M., Yunusova E.R. Transients in the longitudinal glow discharge // Journal of Physics: Conf. Series 1058. 2018. 012050.
7. Determination of the plasma parameters of a glow discharge in long tubes / A.S. Kiselev, D.K. Kostin, A.A. Lisenkov, E.A. Smirnov // Journal of Physics: Conf. Series 789. 2017. 012027.
8. Longitudinal distribution of electrical parameters in normal glow discharge / B.A. Timerkaev et al. // Journal of Physics: Conf. Series 567. 2014. 012036.
9. Tazmeev K.K., Tazmeev A.K., Dautov I.G. Effect of gas injection on energy characteristics of high-current gas discharge with liquid electrolyte cathode // Journal of Physics: Conf. Series 1588. 2020. 012051.
10. Csele M. 2.6 The Franck–Hertz Experiment. Fundamentals of Light Sources and Lasers. — John Wiley & Sons, 2011. P. 31 – 36.

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ	3
<i>Андреев В. В., Новицкий А. А., Ниаманеш А.</i> ИЗУЧЕНИЕ РЕНТГЕНО-ЭМИССИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОЛГОЖИВУЩИХ ПЛАЗМЕННЫХ СГУСТКОВ В ДЛИННОМ ПРОБКОТРОНЕ	4
<i>Андреев В.В., Туриков В.А., Умнов А.М., Чупров Д.В.</i> ВЫСАДКА ВЫСОКОЭНЕРГИЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА В ПРОБКОТРОНЕ В АКСИАЛЬНОМ НАПРАВЛЕНИИ.....	6
<i>Андрианова Н.Н., Борисов А.М., Воробьева Е.А., Овчинников М.А., Слепцов В.В., Цырков Р.А., Суминов И.В., Григорьев С.Н.</i> ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ УГЛЕРОДНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ЭРОЗИЮ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ГЕЛИЯ И АРГОНА	8
<i>Артёмов В.И., Макаров М.В., Яньков Г.Г.</i> ВЛИЯНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СТЕНКИ ТРУБЫ НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ АНОМАЛЬНО ВЫСОКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПРИ ТЕЧЕНИИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	10
<i>Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г.</i> АНАЛИТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ ЛЕГКИХ ИОНОВ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ	12
<i>Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г.</i> ПОСЛОЙНЫЙ АНАЛИЗ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	14
<i>Афанасьев В.П., Лобанова Л.Г., Семенов-Шефов М.А.</i> РФЭС АНАЛИЗ УГЛЕРОДНЫХ И УГЛЕРОДОСОДЕРЖАЩИХ ПОКРЫТИЙ	16
<i>Ашурбеков Н.А., Закарьяева М.З., Иминов К.О., Шахсинов Г.Ш., Омарова П.Х.</i> ПЛАЗМЕННЫЙ РЕАКТОР ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ АДДИТИВНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА С ПРОТЯЖЕННЫМ ЩЕЛЕВЫМ КАТОДОМ.....	18
<i>Беденко С.В., Приходько В.В., Шмаков В.М.</i> ПАРАМЕТРЫ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩЕГО БЛАНКЕТА С ПЛАЗМЕННО-ФИЗИЧЕСКИМ ДРАЙВЕРОМ ЛИНЕЙНОЙ КОНФИГУРАЦИИ: РЕЗУЛЬТАТЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	20
<i>Беляев А.В., Сидельников Н.Е., Гареев Э.И., Дедов А.В.</i> МЕТОДЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ ТЕЧЕНИИ В ОБОГРЕВАЕМОМ МИНИКАНАЛЕ	22
<i>Бочаров Г.С., Елецкий А.В., Зверев М.А., Федорович С.Д.</i> КОМПОЗИТЫ НА ОСНОВЕ ПОЛИМЕРОВ С ПРИСАДКОЙ НАНОУГЛЕРОДА	24
<i>Брагин Е.Ю., Бобырь Н.П., Бунин Е.А., Жильцов В.А., Казеев М.Н., Камин Д.В., Козлов В.Ф., Коробцев С.В., Кутузов Д.С., Нагель Н.Н., Спицын А.В., Сухов А.Е., Шуровский Д.О., С.В. Янченков С.В.</i> СОЗДАНИЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНОГО ПЛАЗМЕННОГО РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ	26

<i>Будаев В.П.</i> СКЕЙЛИНГ ПОДОБИЯ ТОКАМАКОВ КАДОМЦЕВА: УЧЕТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМА-СТЕНКА В ПРОБЛЕМЕ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА	28
<i>Бурмистров Д.А., Будаев В.П., Гаврилов В.В., Жарова А.А., Лиджигорьяев С.Д., Топорков Д.А.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА МЕГАЭЛЕКТРОНВОЛЬТНОГО ДИАПАЗОНА ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ	30
<i>Бухаров А.В., Королёв В.Д., Лаптева Е.Д.</i> ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КРИОГЕННЫХ МОНОДИСПЕРСНЫХ МИШЕНЕЙ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ	32
<i>Верховых А.В., Мирзоев А.А.</i> AV INITIO РАСЧЕТ УПРУГИХ СВОЙСТВ ОЦК СПЛАВОВ V-TI	34
<i>Вершинина Ю.В., Мишин Г.А., Попандопуло Х.Ю.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ С ВНУТРЕННИМ ТЕПЛОВЫДЕЛЕНИЕМ	36
<i>Губанова А.И., Губкин М. К., Rogozin К.А., Анисимов Д.А., Чан К.В., М.С. Чилин М.С., Коньков А.А., Будаев В.П., Кавыришин Д.И., Федорович С.Д.</i> РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ ЛИНЕЙНОЙ МУЛЬТИКАСПОВОЙ ЛОВУШКИ С СИСТЕМОЙ ВЧ-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ ПЛМ-М	38
<i>Дедов А.В.</i> ПРОБЛЕМЫ ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИИ КОМПОНЕНТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК, ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ	40
<i>Егоров В.К., Егоров Е.В., Галицин А.А.</i> ПРИМЕНЕНИЕ НАНОТЕХНОЛОГИИ ДЛЯ РЕАЛИЗАЦИИ РЕАКЦИЙ ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА	42
<i>Ефимов Н.Е., Крат С.А., Пришивицын А.С., Подоляко Ф.С., Пашков И.И., Алиева А.И., Виницкий Е.А., Юрченков П.М.</i> УЧЕБНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ТОКАМАК МИФИСТ-0: СОСТОЯНИЕ НА 2023 ГОД	44
<i>Жиркин А.В., Кутеев Б.В., Мукарашоева А.Р., Шафикова Д.Р.</i> РАСЧЕТНЫЙ АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ В МАТЕРИАЛАХ КОМПАКТНОГО ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ТИН-К С ТЯЖЕЛОВОДНЫМ ТОРИЕВЫМ БЛАНКЕТОМ И БЕРИЛЛИЕВЫМ РАЗМНОЖИТЕЛЕМ НЕЙТРОНОВ	46
<i>Кабаньков О.Н., Ягов В.В.</i> НИЗКОНАПОРНЫЙ ОДНОФАЗНЫЙ КОНТУР ЕСТЕСТВЕННОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ. ЭКСПЕРИМЕНТ, МЕТОДИКА ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА	48
<i>Кавыришин Д.И., Федорович С.Д., Чан К.В., Муравьёва Е.А.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЛЬФРАМА НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ МАКЕТА ЭЛЕМЕНТА ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ПРИ ЕГО ИСПЫТАНИИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ МЭИ	50

<i>Казakov Е.Д., Орлов М.Ю., Смирнова А.Р., Стрижаков М.Г., Сунчугашев К.А.</i> О ВЛИЯНИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ВАКУУМНОМ ДИОДЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ "КАЛЬМАР" НА РАЗВИТИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОЗРАЧНЫХ МИШЕНЯХ	52
<i>Карбушев Д.Н.</i> ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПРИМЕСЕЙ НА ДРЕЙФОВЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ	54
<i>Колесник М.С., Пискарев П.Ю., Мазуль И.В., Рулёв Р.В.</i> МАКЕТИРОВАНИЕ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ, РАССЧИТАННЫХ НА ВЫСОКИЕ ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ В УСЛОВИЯХ КОНТАКТА С ЖИДКИМ И ПАРООБРАЗНЫМ ЛИТИЕМ	56
<i>Комов А.Т., Дедов А.В., Захаренков А.В., Демидов А.С., Тупотилов Д.А., Гроо Д.А., Тупотилов А.Л., Смирнов М.Б.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОХЛАЖДЕНИИ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ТЕПЛОАГРУЖЕННОЙ МИШЕНИ.....	58
<i>Комов А.Т., Дедов А.В., Захаренков А.В., Щербаков П.П., Вершинина Ю. В., Соколова А.Д., Штелинг В.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОСЪЕМА ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ОТ МОДИФИЦИРОВАННОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОВЕРХНОСТИ.....	60
<i>Косенков Д.В., Косенкова Н.Ю., Сагадеев В.В.</i> ИЗЛУЧАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛЛОВ ПЕРВОЙ ГРУППЫ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ	62
<i>Кузенов В.В., Воронина Е.А., Рыжков С.В.</i> МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ И МОЩНЫЕ ПЛАЗМОФИЗИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ.....	64
<i>Кузма-Кичта Ю.А., Комендантов А.С., Круг А.Ф., Васильева Л.Т., Киселев А.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ КРИЗИСА ТЕПЛООБМЕНА В МАКРО- И МИКРОКАНАЛЕ С ПОРИСТЫМ ПОКРЫТИЕМ	65
<i>Кузнецов В.Е., Дудник Ю.Д., Сафронов А.А., Ширяев В.Н., Васильева О.Б., Гаврилова Д.А., Гаврилова М.А.</i> ПОЛУЧЕНИЕ ТУГОПЛАВКИХ КАРБИДНЫХ МАТЕРИАЛОВ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА	67
<i>Лисовой П.Д., Тепикин В.И., Саврухин П.В., Шестаков Е.А.</i> ТОМОГРАФИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА НАДТЕПЛООВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД	69
<i>Лубенченко А.В., Иванов Д.А., Лукьянцев Д.С., Будаев В.П., Федорович С.Д., Лубенченко О.И., Смирнов М.Б.</i> РФЭС-АНАЛИЗ ВОЛЬФРАМА ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ПОТОКАМИ СТАЦИОНАРНОЙ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ	71
<i>Лукьянцев Д.С., Лубенченко А.В., Иванов Д.А., Лубенченко О.И., Иванова И.В., Павлов О.Н.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ГОРИЗОНТАЛЬНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ	73

<i>Манухин В.В.</i> МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ КАРБИДА ВОЛЬФРАМА ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ	75
<i>Морхова Е.А., Чирков А.Ю.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ В Z-ПИНЧАХ В МНОГОГРУППОВОМ КИНЕТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	77
<i>Павлушин Н.Н., Смирнов М.Б., Лисовой П.Д., Денисов А.С., Губанова А.И., М.Д. Филиппов М.Д., Мишин Г.А., Сидельников Н.Е., Анисимов Д.А., Чилин М.С.</i> МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА НА ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАСТИНЕ ТОКАМАКА Т-15МД	79
<i>Печенегов Ю.Я., Озеров Н.А., Косов В.А., Косов М.А.</i> РАСЧЕТ ТЕПЛООБМЕНА И СОПРОТИВЛЕНИЯ КАНАЛЬНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ГЕЛИЯ С УЧЕТОМ ПЕРЕМЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ	81
<i>Пискарев П.Ю., Герваш А.А., Огурский А.Ю., Глазунов Д.А., Рузанов В.В., Лянзберг Д.В., Васильев В.А., Рулев Р.В.</i> ОПЫТ ПРОХОЖДЕНИЯ КВАЛИФИКАЦИИ КРИТИЧЕСКИХ ТЕХНОЛОГИЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ВЫСОКОНАГРУЖЕННЫХ ПАНЕЛЕЙ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ИТЭР	83
<i>Пузина Ю.Ю., Крюков А.П.</i> ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСУ НА МЕЖФАЗНЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ, ЗАЖАТОГО ПОРИСТЫМИ СТРУКТУРАМИ	85
<i>Рогозин К.А., Анисимов Д.А., Чан К.В., Чилин М.С., Коньков А.А., Губанова А.И., Будаев В.П., Кавыришин Д.И., Федорович С.Д.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ПЛМ-М ЗОНДОВЫМ МЕТОДОМ	87
<i>Рогозин К.А., Федорович С.Д.</i> КОМПАКТНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ С МАГНИТНОЙ СИСТЕМОЙ НА ОСНОВЕ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ	89
<i>Рулёв Р.В., Кузнецов В.Е., Левичев В.В., Мазуль И.В., Пискарев П.Ю., Серов В.Г.</i> СТАТУС СТЕНДА ТЕПЛОВЫХ ИСПЫТАНИЙ «ЦЕФЕЙ-М»	91
<i>Рыбиков А.А., Кузнецов Н.А., Литуновский Н.В., Маханьков А.Н.</i> РАЗРАБОТКА И АПРОБАЦИЯ ТЕХНОЛОГИИ ОБЛИЦОВКИ ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ИТЭР	93
<i>Ряжских В.И., Коновалов Д.А., Орехова М.Т.</i> МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛООВОГО ЦИРКУЛЯЦИОННОГО КОНТУРА В ЭЛЕМЕНТАХ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК	95
<i>Самохин А.В., Алексеев Н.В., Фадеев А.А., Синайский М.А., Дорофеев А.А.</i> ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРОШКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ВОЛЬФРАМА	97

<i>Светушков Н.Н.</i> ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ЗАДАЧ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ РЕШЕНИЯ СЛОЖНЫХ ИНЖЕНЕРНЫХ ЗАДАЧ ТЕПЛООБМЕНА В ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ	99
<i>Синельников Д.Н., Гаспарян Ю.М., Гришаев М.В., Ефимов Н.Е., Крат С.А., Никитин И.А.</i> АНАЛИЗ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА С ПОМОЩЬЮ СПЕКТРОСКОПИИ МАЛОУГЛОВОГО ИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ.....	100
<i>Слива А.П., Петрухин Д.А.</i> ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЕ РЕЛЬЕФНОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ ВОЛЬФРАМА	102
<i>Соколов М.А., Разуванов Н.Г.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛООБМЕНА ЗАТОПЛЕННОЙ СТРУИ ЖИДКОГО МЕТАЛЛА В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.....	104
<i>Степаненко А.А., Кашин Д.А., Гаспарян Ю.М.</i> РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЛАЗЕРНО-СТИМУЛИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ КОНТРОЛЯ СОДЕРЖАНИЯ ТРИТИЯ В ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ МАТЕРИАЛАХ ТОКАМАКА	106
<i>Тарасюк Г.М., Писарев А.А.</i> ПЛАЗМЕНАЯ МОДИФИКАЦИЯ НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ПОРИСТОГО УГЛЕРОДА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЕМКОСТИ ЭЛЕКТРОДА СУПЕРКОНДЕНСАТОРА	108
<i>Тепикин В.И., Саврухин П.В., Лисовой П.Д., Шестаков Е.А.</i> РАЗРАБОТКА ПРОЕКТА КОЛЛИМАТОРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТОКАМАКЕ	110
<i>Тепикин В.И., Саврухин П.В., Лисовой П.Д., Шестаков Е.А.</i> ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПОДВИЖНЫЕ МАГНИТНЫЕ ЗОНДЫ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД	112
<i>Тихонов В.Н., Горбатов С.А., Иванов И.А., Тихонов А.В.</i> УСТРОЙСТВО ВВОДА СВЧ МОЩНОСТИ В РАЗРЯДНУЮ КАМЕРУ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ	114
<i>Тужмаков Д.А.</i> ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ЗАРЯЖЕННОЙ ПОЛИДИСПЕРНОЙ ЗАПЫЛЕННОЙ СРЕДЫ В КАНАЛЕ	116
<i>Тупотилова А.В., Гареев Э.И., Беляев А.В., Дедов А.В.</i> ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ТЕПЛООБМЕННЫХ УСТРОЙСТВ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ, ИСПОЛЬЗУЯ СТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПОВЕРХНОСТИ	118
<i>Туриков В.А.</i> РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ НА УДВОЕННОЙ ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ЧАСТОТЕ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ	120

<i>Федорович С.Д., Будаев В.П., Карпов А.В., Кавыришин Д.И., Чан К.В., М.В. Лукашевский М.В., Губкин М.К., Слива А.П., Rogozin К.А., Коньков А.А., Анисимов Д.А., Чилин М.С.</i> КОМБИНИРОВАННЫЕ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВОЛЬФРАМОВОЙ ОБЛИЦОВКИ ДИВЕРТОРА И ПЕРВОЙ СТЕНКИ ГИБРИДНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА	122
<i>Федорович С.Д., Будаев В.П., Чилин М.С.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКИ В УСТАНОВКЕ ПЛМ	124
<i>Филиппов М.Д., Дедов А.В.</i> ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ПУЗЫРЬКОВОМ КИПЕНИИ НА БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЯХ	126
<i>Фролов А.М., Шейндлин М.А.</i> ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ИСПАРЕНИЯ ГРАФИТА И КАРБИДА ЦИРКОНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ДО 4500 К	128
<i>Хвостов Р.П., Голубева А.В.</i> СТЕНД ГДП ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОДОРОДОПРОНИЦАЕМОСТИ МАТЕРИАЛОВ	130
<i>Чан К.В., Будаев В.П., Федорович С.Д., Кавыришин Д.И., Карпов А.В., Лукашевский М.В., Губкин М.К., Слива А.П., Rogozin К.А., Коньков А.А., Анисимов Д.А., Чилин М.С., Белоусов С.В.</i> ЖИДКОМЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ЛИТИЕВАЯ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТАЯ СИСТЕМА ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СТАЦИОНАРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ НАГРУЗКИ И ИМПУЛЬСНЫХ БОЛЬШИХ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ	132
<i>Черкез Д.И., Степанов Н.О., Спицын А.В.</i> УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С МАТЕРИАЛАМИ ЛВГПМ НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»	134
<i>Чирков А.Ю., Вовкиевский Е.Г.</i> ЭНЕРГОБАЛАНС НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ СЖАТИЯ И НАГРЕВА ПЛОТНОЙ БОР-ПРОТОННОЙ ПЛАЗМЫ	136
<i>Шишкова Т.А., Иванов Б.В., Ананьев С.С.</i> ПРОЕКТ КОМПЛЕКСА СТЕНДОВ ДЛЯ ОТРАБОТКИ ТЕХНОЛОГИЙ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ТОКАМАКА	138
<i>Шпанский Ю.С., Кутеев Б.В и группа разработчиков гибридных систем</i> РАЗРАБОТКА БАЗОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ ГИБРИДНОЙ УСТАНОВКИ «СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ» ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ МАТЕРИАЛОВ И КОМПОНЕНТОВ	140
<i>Юнусов Р.Ф., Закиров З.Д., Юнусова Э.Р.</i> НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ С АТОМАМИ АРГОНА В ТРИОДЕ	142
СОДЕРЖАНИЕ	144