

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2023

Том 46
Выпуск 2

Продолжение (начало на 2-й странице обложки вып. 1, 2023 г.)

9 августа 1951 г. распоряжением СМ СССР Лаборатории № 2 был передан ударный генератор 10-12-2 и расширены цеха Серпуховского завода конденсаторов специально для изготовления импульсных конденсаторов по техническому заданию, разработанному А.М. Андриановым, И.Н. Головиным и Н.А. Явлинским (2,7 мкФ, 50 кВ, 150 мкФ, 5 кВ). В конце июня — начале июля 1952 г. вышло распоряжение СМ СССР о строительстве корпуса для термоядерных исследований площадью 2000 м². В июле 1952 г. после открытия нейтронов А.М. Завенягин посетил лабораторию, где ему продемонстрировали опыт с выходом нейтронов.

22—23 августа 1952 г. Совет по МТР обсудил результаты работ и все, кроме Л.А. Арцимовича, пришли к мнению, что нейтроны получены в результате термоядерных реакций в объёме плазмы. 9 сентября 1952 г. распоряжением СМ СССР утверждены план работ и поставка необходимого оборудования. Выделилось два направления: «быстрые» и «медленные» процессы. Работа В.Д. Шафранова (сб.: Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. Т. II. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, с. 130) чётко определила роль продольного магнитного поля, но её экспериментальная проверка шла очень медленно (по словам И.Н. Головина, «эти опыты пошли в темпе, нормальном для научных исследований, но в то бурное время казавшемся невыносимо медленным»). Многочисленные опыты на прямых трубах подтвердили появление нейтронов в сильноточных разрядах, но однозначно доказали, что их происхождение — не термоядерная реакция.

5—6 января 1953 г. на Совете по МТР это было общепризнано и была принята программа: увеличить ток до 1 МА, скорость его нарастания сократить до 0,4 мкс, вести опыты с продольным магнитным полем. Продолжались споры сторонников «быстрых» и «медленных» процессов, особенно обострившиеся после написанного И.Н. Головиным «меморандума для физиков», дающего оценку проделанной работе и рекомендовавшего сосредоточить усилия на системах с продольными магнитными полями.

В декабре 1954 г. было решено понизить гриф секретности работ по МТР. С 1955 г. началось более широкое привлечение к работам коллективов других институтов. В декабре 1955 г. И.В. Курчатов организовал хотя ещё закрытую, но уже многочисленную конференцию по термоядерным исследованиям. В ней участвовали все члены Совета по МТР, сотрудники, уже работающие в этом направлении, академики Н.Н. Семенов, А.А. Самарский, А.Н. Тихонов, А.И. Алиханов, В.И. Векслер, П.Л. Капица, К.Д. Синельников, А.И. Ахиезер и др., представители ЦК КПСС, СМ СССР, Первого главного управления.

В августе 1955 г. состоялась I Международная конференция по мирному использованию атомной энергии. Открывая её, индийский физик Хоми Баба сказал, что на конференции будет обсуждаться только использование энергии деления тяжёлых ядер, хотя будущее принадлежит энергии синтеза лёгких ядер. Но во всех странах работы были засекречены. Инициатива рассекречивания принадлежала СССР: в поездке Н.С. Хрущева и Н.Л. Булганина в Англию участвовал И.В. Курчатов, выступивший в Харуэлле с докладами о ведущихся в СССР работах в области атомного реакторостроения и в области исследований высокотемпературной плазмы для овладения управляемым термоядерным синтезом. Учёные Англии были совершенно не готовы к обсуждению предложений И.В. Курчатова об объединении этих работ, очевидно, не имея соответствующего разрешения своего правительства. Однако толчок к рассекречиванию был дан 2 сентября 1956 г. — на семинаре Лаборатории электроники Королевского технического училища в Стокгольме была доложена очень важная работа В.Д. Шафранова (Атомная энергия, 1956, № 5, с. 38), а летом 1957 г. на конференции по ионизационным явлениям в газах в Венеции уже выступили с докладами учёные США, Англии, Франции.

В августе 1958 г. состоялась II Международная конференция по мирному использованию атомной энергии, на которой были рассекречены все направления работ. Конференция однозначно показала, что, несмотря на секретность, исследования в области термоядерного синтеза идут в почти одинаковых направлениях. Правда, направление стеллараторов в СССР представлено не было, только в докладе Л.А. Арцимовича схематично отражена его идея. У США был аналог советской «Огры», но представленные «пробкотроны» (в англоязычных странах Mirror-system — зеркальные системы) были существенно меньше.

Конференция не привела к реальному объединению усилий учёных, но показала, что сохранение секретности бессмысленно (хотя в США в инерционном лазерном термоядерном синтезе позднее были её рецидивы) и уже идёт обмен информацией. Постепенно начались и обмен визитами сотрудников, и проведение совместных работ. (Продолжение следует.)

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»



КУРЧАТОВСКИЙ
ИНСТИТУТ
ДЛЯ СТРАНЫ
И МИРА

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 46

Выпуск 2

МОСКВА — 2023

Главный редактор

Е.П. Велихов, академик РАН, почётный президент НИЦ «Курчатовский институт»

Редакционная коллегия:

А.Б. Кукушкин, зам. главного редактора, в.н.с., д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

Е.А. Филимонова, ответственный секретарь, н.с., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Б. Алексеев, рук. департамента, д. техн. н., Международная организация ИТЭР, Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция

А.В. Бурдаков, зав. лабораторией, д.ф.-м.н., ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

В.А. Быков, нач. группы, к. техн. н., ИФП им. Макса Планка, Грайфсвальд, Германия

Ю.М. Гаспарян, и.о. зав. кафедрой, к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

Л.Е. Захаров (Zakharov), в.н.с., д.ф.-м.н., Li-WFusion, Princeton, NJ, USA

Н.А. Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., доцент, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Е. Киселёв, зав. отделением, д. техн. н., ИБРАЭ РАН, Москва

Д.В. Коваленко, главный специалист отдела управления НИОКР, с.н.с., Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом», Москва

А.В. Козлов, советник директора, д. техн. н., АО «Институт реакторных материалов», г. Заречный, Свердловская обл.

Е.Р. Корешева, г.н.с., и.о. зав. лабораторией, д.ф.-м.н., ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва

С.И. Крашенинников (Krashennnikov), профессор, д.ф.-м.н., University of California at San Diego, San Diego, CA, USA

А.Ю. Лешуков, зам. начальника отдела, НИКИЭТ им. Н.А. Доллежаля, Москва

И.В. Мазуль, г.н.с., д. техн. н., НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург

В.Б. Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

А.Б. Минеев, в.н.с., к.ф.-м.н., НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург

С.В. Мирнов, научный руководитель отделения, д.ф.-м.н., профессор, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

А.Н. Романников, научный руководитель по УТС и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

П.В. Романов, советник нач. отдела, к. техн. н., Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом», Москва

В.Ю. Сергеев, д.ф.-м.н., профессор, СПб политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

А.В. Спицын, начальник лаборатории, с.н.с., к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

И.Л. Тажибаева, заместитель директора, д.ф.-м.н., профессор, ИАЭ НЯЦ Республики Казахстан, Курчатов, Республика Казахстан

В.И. Хрипунов, в.н.с., к. техн. н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

В.М. Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, АО «ВНИИИМ» им. А.А. Бочвара, Москва

Редактор Карпова Татьяна Юрьевна
karpova.tat@fc.iterru.ru, тел.: 7-499-196-98-31

Соучредители: Автономная некоммерческая организация Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты» (УТС-Центр), федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Журнал (основан в 1978 г.) зарегистрирован в реестре Федеральной службы по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций ПИ № ФС77-73164 от 02 июля 2018 г.; электронное периодическое издание Эл. № ФС77-73162 от 22 июня 2018 г. Подписной индекс в Каталоге периодики агентства «Урал-Пресс» № 70541

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (digital object identifier — DOI), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,620

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2023 г.

© <http://vant.iterru.ru>

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»



Kurchatov Institute
for the Country
and the World

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 46

Issue 2

[Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Termoyadernyi Sintez]

MOSCOW — 2023

Editor-in-Chief

E.P. Velikhov, Member of the Russian Academy of Sciences (RAS), Honorary President of the NRC «Kurchatov Institute»

Editorial Board:

A.B. Kukushkin, Deputy Editor-in-Chief, Leading Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

E.A. Filimonova, Editorial Management, Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.B. Alexeev, Department Head in the ITER International Organization, Dr. of Science Degree in Engineering, Saint Paul-lèz Durance, France

A.V. Burdakov, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, G.I. Budker Institute of Nuclear Physics. Siberian Branch of RAS, Novosibirsk

V.A. Bykov, Group Leader, PhD in Engineering, Max Planck Institute for Plasma Physics, Greifswald, Germany

Yu.M. Gasparyan, Acting Department Head, PhD in Physics and Mathematics, Associate Professor, National Research Nuclear University «Moscow Engineering Physics Institute», Moscow

L.E. Zakharov, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, LiWFusion, NJ, Princeton, USA

N.A. Kirneva, Laboratory Head, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.E. Kiselev, Department Head, Dr. of Science Degree in Engineering, Nuclear Safety Institute of RAS, Moscow

D.V. Kovalenko, Chief Specialist of the R&D Management Division, Senior Research Scientist, State Corporation «Rosatom», Moscow

A.V. Kozlov, Advisor to the Director, Dr. of Science Degree in Engineering, joint-stock company «Institute of Reactor Materials» Zarechnyj, Sverdlovsk region

E.R. Koresheva, Principal Research Scientist, Acting Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow

S.I. Krashenninikov, Professor, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, University of California at San Diego, San Diego, CA, USA

A.Yu. Leshukov, Deputy Head of Division, N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering, Moscow

I.V. Mazul, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Engineering, «D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus», St. Petersburg

V.B. Minaev, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg

A.B. Mineev, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus, St. Petersburg

S.V. Mirnov, Scientific Head of Department, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

A.N. Romannikov, Scientific Supervisor for CTF and plasma technologies, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

P.V. Romanov, Advisor to the Division Head, PhD in Engineering, State Corporation «Rosatom», Moscow

V.Yu. Sergeev, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg

A.V. Spitsyn, Laboratory Head, Senior Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

I.L. Tazhibayeva, Deputy Director, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Institute of Atomic Energy, National Nuclear Centre, Kurchatov City, Kazakhstan

V.I. Khripunov, Dr. of Science Degree in Engineering, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

V.M. Chernov, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, A.A. Bochvar High-Technology Research Institute for Inorganic Materials, Moscow

Editor Karpova Tatyana Yurievna

karpova.tat@fc.iterru.ru, tel.: 7-499-196-98-31

Co-founders: Autonomous non-profit organization Coordinating center «Controlled Thermonuclear Fusion — International Projects» (CTF-Center); Federal state budgetary National Research Centre «Kurchatov Institute»

The journal (established in 1978) is filed in the registry of the Federal Service for Supervision of Communications, Information Technology and Mass Media PI № FS77-73164 of 02 June 2018; electronic periodical is filed in the registry El. № FS77-73162 of 22 June 2018

Subscription index in the catalogue of periodicals of the «Ural-Press» agency № 70541

The journal is included into the list of the Supreme Certification Commission key journals. Its indexes are available in the databases Scopus, the Ulrich's Periodicals Directory and the Russian Science Citation Index (RSCI) on the Web of Science platform. The papers published in it have digital object identification (DOI). The abstracts of the papers published in it are available in the abstract journal of the VINITI RAS. All the free access full-text electronic versions of the papers are available on the site <http://iterru.ru> and on the platform of the Russian Scientific Electronic Library <http://www.elibrary.ru>

The two-year impact factor of the journal in RSCI: 0,620

ПАМЯТИ ДЕНИСА ПЕТРОВИЧА ИВАНОВА
3.08.1930—8.02.2023



8 февраля 2023 г. на 93-м году жизни скончался Денис Петрович Иванов, один из основателей исследований на токамаках в Курчатовском институте.

Денис Петрович родился 3 августа 1930 г. в Москве. Его детство прошло в большой дружной семье. Дома много читали, рисовали, мастерили руками и даже писали стихи. Любовь к науке Денис Петрович унаследовал от матери, известного учёного, работавшей над проблемой электрохимических свойств окисных электродов совместно с академиком А.Н. Фрумкиным.

После окончания Физико-технического факультета МГУ (МФТИ) поступил на практику в Лабораторию № 2 Академии наук СССР, позднее преобразованную в НИЦ «Курчатовский институт», с которым была связана вся научная и творческая жизнь Дениса Петровича, начиная с исследований прямых плазменных разрядов в продольном магнитном поле и экспериментов на первом токамаке ТМП. С первых работ Денис Петрович проявил себя разносторонне мыслящим учёным, успешно решающим сложные инженерные и физические задачи удержания и нагрева высокотемпературной плазмы.

В 1960—1962 гг. Денис Петрович руководил проектированием и сооружением серии малых токамаков ТМ-2, ТМ-1 и ТМ-3. Полученные на этих токамаках результаты впоследствии опровергли концепцию «бомбовской» диффузии, которая тогда многими считалась непреодолимой угрозой для программы термоядерного синтеза.

Денис Петрович Иванов никогда не был на первых административных ролях, но его работы всегда были востребованы. Научные экспериментальные проекты, разрабатываемые Денисом Петровичем как самостоятельно, так и в коллективах единомышленников, практически всегда имели завершённый характер. Это относится в первую очередь к пионерским работам на токамаке Т-3А, во многом определившим развитие токамаков во всём мире, и к первому токамаку со сверхпроводящей магнитной системой Т-7, созданному на много лет раньше подобных установок за рубежом. В 1960-х годах Денис Петрович четыре месяца работал в Принстонской лаборатории физики плазмы в США по научному обмену опытом и даже стал героем научно-фантастического бестселлера.

Наряду с участием в пионерских экспериментах на токамаках Денис Петрович активно прорабатывал инженерные проблемы термоядерных реакторов. Одной из важнейших среди них было создание больших магнитов с использованием сверхпроводников, успешно реализованных в установках Т-7 и Т-15. В 1978 г. в Институте ядерного синтеза (ИЯС) НИЦ «Курчатовский институт» был введён в эксплуатацию первый в мире сверхпроводящий токамак Т-7, который имел сверхпроводящую тороидальную обмотку на основе проводника NbTi, охлаждаемую жидким гелием с температурой 4,5 К. Эксперименты на токамаке Т-7 продолжались до 1987 г., за год до того момента, когда строительство токамака Т-15 вступило в завершающую стадию. Тогда возник вопрос о дальнейшей судьбе токамака Т-7. В 1990 г. директор ИЯС академик Б.Б. Кадомцев написал письмо директору Института физики плазмы Академии наук (ASIPP) КНР академику Сюю Юпину с предложением передать Т-7 в качестве подарка в ASIPP. В течение короткого времени, с учётом возможности транспортировки, анализа логистики, это предложение было принято с благодарностью, и в течение 1991—1993 гг. токамак Т-7 вместе со всеми инженерными и технологическими системами был отправлен по железной дороге в ASIPP (г. Хэ Фэй). В 1991—1993 гг. несколько десятков инженеров и физиков были направлены в ASIPP из Курчатовского института, чтобы помочь китайским коллегам реконструировать Т-7. Это было связано с необходимостью увеличения диагностических секций с 4 до 16 для более эффективного проведения физических экспериментов. Работы по реконструкции Т-7 возглавил создатель этой установки Д.П. Иванов. Физический запуск токамака Т-7, переименованного в НТ-7, состоялся в 1994 г. Эксперименты на токамаке НТ-7 проводились до 12 октября 2012 г., а 21 марта 2008 г. НТ-7 установил 400-секундный рекорд по длительности разряда с центральной электронной температурой 1 кэВ и центральной плотностью плазмы $5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Реконструкция и успешная работа токамака НТ-7 стали яркой демонстрацией прочных связей между инженерами и учёными наших стран. После завершения работы токамак НТ-7 вместе с магнитопроводом был установлен перед зданием, где в настоящее время располагается EAST — первый в мире токамак с полностью сверхпроводящей магнитной системой. На плите из красного гранита, расположенной в подножии перед токамаком НТ-7, золотыми буквами на китайском и английском языках написано: «Сверхпроводящий токамак НТ-7 был первым сверхпроводящим токамаком в Китае, первоначально имеющим название Т-7. Он был передан в дар ASIPP Курчатовским институтом бывшего СССР в 1990 г. и затем реконструирован как НТ-7. Он начал работу в 1994 г. и закончил в 2012 г. НТ-7 сделал великолепный вклад в термоядерные исследования и развитие Китая». Таким образом, токамак Т-7, а впоследствии НТ-7, стал прижизненным памятником выдающемуся учёному и инженеру — Денису Петровичу Иванову.

С 1987 г. и до последнего времени Денис Петрович в составе экспертных групп активно участвовал в создании магнитной системы установки ИТЭР, проектировании сверхпроводящего магнита для токамака как термоядерного источника нейтронов (ТИН) с магнитным полем 5 Тл на тороидальной оси и в разработке концепции токамака с реакторными технологиями (TRT).

При непосредственном участии Дениса Петровича созданы не только китайский токамак НТ-7, но и южнокорейский токамак KSTAR, ныне показывающий выдающиеся результаты, и индийский токамак SST-1.

Рекордные параметры обеспечивались не только в науке. Денис Петрович находил время для разнообразной спортивной жизни как один из первопроходцев спортивного ориентирования в Москве и победитель первого чемпионата Москвы осенью 1963 г., а также активный участник горнолыжной секции спортивного клуба «Малахит», организатор многочисленных туристических походов по всей стране.

Денис Петрович Иванов, общительный и добрый человек, навсегда останется в нашей памяти как выдающийся учёный, инженер и Человек с большой буквы.

Друзья и коллеги

УДК. 533.952

РАЗРАБОТКА КОНЦЕПЦИИ ПОЛУЧЕНИЯ И ХРАНЕНИЯ НАУЧНЫХ ДАННЫХ УТС-ИССЛЕДОВАНИЙ В АППАРАТНО-ИНФРАСТРУКТУРНОЙ ПЛАТФОРМЕ ИНФОРМАЦИОННО-КОММУНИКАЦИОННОГО ПРОСТРАНСТВА

Н.В. Нагорный, Е.Ю. Миронова, С.С. Портоне, О.И. Семенов, З.В. Ежова, А.Ю. Миронов, А.С. Ларионов, Л.А. Григорян, Д.И. Гужев, Е.В. Семенов, А.И. Николаев, В.М. Нестеренко, Т.В. Арбузова, И.Б. Семенов, А.В. Красильников

Частное учреждение «Проектный центр ИТЭР», Москва, Россия

В рамках проекта по созданию аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП или FusionSpace.RU) для совместной научной деятельности в области УТС-исследований в Российской Федерации необходимо разработать инструментарий и распределённые сервисы для решения многих научно-технических задач. Неотъемлемой частью проекта является организация централизованного структурированного хранилища разноформатной информации и предоставление участникам научных исследований современных и удобных средств доступа для работы с данными. При создании проекта системы управления и сбора данных установки ИТЭР—CODAC (Control Data Access and Communication) был обобщён и использован опыт установок JET, JT-60, DIII-D, KSTAR, LHD, TCV, W7-X, а также опыт работы с большими массивами данных на установке LHC в ЦЕРН. В целях совместимости решения, заложенные в проект информационного пространства установки ИТЭР, частично были использованы в АИП ИКП, FusionSpace.RU. В статье представлен анализ существующих и разрабатываемых программных и аппаратных решений, применяемых в проекте ИТЭР для консолидации, хранения и предоставления доступа к большому объёму различных данных, получаемых в результате выполнения научно-исследовательских работ по проектированию установки, а также в результате работы её технологических и диагностических систем. Результаты анализа использованы при разработке концепции унифицированного подхода к организации доступа к данным и общего инструментария обработки научных данных в рамках Fusion Space.RU, что позволит повысить научный потенциал пользователей-исследователей, работающих на российских установках, улучшить информационный обмен и обеспечить подготовку российских учёных для работы на различных установках.

Ключевые слова: работа с научными данными, хранение информации, распределённые исследования, цифровая научная платформа, проект ИТЭР.

DEVELOPMENT OF THE SCIENTIFIC DATA HANDLING CONCEPT IN THE INFRASTRUCTURAL HARDWARE PLATFORM OF THE COMMON IT SPACE FOR FUSION RESEARCH

N.V. Nagornyi, E.Yu. Mironova, S.S. Portone, O.I. Semenov, Z.V. Ezhova, A.Yu. Mironov, A.S. Larionov, L.A. Grigoryan, D.I. Guzhev, E.V. Semenov, A.I. Nikolaev, V.M. Nesterenko, T.V. Arbuzova, I.B. Semenov, A.V. Krasilnikov

Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

As a part of Infrastructural Hardware Platform of the Common IT Space for Fusion Research project development (AIP IKP, FusionSpace.RU) for joint scientific work in the field of fusion research in the Russian Federation, it is necessary to develop tools and distributed services for solving many scientific and technical tasks. Major part of this work is the organization of a centralized and structured storage of various formats data, and the provision of modern and convenient access services for participants in scientific research. Along with ITER control and data acquisition system project — CODAC and ITER facilities information space, the experience of the JET, JT-60, DIII-D, KSTAR, LHD, TCV, W7-X projects, as well as experience with large datasets at the LHC CERN facility was generalized and used. For compatibility reasons, the solutions from the ITER plant information space were partially used in «AIP IKP», FusionSpace.RU. The article presents an analysis of existing and developing software and hardware solutions used in the ITER project for the consolidation, storage and access to a large amount of various data obtained as R&D work results on the ITER facility or technological and diagnostic systems data. The outcome of the analysis will be used in unified approach for data access management and common data processing tools in FusionSpace.RU. It will increase capabilities for researchers from Russian fusion projects. The use of unified tools for analyzing and displaying data, built in accordance with international standards, will improve information exchange and provide training for Russian specialists for work at different facilities.

Key words: scientific data, data storage, distributed research, digital scientific platform, ITER project.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-7-14

ВВЕДЕНИЕ

Аппаратно-инфраструктурная платформа информационно-коммуникационного пространства (АИП ИКП, FusionSpace.RU) представляет собой территориально-распределённую инфраструктуру, объединяющую научные центры, специализирующиеся на исследованиях в области УТС, такие как предприятия ГК «Росатом» (ГНЦ РФ ТРИНИТИ, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, ИТЭР-Центр и ИЛФИ РФЯЦ — ВНИИЭФ) и институты Министерства науки и высшего образования (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ИПФ РАН, ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН). На следующих этапах запланировано подключение профильных вузов (НИЯУ МИФИ, НИУ МФТИ, НИУ МЭИ и др.) и других российских научных центров. АИП ИКП (FusionSpace.RU) состоит из следующих трёх типовых узлов: Центральный узел (ЦУ), Центры дистанционного участия (ЦДУ), Совместные лаборатории (СЛ), комплекс которых позволяет участникам получить доступ к данным и сервисам информационного пространства. Данные, получаемые от СЛ, хранятся в центральной репозитории, и доступ к ним предоставляется в соответствии с разработанной схемой разграничения прав доступа.

Основная цель создания FusionSpace.RU — проведение распределённого научного эксперимента и последующее предоставление доступа к результатам измерений всем участникам АИП ИКП. Принципы хранения и предоставления данных, реализуемые в АИП ИКП, базируются на архитектурных решениях, применяемых в проекте ИТЭР. В экспериментах на установке ИТЭР будет задействовано более 150 технологических и диагностических систем. Каждая система является источником данных, которые используются для различных целей: данные в реальном времени (в системе быстрых обратных связей), оперативные данные (для корректировки параметров системы во время её работы), а также исходные и архивные данные (для пост-анализа). Для обеспечения управления установкой и работы с оперативными данными спроектирована центральная система управления CODAC (ядром системы является программное решение EPICS), в состав которой входят основные средства работы с данными, обработчик аварийных сообщений, средства мониторинга и логирования. Каждая подсистема ИТЭР в зависимости от требований к производительности подключена к одной или нескольким сетям передачи данных: Plant Operation Network (PON), Synchronous Databus Network (SDN), Data Archive Network (DAN).

PON обеспечивает управление медленными процессами на установке, применение заданных для переменных уставок, передачу и применение конфигурационных файлов различного типа, обработку управляющих и аварийных событий, мониторинг и архивирование переменных управляющих программ диагностических и технологических систем (PON archive). Высокопроизводительная сеть SDN используется для организации быстрых процессов управления и автоматизированного принятия решений в системе управления плазмой (Plasma Control System), после чего данные, передаваемые по SDN, сохраняются в архив установки. Для передачи и архивирования «сырых» или нормализованных экспериментальных данных диагностических систем для их детального пост-анализа, с возможной последующей корректировкой конфигурации систем или диагностических параметров, используется сеть DAN. Как было упомянуто, каждая подсистема установки является индивидуальным источником данных для передачи (зачастую высокоскоростной) по сетям, что накладывает дополнительные требования на интерфейсы и характеристики научного архива.

В проекте ИТЭР система хранения большого объёма данных и организации оперативного доступа к ним базируется на современных технических решениях в области информационных технологий. Участие Российской Федерации в проекте ИТЭР обеспечивает возможность их использования при разработке инструментария и сервисов АИП ИКП в рамках развития российской программы УТС-исследований.

СИСТЕМА ХРАНЕНИЯ НАУЧНЫХ ДАННЫХ ИТЭР

Все данные, получаемые во время работы установки ИТЭР, будут храниться в единой системе хранения данных, которая включает в себя хранение не только экспериментальных данных, но и результатов их анализа, математических моделей и результатов, полученных в ходе работы с модельными системами, а также конфигураций систем установки ИТЭР.

Система хранения данных ИТЭР располагается в двух информационных зонах: внутренней информационной системе установки POZ (Plant operation Zone) и зоне доступа внешних информационных систем XPOZ (eXternal to POZ). Оценки ИТЭР показывают, что общий поток сохраняемых данных будет сильно превосходить 50 ГБ/с, в связи с чем появляется дополнительная необходимость учитывать балансировку производительности системы и успевать выполнять обработку информации при получении данных сразу от многих источников (диагностических и технологических систем), при этом записанные данные должны постоянно реплицироваться из краткосрочного хранилища данных в долгосрочное, одновременно оставаясь доступными для систем и пользователей обеих зон на протяжении всего эксперимента. Для решения этой задачи требуется надёжный и эффективный механизм репликации научных данных, обеспечивающий целостность данных при быстрой передаче внутри ИТЭР. Данные, полученные во время работы установки, попадают в оперативные хранилища в зоне POZ и далее реплицируются в базу данных ITERDB в зоне XPOZ. Основными задачами ITERDB являются хранение и обеспечение доступа к данным для операторов, инженеров и учёных так быстро, насколько это возможно.

Помимо базы данных ITERDB и хранилищ конфигураций, в систему хранения данных включены инженерный архив установки (PON Archive) и научные архивы сетей SDN и DAN.

Упрощённая схема системы хранения данных ИТЭР показана на рис. 1.

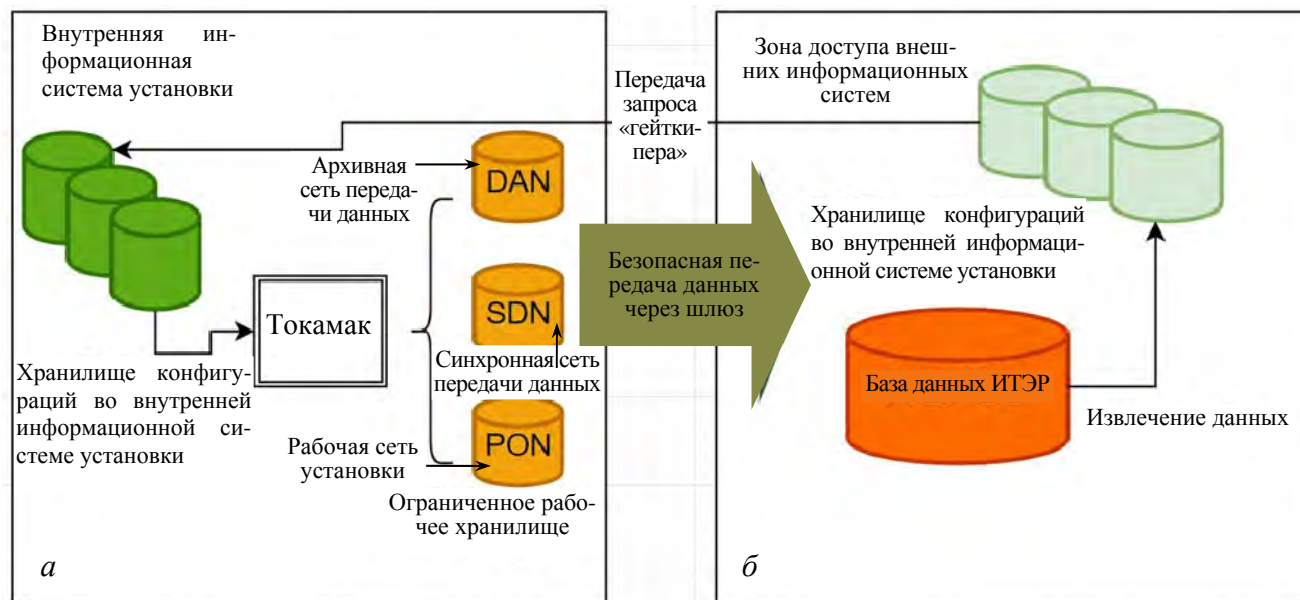


Рис. 1. Система хранения данных ИТЭР

На рис. 1, а показаны хранилища различных сервисов и конфигураций, связанных с работой установки.

Передача полученных в результате эксперимента данных в зону XPOZ (рис. 1, б) осуществляется с помощью шлюза Outgoing Data Gateway (ODG), а запросы из зоны XPOZ на изменение конфигураций обрабатываются согласно правилам программы Operation Request Gatekeeper (ORG), для чего в зоне XPOZ находится реплика конфигураций.

ИНЖЕНЕРНЫЙ АРХИВ УСТАНОВКИ ИТЭР

Инженерный архив, взаимодействующий с рабочей сетью установки PON, следит за изменениями и архивирует значения программных переменных процессов (EPICS Process Variables) в системе управления ИТЭР. EPICSPV — переменные, представляющие текущее состояние контролируемого процесса и содержащие компьютеризованное представление различных сигналов установки.

Инженерный архив получает конфигурацию из базы данных ITERDB, подписывается (проставляется метка чтения блока данных с определённой периодичностью или при его изменении) на переменные процесса в среде EPICS, получает и обрабатывает данные «на лету», сохраняет фрагменты данных в архив, сохраняет и учитывает метки времени, а также позволяет экспортировать отдельные фрагменты

данных в различных форматах, например, поддерживаемых программами Excel, Matlab и др. Графический пользовательский интерфейс позволяет подписываться на переменные процессов для отображения значений онлайн, запрашивать ранее сохранённые данные, автоматизировать сохранение данных и изображений в журнал эксперимента (Logbook), а также обеспечивать доступ к графикам через Web (ITER Dashboard).

СИСТЕМА АРХИВАЦИИ НАУЧНЫХ ДАННЫХ ИТЭР

Основными компонентами системы архивации научных данных ИТЭР являются системы, стоящие за сетями передачи данных SDN и DAN. Из-за большого потока и объёма данных в ИТЭР для организации хранения используется распределённая файловая система. В настоящее время список файловых систем, которые отвечают большинству требований проекта ИТЭР, следующий: Spectrum Scale, Lustre и Intel DAOS. Сейчас в CODAC применяют Spectrum Scale при прототипировании системы архивации научных данных.

Работу с данными по сетям DAN и SDN разделяют на два потока: интерфейсный, который используется для получения данных из соответствующих сетей, и поток записи, который сохраняет данные в виде HDF5-файлов. Однако формирование блоков данных в сетях передачи данных DAN и SDN происходит по-разному. В случае DAN в один блок данных помещаются отсчёты АЦП, «кадры» научных камер и т.п. с постоянной частотой дискретизации и с отметками времени для каждого отсчёта (кадра). В случае SDN блок данных формируется без постоянной частоты дискретизации, поэтому метки времени определяются для каждой выборки.

Основная задача хранилища данных, организованного для сети SDN — хранить основные параметры диагностических систем (итоговые физические величины, определённые для каждой диагностики — Measuring Parameters). Сегодняшняя концепция предполагает получение данных по 2000 различных измерительных параметров. Предусмотренная частота отклика сети SDN составляет 10 кГц, максимальный размер одного пакета данных 9 КБ, а максимальная пропускная способность до 100 Мбайт в секунду. Данные должны быть заархивированы и доступны во время сбора данных с задержкой несколько секунд, затем передача данных из POZ в XPOZ, а также доступ к ним должны выполняться в течение нескольких миллисекунд. Архиватор SDN сохраняет данные в HDF5-формате, образец структуры блока данных SDN представлен в источнике [1, р. 1905].

Архитектура системы DAN (показана на рис. 2 [2]) состоит из двух основных элементов: распределённых клиентов DAN (DAN Streamers), которые подготавливают и генерируют данные для дальнейшего архивирования от различных источников, и серверов (Archive Writers), которые получают и сохраняют данные.

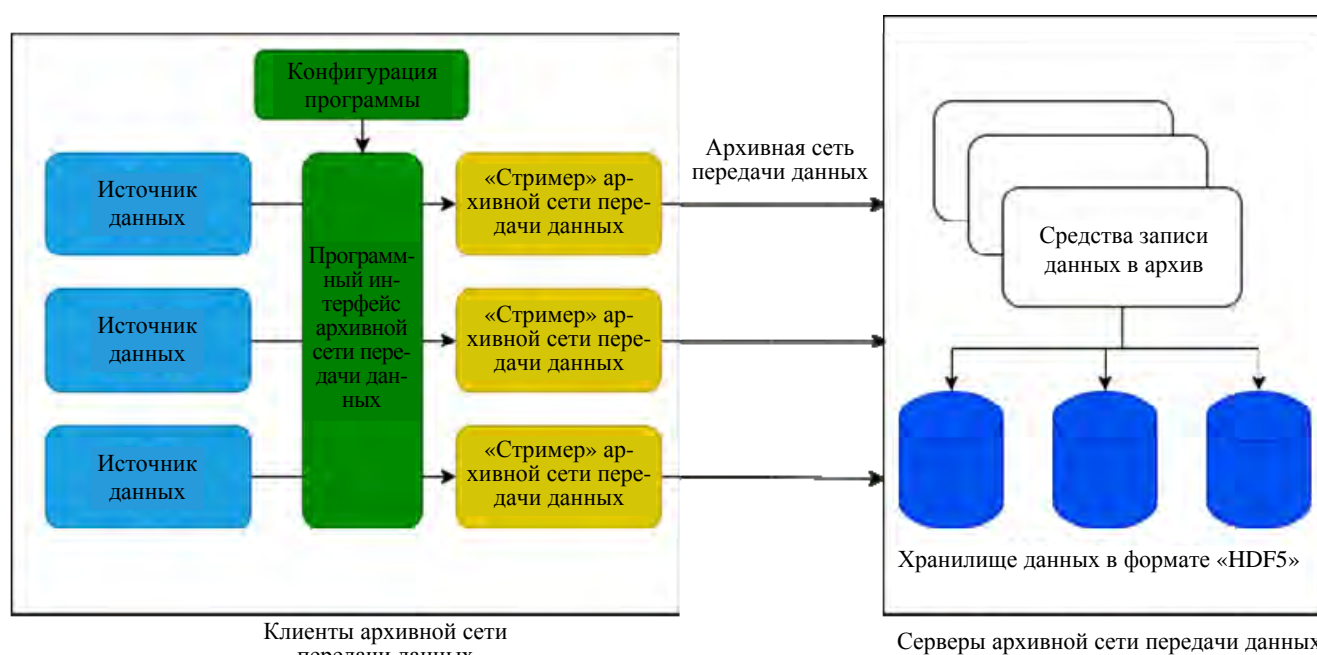


Рис. 2. Архитектура системы DAN

Передача данных от распределённых клиентов, количество которых может достигать нескольких тысяч, к серверам выполняется с помощью специального протокола, построенного на базе TCP/IP. Модель передаваемых данных подразумевает, что аппаратное обеспечение может создавать дополнительные метаданные, связанные с каждым измерительным каналом и каждой выборкой. Например, научные камеры могут добавлять номера кадров и информацию об уровне «чёрного цвета» и других параметрах регистрации каждого кадра. Аппаратные модули, выполняющие обработку данных (например, FPGA), могут добавлять к каждому полученному результату дополнительные метаданные, характеризующие работу алгоритма обработки данных. При этом система DAN предоставляет отдельный доступ к результатам измерений и метаданным.

ПОЛУЧЕНИЕ И ХРАНЕНИЕ ДАННЫХ В АИП ИКП

Проведённый анализ источников данных (установок УТС-исследований), подключаемых в рамках тестовой площадки АИП ИКП, а также иностранных установок указывает на отсутствие единого образа структур и форматов данных, используемых на установках: чаще всего данные представлены локальными бинарными файлами собственной структуры с записью временных рядов, хранятся в документ-ориентированных базах данных либо используется сочетание базы данных и файлового каталога, а структура системы, требуемая для навигации по данным, является неотъемлемой частью локального программного обеспечения, зачастую разработанного специально под установку. Объём информации, получаемой установкой за один импульс, варьируется от десятков мегабайт до нескольких гигабайт. Общий объём исторического архива единичной российской установки УТС-исследований, накопленного за время её эксплуатации, может достигать нескольких терабайт информации. Для реализации инструментария и сервисов АИП ИКП, а именно хранилища информации и средств работы с ней, требуется построение комплекса как специальных, так и универсальных программных решений.

В рамках СЛ разворачивается программное обеспечение, позволяющее осуществлять получение от источника данных информации, разрешённой к публикации в АИП ИКП. Решение формируется на стороне источника данных: с использованием отдельного пользовательского интерфейса уполномоченные пользователи осуществляют базовый анализ данных с дальнейшим присваиванием им метки (например, согласно качеству полученной информации) в метаданных.

На сервере СЛ формируется временное хранилище информации, доступное в АИП ИКП. Для организации работы только с изменениями информации используются базовые метаданные о последних проведённых экспериментах, после чего новые данные от источника размещаются в хранилище СЛ. Временное хранение осуществляется с сохранением структуры источника данных.

На рис. 3 показана схема хранения и потоков данных в АИП ИКП.

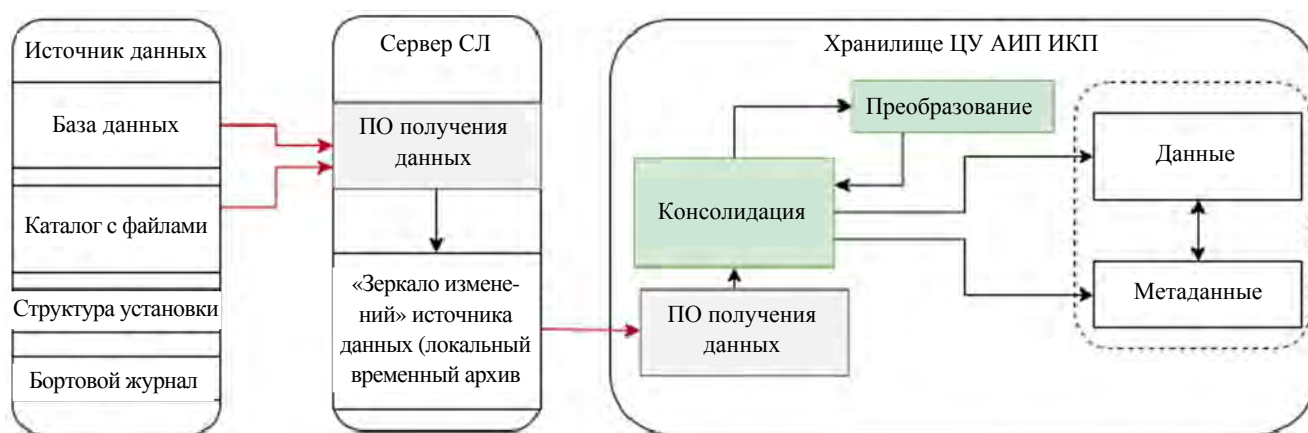


Рис. 3. Схема хранения данных АИП ИКП

По триггерному принципу при появлении в хранилище СЛ новых данных данные переносятся в ЦУ АИП ИКП, где осуществляется инициирование потока обработки данных (Extract, Transform, Load-ETL) — их консолидация и преобразование при необходимости. Оркеструемый специально вы-

деленным узлом, набор операций выполняется совокупностью частных обработчиков — Data Jobs. Далее осуществляется миграция данных в объектное файловое хранилище, организация которого обеспечит доступ к данным из сервисов АИП ИКП (портал и пр.). Для хранилища данных с учётом потенциала роста объёма данных и требований к производительности осуществляется подготовка ландшафта хранения данных, основанного на распределённых файловых системах, с учётом опыта ИТЭР. Для обеспечения будущей надёжности в терминах отказоустойчивости и сохранности данных учитывается применение механизмов балансировки нагрузки (load balancing) и посегментной репликации данных (replication factor).

Важно отметить, что изложенный технологический подход основывается на апробировании индустриально зарекомендовавших себя платформ, технологий и компонентов в области инженерии данных с приоритетом на программное обеспечение, распространяемое по принципам open-source (открытое программное обеспечение).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Концепция получения и хранения научных данных в АИП ИКП (FusionSpace.RU) подразумевает индивидуальный подход для получения информации от установки/стенда с помощью СЛ. Такая специфика определяется существенными различиями между информационными системами самих установок/стендов. Подключение информационных систем установок и стендов к СЛ должно происходить без влияния на источник данных и на сформированный годами режим работы специалистов. Несмотря на это, конечная цель построения каждого взаимодействия едина и заключается в получении научных данных и сопутствующих метаданных, их сохранении и приведении к единому формату, а также каталогизации и обеспечении регламентированного доступа к ним со стороны всех пользователей FusionSpace.RU. Предлагаемые способы работы с данными, а также необходимость сохранять и учитывать результаты научно-исследовательских работ делают эту задачу подобной той, что решается в проекте ИТЭР, где каждая диагностическая или технологическая система ИТЭР рассматривается как индивидуальный источник специфичных данных подобно СЛ в АИП ИКП. В результате разработки и индивидуальной адаптации программного обеспечения сбора данных для каждой СЛ каждого участника АИП ИКП должна получиться унифицированная, распределённая система сбора данных в центральное хранилище проекта.

Анализ технологий проекта ИТЭР позволяет подчеркнуть следующие требования к хранилищу данных АИП ИКП:

- требования к протоколам и формату использования сетей передачи данных;
- необходимость использования распределённой файловой системы, обеспечивающей хранение и доступ к данным извне;
- необходимость выстраивания иерархии данных в научной информационной системе согласно структуре источника данных и приоритизации доступа к ним.

Решения, полученные в результате анализа системы хранения научных данных ИТЭР и апробирования средств передачи и хранения данных, лягут в основу следующего этапа разработки проекта FusionSpace.RU в 2023—2024 годах.

Работа выполнена в соответствии с государственным контрактом с Госкорпорацией «Росатом» от 31.08.2022 № Н.4ф.241.09.22.1129 «Разработка и создание аппаратно-инфраструктурной платформы информационно-коммуникационного пространства в области термоядерных исследований в Российской Федерации. Этап 2022 года».

Авторы выражают признательность коллективу Частного учреждения «Проектный центр ИТЭР» и сотрудникам организаций-участниц ИКП: АО ГНЦ РФ ТРИНИТИ, ФГБУН ИЯФ СО РАН, ФГБУН ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», ФГУП РФЯЦ — ВНИИЭФ, ФИЦ ИПФ РАН, принявшим участие в реализации проекта, создании узлов ИКП и внесшим свой вклад в организацию совместной деятельности в области исследований УТС на базе АИП ИКП, а также всем коллегам в Международной организации ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Castro R., Makushok Y., Abadie L., Vega J., Faig J.** Data model implementation in ITER data archiving system. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 1903—1906.
2. **Castro R., Abadie L., Makushok Y., Ruiz M., Sanz D., Vega J., Faig J., Román-Pérez G., Simrock S., Makijarvi P.** Data archiving system implementation in ITER's CODAC core system. — In: *Proc. of the 28th Symposium on Fusion Technology (SOFT-28)*, 2015, vol. 96, p. 751—755.
3. **Семенов О.И., Ларионов А.С., Лазарева С.Г., Миронова Е.Ю., Портоне С.С., Портнов Д.В., Семенов И.Б.** — В сб.: XVIII Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы». Москва, пос. Краснопахорское. — Троицк: «Трoвант», с. 55.
4. **Ежова З.В., Портоне С.С., Миронова Е.Ю., Миронов А.Ю., Звонарева А.А., Семенов О.И.** — В сб.: XIX Всероссийская конференция «Диагностика высокотемпературной плазмы». Сочи, «Парк Отель», 27.09—01.10.2021. — Сочи: «Трoвант», 2021, с. 251.
5. **Ларионов А.С., Портоне С.С., Семенов О.И., Миронов А.Ю., Миронова Е.Ю.** — Там же, с. 253.
6. **ITER Organization.** Plant Control Design Handbook; <https://www.iter.org/mach/codac/plantcontrolhandbook>.
7. **Abla G., Heber G., Schissel D.P., Robinson D., Abadie L., Wallander A., Flanagan S.M.** ITERDB — the Data Archiving System for ITER Fusion Eng. Des. ISSN 0920-3796, 2014.
8. **Suttrop W., Kinna D., Farthing J., Hemming O., How J., Schmidt V.** Preprint Culham Science Centre EFDA-JET-CP(01)04-04. Padova, 2001. 16 p.
9. **Hutter T., Ancher H., Bourdelle C., Caulier G., Colnel J., Corbel E., Fleury L., Imbeaux F., Justel T., Maini P., Moreau P., Salmon T., Signoret Je., Signoret Ja., Tsitrone E.** — In: 12th IAEA Technical Meeting on Control, Data Acquisition and Remote Participation for Fusion Research. Daejeon, South Korea, 2019.
10. **Semenov I., Abadie L., Kuzminov S., Larionov A., Lazareva S., Makijarvi P., Mironova E., Simrock S., Portone S., Stepanov D., Semenov O.** — Ibid.
11. **Guoming L., Makijarvi P., Pons N.** The ITER CODAC network design. — *Fusion Engineering and Design*, 2018, vol. 130, p. 6—10.

ЧАСТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ «ПРОЕКТНЫЙ ЦЕНТР ИТЭР», 123060 МОСКВА, ул. РАСПЛЕТИНА 11, РОССИЯ



Никита Васильевич Нагорный,
н.с.
N.Nagorniy@iterrf.ru



Екатерина Юрьевна Миронова,
с.н.с.
E.Mironova@iterrf.ru



Сергей Сергеевич Портоне,
начальник сектора
S.Portone@iterrf.ru



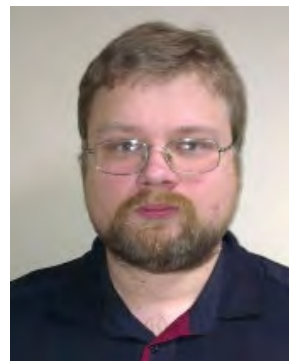
Олег Игоревич Семенов,
главный специалист
O.Semenov@iterrf.ru



Злата Владиславовна Ежова,
специалист
Z.Ezhova@iterrf.ru



Андрей Юрьевич Миронов,
м.н.с.
A.Mironov@iterrf.ru



Алексей Сергеевич Ларионов,
системный администратор
A.Larionov@iterrf.ru



Левон Арменович Григорян,
м.н.с.
L.Grigorian@iterrf.ru



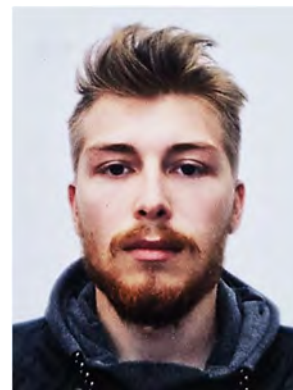
Денис Игоревич Гужев, м.н.с.
D.Guzhev@iterrf.ru



Евгений Владимирович Семенов, главный специалист
E.Semenov@iterrf.ru



Антон Игоревич Николаев, м.н.с.
A.Nikolaev@iterrf.ru



Владислав Михайлович Нестеренко, м.н.с.



Тамара Вячеславовна Арбузова, лаборант



Игорь Борисович Семенов, к.ф.-м.н., доцент, начальник отдела
I.Semenov@iterrf.ru



Анатолий Витальевич Красильников, д.ф.м.н., директор
A.Krasilnikov@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 14 октября 2022 г.
После доработки 16 февраля 2023 г.
Принята к публикации 4 апреля 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 7—14.

УДК 533.9.082.7

РАСЧЁТ АМПЛИТУДНЫХ СПЕКТРОВ АЛМАЗНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ВЕРТИКАЛЬНОЙ НЕЙТРОННОЙ КАМЕРЫ ИТЭР С УЧЁТОМ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ ПЛАЗМЫ

*П.А. Ревякин, Р.Н. Родионов, Г.Е. Немцев**Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия*

Вертикальная нейтронная камера (ВНК) — диагностика ИТЭР, предназначенная для измерения пространственного распределения интенсивности нейтронного излучения плазмы в полоидальном сечении, нейтронного потока, плотности мощности реакций синтеза и профиля источника α -частиц. В статье приведены результаты расчёта амплитудного спектра алмазных детекторов ВНК ИТЭР с учётом функции распределения ионов плазмы. В большинстве сценариев работы ИТЭР пучок нейтралов, используемый для нагрева плазмы, создаёт популяцию горячих ионов с анизотропной функцией распределения по энергии. Проведён расчёт углового и энергетического распределения нейтронов, рождаемых в плазме, для произвольной функции распределения ионов по энергии. Рассмотрено изменение формы амплитудного спектра алмазных детекторов ВНК с учётом нейтронов, рождаемых в реакциях между надтепловыми и тепловыми ионами, и без них в условиях различных сценариев плазмы ИТЭР. На основании результатов расчётов изучено влияние системы инжекции нейтральных атомов на показания детекторов ВНК в измерениях с дейтериевой и дейтерий-тритиевой плазмой. Показана возможность восстановления спектра нейтронов, образующихся в реакциях между тепловыми и надтепловыми ионами в плазме, при анализе амплитудного спектра алмазных детекторов ВНК для дейтериевой плазмы и дейтерий-тритиевой плазмы низкой плотности.

Ключевые слова: нейтронная диагностика плазмы, вертикальная нейтронная камера, инжекция нейтральных атомов, алмазные детекторы, ИТЭР.

CALCULATION OF PULSE-HEIGHT SPECTRA OF ITER VERTICAL NEUTRON CAMERA DIAMOND DETECTORS BASED ON PLASMA ION VELOCITY DISTRIBUTION FUNCTION

*P.A. Revyakin, R.N. Rodionov, G.E. Nemtsev**Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia*

Vertical Neutron Camera (VNC) is an ITER diagnostic aimed at the reconstruction of the neutron and α -source profile as well as the ion temperature profile. In this paper we present the results of pulse-height spectra (PHS) forward modelling based on plasma ion velocity distribution function for the VNC diamond detectors. In the majority of ITER plasma scenarios the heating by Neutral Beam Injection (NBI) creates a population of suprathermal plasma ions with anisotropic velocity distribution function (VDF). Considering the given plasma scenario density and temperature profiles and the suprathermal ion VDF the energy and angular distribution of the neutrons born in fusion reactions is calculated. The result of this calculation is then used to infer the PHS of the diamond detectors using the model of the detector response function calculated using the ENDF-B/VIII.0 cross-sections. Influence of the neutron spectrum component corresponding to neutrons, born in fusion reactions between suprathermal ions and thermal ions (beam-thermal neutrons), on diamond detectors PHS is assessed for multiple deuterium and deuterium-tritium ITER plasma scenarios. We demonstrate the feasibility of the beam-thermal neutron spectra reconstruction based on VNC diamond detectors PHS for both deuterium plasma and low density DT plasma.

Key words: plasma neutron diagnostics, vertical neutron camera, neutral beam injection, diamond detectors, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-15-22

ВВЕДЕНИЕ

ИТЭР — проект экспериментального термоядерного реактора, сооружаемого усилиями международного сообщества во Франции. Основная задача проекта — продемонстрировать возможность создания и удержания дейтерий-тритиевой (DT) плазмы, в которой мощность нагрева от α -частиц, образующихся в результате реакций синтеза, преобладает над всеми другими видами нагрева. Планируется достичь состояния длительного (в течение 300—500 с) горения DT-плазмы с десятикратным превышением термоядерной мощности (~500 МВт) над вкладываемой мощностью нагрева, т.е. получить коэффициент усиления мощности Q , равный 10 [1].

Для исследования физических процессов, протекающих в плазме токамака ИТЭР, разрабатывается свыше 100 диагностических систем. Одной из них является ВНК ИТЭР — система на основе многоканальных нейтронных коллиматоров, предназначенная для измерения пространственного распределения

интенсивности нейтронного излучения плазмы в полоидальном сечении, нейтронного потока, плотности мощности реакций синтеза и профиля источника α -частиц [2, 3]. Для измерения профиля нейтронного источника плазмы ВНК имеет 11 коллиматоров, наблюдающих плазму в полоидальном сечении. В конце

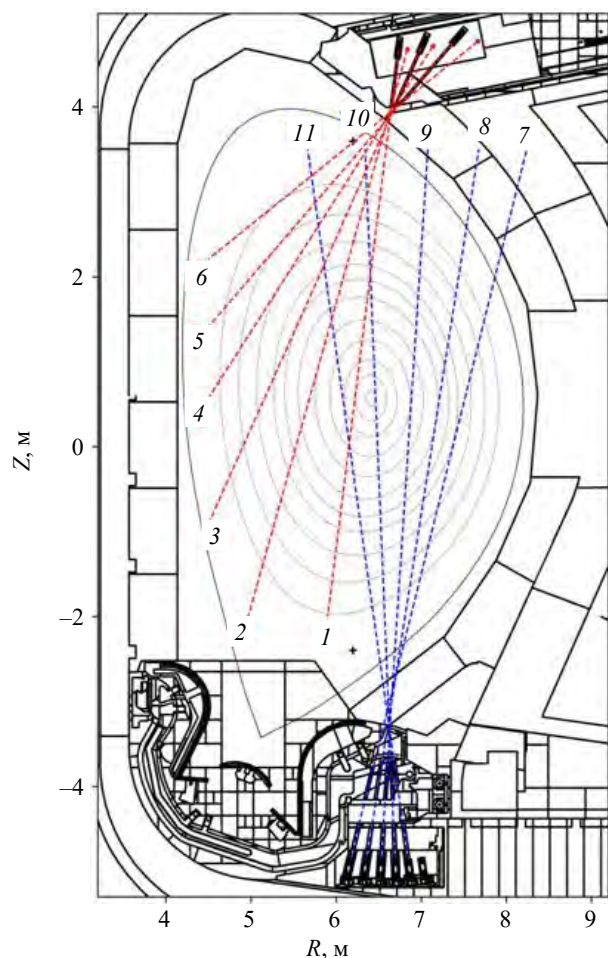


Рис. 1. Схема расположения компонентов ВНК, линии наблюдения коллиматоров: номера линий наблюдения (детекторов) 1—6 — верхняя ВНК, 7—11 — нижняя ВНК

взаимодействия инжектированного пучка ускоренных ионов с плазмой) и будет иметь распределение по энергии, отличное от нормального.

В работе [7] оценивалось влияние наличия надтепловых ионов на отклик детекторов ВНК, однако не был учтён поток рассеянных нейтронов, рассматривались только сценарии с DT-плазмой и не учитывалась функция отклика алмазного детектора [8]. Как будет показано далее, методы нагрева плазмы путём инжекции нейтралов оказывают значительное влияние на форму наблюдаемого спектра быстрых нейтронов [9]. Система ионно-циклотронного резонанса (ИЦР) тоже оказывает влияние на распределение ионов в плазме, однако расчёты для плазмы токамака JET [10] показывают, что нейтроны, рождённые в реакциях между тепловыми ионами и ионами, нагретыми ИЦР, составляют пренебрежимо малую часть (~9%) общего нейтронного излучения и лежат в том же диапазоне энергий, что и нейтроны, рождённые в реакциях между тепловыми ионами и пучковыми ионами. В рассмотренном сценарии плазмы JET мощность системы ИЦР была больше мощности системы инжекции нейтральных атомов: 6 МВт против 3,5 МВт, а в токамаке ИТЭР отношение мощностей будет обратным: 20 МВт и 33 МВт [1]. Таким образом, в нашей работе предполагалось, что ИЦР оказывает пренебрежимо малое влияние на энергетическое распределение нейтронного излучения.

В работе исследуется влияние популяции надтепловых ионов, создаваемых системой инжекции нейтральных атомов, на сигналы алмазных детекторов ВНК. В рассматриваемых сценариях моделировалось взаимодействие пучка дейтерия с энергией 1 МэВ с дейтериевой и дейтерий-тритиевой плазмой.

каждого коллиматора расположен блок детектирования быстрых нейтронов (БДБН) с четырьмя детекторами в своём составе: две ионизационные камеры деления (ИКД) с радиатором из ^{238}U и два алмазных детектора различных чувствительностей. Также в составе нижней ВНК имеется 12-й БДБН, не имеющий коллиматора и предназначенный для оценки уровня фона рассеянного нейтронного излучения. Схема расположения верхней и нижней ВНК в вакуумной камере ИТЭР, а также линии наблюдения детекторов и их номера показаны на рис. 1. На рисунке верхняя и нижняя ВНК показаны в одной плоскости, хотя они находятся в различных секторах вакуумной камеры ИТЭР.

Моделирование энергетических спектров нейтронов в детекторах ВНК и амплитудных спектров алмазных детекторов проводилось ранее в работах [3—5] для случая дейтерий-тритиевой плазмы с максвелловским распределением ионов по энергии. В этом случае спектр нейтронов, излучаемых плазмой, будет иметь нормальное распределение по энергии [6]. Такое приближение справедливо для режима работы с $Q = 10$. Однако экспериментам с дейтерий-тритиевой плазмой будут предшествовать эксперименты с дейтериевой плазмой. В случае дейтериевой плазмы, а также DT-плазмы с низкой термоядерной мощностью (когда $Q \sim 1$) существенная доля нейтронов будет образовываться в результате взаимодействия ионов с немаксвелловским распределением по энергии (например, в результате взаимодействия ионов с плазмой) и будет иметь распределение по энергии, отличное от нормального.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОНОВ

Одним из основных механизмов нагрева плазмы ИТЭР является инжекция пучка быстрых нейтральных атомов. В системе нейтральной инжекции, разрабатываемой для токамака ИТЭР, предполагается использовать дейтериевый пучок с энергией 1 МэВ и мощностью 16,7 МВт, работающий в течение 3600 с [11]. Пучок инжектируется вдоль направления магнитного поля с прицельным радиусом 5,3 м [12]. Для моделирования взаимодействия пучка с плазмой в рассматриваемых сценариях работы (или запусках ИТЭР) плазмы использовался код ASTRA [13]. При расчёте учитывались три процесса взаимодействия пучка с плазмой: рождение горячих ионов путём ионизации и перезарядки горячих нейтралов, дрейф горячих ионов и их термализация в процессе кулоновского взаимодействия с электронами и ионами плазмы [14]. Полученная таким методом функция распределения ионов по энергии и направлению имеет вид, показанный на рис. 2, где μ — косинус угла между направлением скорости иона и направлением течения тока в плазме.

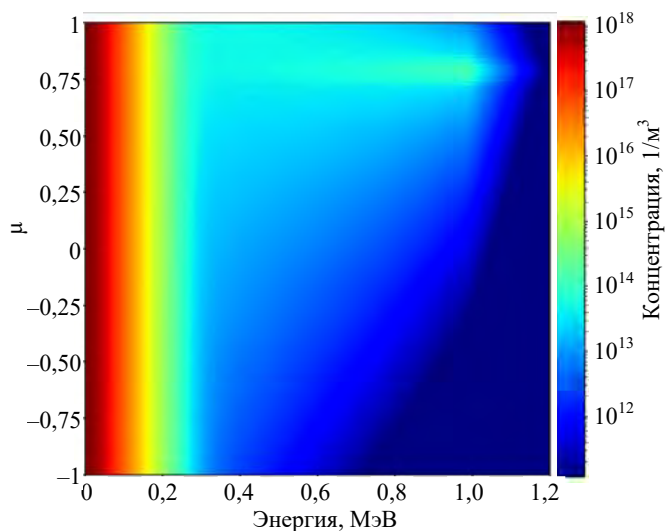


Рис. 2. Распределение ионов по энергии и направлению вектора скорости на магнитной оси

На рисунке прекрасно видны изотропное тепловое (максвелловское) распределение ионов в диапазоне энергии от 0 до 0,3 МэВ и высокоэнергичная популяция ионов с энергией выше 0,3 МэВ и выделенным направлением $\mu \sim 0,75$.

АЛГОРИТМ РАСЧЁТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ

Полная скорость реакций образования DT- и DD-нейтронов в плазме (R) в реакциях между ионами группы A и ионами группы B задаётся соответственно выражением

$$R_{AB} = \iint \frac{n_A n_B}{(1 + \delta_{AB})} \sigma_{AB}(v') v' f_A(v_A) f_B(v_B) d^3 v_A d^3 v_B, \quad (1)$$

где n_A и n_B — концентрации взаимодействующих ионов; δ_{AB} — символ Кронекера: $\delta_{AB} = 1$, если $A = B$, и $\delta_{AB} = 0$, если $A \neq B$, введённый для того, чтобы избежать двойного счёта для реакций между ионами одного и того же типа; σ_{AB} — сечение рассматриваемой реакции; f_A и f_B — функции распределения взаимодействующих ионов в плазме по скоростям; v' — относительная скорость движения взаимодействующих ионов; v_A и v_B — скорости взаимодействующих ионов.

Для расчёта нейтронных спектров в коллиматорах необходимо знать функцию скорости реакции рождения нейтронов R от энергии нейтрона и направления его вылета. Для распределения реактивности по μ_n — косинусу угла между направлением скорости продукта реакции и направлением течения тока в плазме и по энергии продукта реакции, формула (1) принимает вид

$$R_{AB}(E, \mu_n) = \iint \frac{n_A n_B}{(1 + \delta_{AB})} \sigma_{AB}(v') v' f_A(v_A) f_B(v_B) \delta(E - E(v_A, v_B)) \delta(\mu_n - \mu_n(v_A, v_B)) d^3 v_A d^3 v_B. \quad (2)$$

Для решения интеграла использовался метод Монте-Карло.

Моделирование реакции начиналось с генерации трёх компонентов скорости каждой из двух частиц, вступающих в реакцию, в зависимости от функции распределения ионов. После этого шага рассчитывались энергия частиц в системе центра масс, их относительная скорость и скорость центра масс.

По полученной энергии в системе центра масс вычислялось сечение реакции на основе данных, взятых из [15]. Затем генерировалось направление вылета нейтрона в системе центра масс с распределением косинуса угла вылета, взятым из [16]. После перехода в лабораторную систему отсчёта полученная реактивность запоминалась для данного диапазона μ_n и энергии.

В результате усреднения большого количества подобных симуляций получалось угловое и энергетическое распределение нейтронов, соответствующее заданному распределению ионов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ В ДЕТЕКТОРАХ ВНК

Интенсивность нейтронного излучения плазмы токамака предполагалась постоянной в тороидальном направлении. В таком случае интенсивность нейтронного источника будет иметь вид двумерной функции в полоидальном сечении плазмы, зависящей от двух координат (r, z) . В томографии плазмы широко используется подход, в котором искомая функция $f(r, z)$ задаётся в виде разложения по набору базисных функций $b_j(r, z)$ с коэффициентами разложения f_j [17]:

$$f(r, z) = \sum_j f_j b_j(r, z). \quad (3)$$

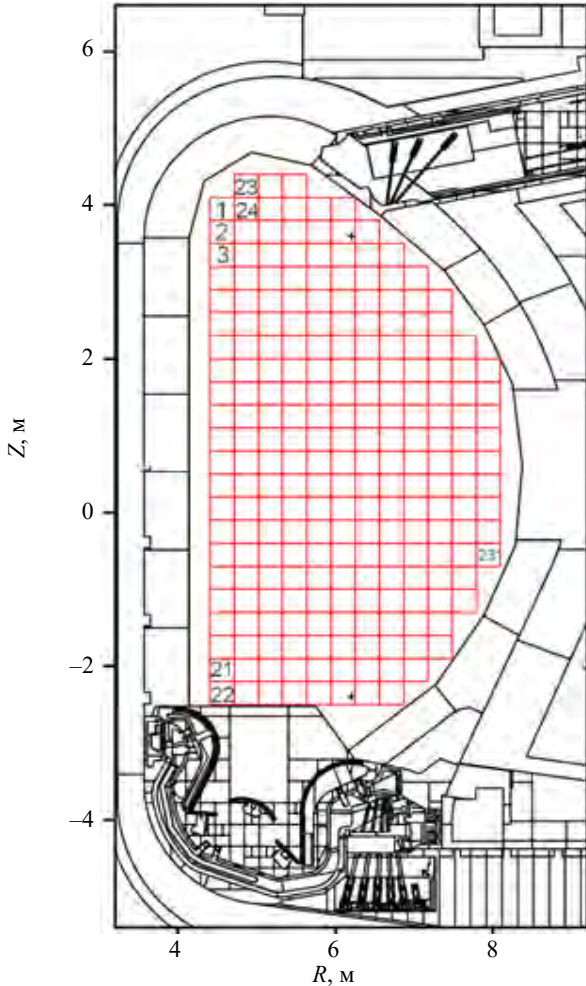


Рис. 3. Схема задания источника ИТЭР в виде набора квадратных «пикселей»

Из-за ограниченных ресурсов расчёт выполнялся для моноэнергетических спектров нейтронов плазмы, т.е. 2,45 МэВ для DD-нейтронов и 14,08 МэВ для DT-нейтронов. Однако в общем случае энергетическое распределение нейтронов зависит от первоначальной энергии ионов [6]. В работе [5] был предложен оператор уширения спектра для учёта формы нейтронных спектров во всех пикселях. В настоящей работе используется аналогичный подход с отличием в конкретном виде оператора уширения t_{ikl} . В результате формула для нейтронного спектра в местах расположения детекторов будет иметь вид

$$s_{il} = \sum_j \sum_k G_{ijk} f_j t_{jkl}. \quad (5)$$

Оператор уширения для нейтронов с нормальным распределением, приведённый в работе [5], имеет вид

$$t_{jkl} = \frac{\Delta E}{\sqrt{2\pi}\sigma_{jk}} \exp\left(-\frac{(E_l - E_k)^2}{2\sigma_{jk}^2}\right); \quad (6)$$

В качестве базисных функций был выбран набор колец с квадратным сечением и с осью, совпадающей с вертикальной осью токамака, в предположении постоянства излучения во всём кольце. В полоидальном сечении выбранный набор базисных функций выглядит как сетка квадратных «пикселей» (рис. 3). В работе использовалось разбиение на 2421 «пиксель» с площадью 10×10 см каждый [5]. Таким образом, пространственное распределение интенсивности нейтронного излучения плазмы задаётся в виде вектора \mathbf{f} , каждый элемент f_j которого задаёт удельную интенсивность нейтронного излучения из j -го «пикселя».

В работе [5] с помощью кода MCNP [18] были рассчитаны проекционные матрицы для нейтронных спектров в местах расположения детекторов как для DD-, так и для DT-нейтронов. Проекционная матрица \mathbf{G} связывает спектры нейтронов в местах расположения детекторов s с профилем нейтронного источника f , т.е. элемент проекционной матрицы G_{ijk} определяет вклад j -го пикселя в плотность потока нейтронов в i -м детекторе в k -й энергетической группе s_{ik} :

$$s_{ik} = \sum_j G_{ijk} f_j. \quad (4)$$

Проекционные матрицы были рассчитаны с учётом конструкционных материалов токамака и учитывают рассеяние нейтронов на окружающих конструкциях. В силу ограниченности вычислительных ресурсов расчёт выполнялся для моноэнергетических спектров нейтронов плазмы, т.е. 2,45 МэВ для DD-нейтронов и 14,08 МэВ для DT-нейтронов. Однако в общем случае энергетическое распределение нейтронов зависит от первоначальной энергии ионов [6]. В работе [5] был предложен оператор уширения спектра для учёта формы нейтронных спектров во всех пикселях. В настоящей работе используется аналогичный подход с отличием в конкретном виде оператора уширения t_{ikl} . В результате формула для нейтронного спектра в местах расположения детекторов будет иметь вид

$$\sigma_{jk}^2 = \frac{2m_n \theta_j E_k^2}{E_{\text{pix}}(m_n + m_r)}, \quad (7)$$

где ΔE — ширина энергетического интервала; E_i — средняя энергия нейтронов в i -й энергетической группе; θ_j — температура нейтронов в j -м пикселе; E_{pix} — энергия нейтронов моноэнергетического распределения в пикселе (2,45 МэВ для DD-нейтронов и 14,08 МэВ для DT-нейтронов); m_n — масса нейтрона; m_r — масса второго продукта реакции синтеза (^3He для DD-нейтронов и ^4He для DT-нейтронов).

На рис. 4 показаны спектры нейтронов в месте расположения детекторов диагностики ВНК, полученные в результате использования оператора уширения.

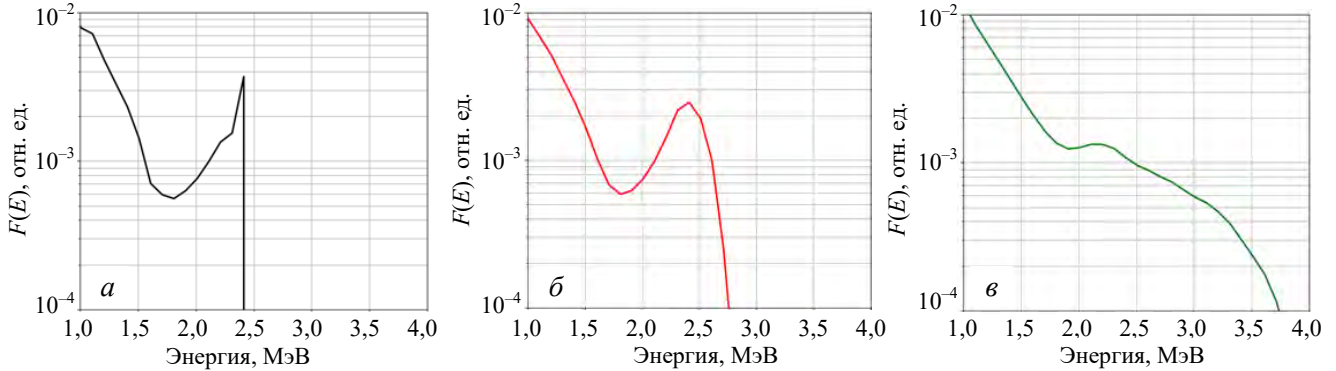


Рис. 4. Энергетический спектр DD-нейтронов, полученный в результате использования проекционных матриц: a — без оператора уширения; b — с оператором уширения на основе спектра ионов, рождённых при взаимодействии ионов с максвелловским распределением; v — с оператором уширения на основе спектра ионов, рождённых при взаимодействии ионов с максвелловским распределением и ионов с немаксвелловским (надтепловым) распределением; $F(E)$ — плотность потока в относительных единицах

Зная спектр нейтронов в алмазе $c(E)$, становится возможным получить амплитудный спектр алмазных детекторов $H(E_p)$, используя функцию отклика $K(E_p, E)$ [8]:

$$H(E_p) = N_C \int_0^\infty K(E_p, E) \cdot c(E) dE, \quad (8)$$

где E_p — энергия продуктов реакции; N_C — количество атомов углерода в чувствительном объёме алмаза. В дискретном случае функция отклика K имеет вид матрицы $N \times M$, и уравнение амплитудного спектра принимает вид

$$H = C^T \times K = [c_1, c_2, \dots, c_N] \begin{bmatrix} k_{11} & L & k_{1M} \\ M & O & M \\ k_{N1} & L & k_{NM} \end{bmatrix} = [h_1, h_2, \dots, h_M], \quad (9)$$

где C — вектор значений группового нейтронного потока в алмазе; c_i — среднее значение плотности потока нейтронов с энергией в i -м диапазоне. Форма амплитудного спектра для нейтронов энергией 2,45 МэВ будет иметь вид «горба» в связи с тем, что единственная реакция, в которую вступает DD-нейтрон в алмазе, — упругое рассеяние на углероде. DT-нейтроны с энергией 14,08 МэВ вступают в большое количество реакций с углеродом, однако нас интересует только одна из них — $^{12}\text{C}(n, \alpha)^9\text{Be}$, протекающая с полным поглощением энергии нейтрона и формирующая в амплитудном спектре отдельно стоящий пик.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Расчёты проводились для четырёх сценариев плазмы с использованием кода ASTRA [13], с одинаковыми характеристиками системы инжекции нейтральных атомов. Функция распределения скорости ионов плазмы была отдельно рассчитана для каждого сценария. Параметры сценариев приведены в таблице.

Характеристики рассматриваемых сценариев

Сценарий	Ток плазмы, МА	Индукция магнитного потока, Тл	Термоядерная мощность, МВт	Коэффициент усиления мощности	Топливное отношение, n_T/n_D	Максимальная ионная температура, кэВ	Максимальная концентрация ионов, $10^{19}/\text{м}^3$
DT-1	15	5,3	500	10	1,08	20,68	5,188
DT-2	15	5,3	150	3	1,08	20,57	1,82
DD-1	12,5	5,3	0,92	0,01	$5,2 \cdot 10^{-5}$	21,65	4,97
DD-2	10	5,3	0,276	0,003	$1,6 \cdot 10^{-5}$	13,5	3,862

Расчёт углового и энергетического распределения нейтронов проводился для пяти групп нейтронов: рождённых в реакциях между ионами с максвелловским распределением (группы D_t — D_t и D_t — T_t для дейтерий-дейтериевой и дейтерий-тритиевой реакции соответственно, далее — «тепло-тепловые» нейтроны), рождённых в реакциях между ионами с немаксвелловским распределением и ионами с максвелловским распределением (группы D_b — D_t и D_b — T_t для дейтерий-дейтериевой и дейтерий-тритиевой реакции соответственно, далее — «пучок-тепловые» нейтроны) и рождённых в реакциях между ионами дейтерия с немаксвелловским распределением (группы D_b — D_b). Рассчитанный вклад D_b — D_b оказался на 2—3 порядка меньше вклада остальных нейтронов, и поэтому в анализе далее не упоминается. На рис. 5 показаны результаты расчётов для сценариев с дейтерий-тритиевой плазмой.

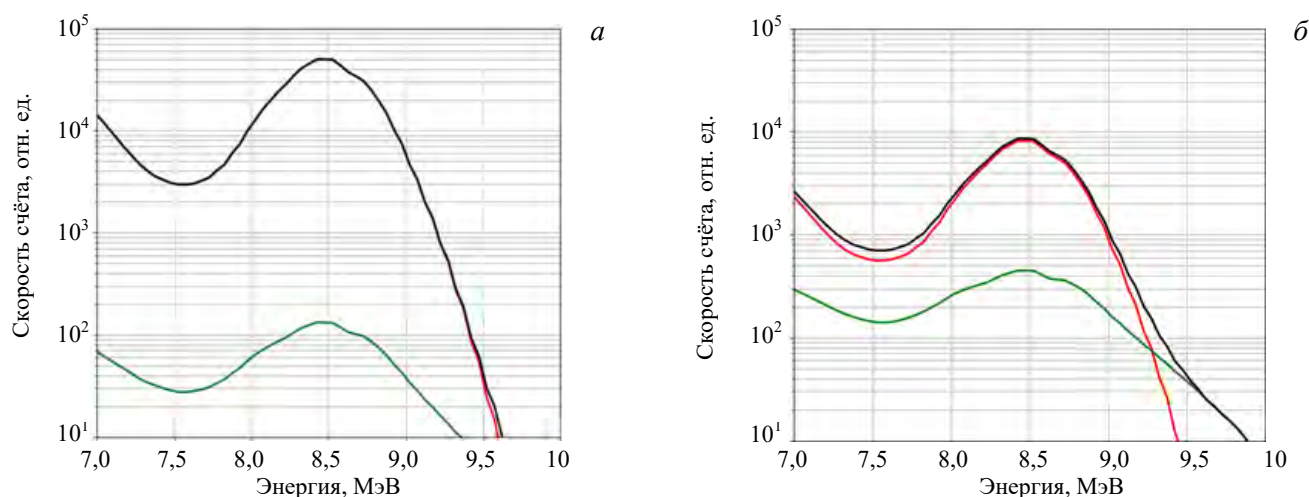


Рис. 5. Результаты расчёта для DT-сценариев: *a* — DT-1; *б* — DT-2; — — суммарный амплитудный спектр; — — амплитудный спектр нейтронов из группы D_t — T_t ; — — амплитудный спектр нейтронов из группы D_b — T

В сценарии DT-1 пучок-тепловой компонент отклика не виден. При понижении концентрации (сценарий DT-2) пучок-тепловой компонент отклика уже становится заметен, хотя и будет требовать большего времени выдержки для измерения.

На рис. 6 показаны результаты расчётов для сценариев с дейтериевой плазмой. Как в DD-2, так и в DD-1, несмотря на вклад тепло-тепловых DT-нейтронов, форма отклика позволяет выделить пучок-тепловой компонент.

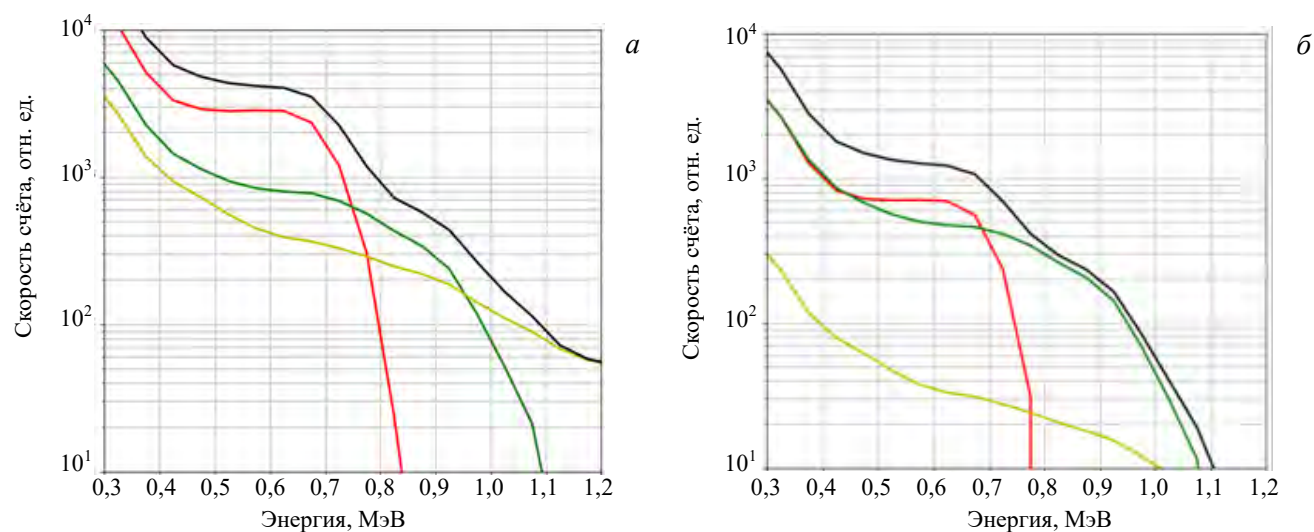


Рис. 6. Результаты расчётов для DD-сценариев: *a* — DD-1; *б* — DD-2; — — суммарный амплитудный спектр; — — амплитудный спектр нейтронов из группы D_t — D_t ; — — амплитудный спектр нейтронов из группы D_t — T_t ; — — амплитудный спектр нейтронов из группы D_b — D_t

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, проведённый анализ амплитудных спектров алмазных детекторов диагностики ВНК показывает, что в сценариях с инъекцией пучка нейтралов необходимо учитывать функцию распределения ионов. Влияние неравновесного распределения ионов на отклик алмазных детекторов незаметно в базовом сценарии ИТЭР с термоядерной мощностью 500 МВт, и в сценариях с DT-плазмой выделить пучок-тепловой компонент представляется возможным только в разрядах с пониженной концентрацией ионов при большом времени экспозиции. Для всех проанализированных сценариев ИТЭР с дейтериевой плазмой пучок-тепловой компонент вносит существенный вклад в амплитудный спектр. По результатам работы можно заключить, что измерения энергетического распределения нейтронов алмазными детекторами диагностики ВНК (с характерным энергетическим разрешением на уровне 1,2—3% [19]) позволяют получить информацию о функции распределения быстрых ионов и оценить эффективность нагрева плазмы.

Авторы статьи выражают благодарность сотрудникам Международной организации ИТЭР (Сен-Поль-ле-Дюранс, Франция) и, в особенности, А.Р. Полевому и М. Хосокаве за предоставление данных сценариев плазмы ИТЭР при выполнении расчётов.

Работа выполнена в рамках государственного контракта № Н.4а.241.19.22.1123 от 14 февраля 2022 года «Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2022 году».

REFERENCES

1. **Bigot B.** Progress toward ITER's first plasma. — *Nuclear Fusion*, 2019, vol. 59, № 11, p. 112001.
2. **Bertalot L. et al.** Concept design and integration aspects of ITER vertical neutron camera. — *Proceedings of Science (PoS)*, 2015, vol. 2015-January, p. 090.
3. **Rodionov R. et al.** Optimization of the ITER vertical neutron camera detectors and collimators. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 173, p. 112341.
4. **Borisov A.A. et al.** Neutron analysis of vertical neutron camera of ITER tokamak. — *Pribory i tekhnika eksperimenta (Instruments and experimental technique)*, 2014, issue 2, pp. 5—12 (in Russian).
5. **Rodionov R. et al.** Calculation of DD- and DT-neutron contribution matrix for ITER vertical neutron camera detectors. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 173, p. 112874.
6. **Brysk H.** Fusion neutron energies and spectra. — *Plasma Physics*, 1973, vol. 15, № 7, pp. 611—617.
7. **Kormilitsyn T., Nemtsev G., Rodionov R., Kashchuk Yu., Portnov D.** Modelling of the NBI contribution to the neutron energy spectra for the ITER vertical neutron camera. — *J. Instrumentation*, 2019, vol. 14; doi: 10.1088/1748-0221/14/10/C10019.
8. **Amosov V.N., Meshaninov S.A., Rodionov R.N.** Fast neutron diamond spectrometer. — *Relat. Mater.*, 2011, vol. 20, pp. 1239—1242; doi: <https://doi.org/10.1016/j.diamond.2011.07.004>.
9. **Ericsson G.** Advanced neutron spectroscopy in fusion research. — *J. Fusion Energy*, 2019, vol. 38, p. 330—355; doi: <https://doi.org/10.1007/s10894-019-00213-9>.
10. **Bertalot L. et al.** Neutron energy measurements of trace tritium plasmas with NE213 compact spectrometer at JET. — In: *Proc. of 32nd European Physical Society Plasma Physics Conference, Tarragona, Spain, 27 June — 1 July 2005, Europhysics Conference Abstracts, 29C P1.078.*
11. **Hemsworth R.S. et al.** Overview of the design of the ITER heating neutral beam injectors. — *New J. Phys.*, 2017, vol. 19, p. 025005.
12. **Singh M.J. et al.** Heating neutral beams for ITER: negative ion sources to tune fusion plasmas. — *New J. Phys.*, 2017, vol. 19, p. 055004.
13. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA Automated System for TRansport Analysis. Max Planck Institute, 2002.
14. **Polevoi A.R., Shirai H., Takizuka T.** Benchmarking of the NBI Block in ASTRA Code Versus the OFMC Calculations. Report JAERI Data/Code97-014.
15. **Bosch H.-S., Hale G.G.** Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. — *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, p. 611.

16. **Drosg M., Otuka N.** Evaluation of the Absolute Angle-Dependent Differential Neutron Production Cross Sections by the Reactions ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^1\text{H}(t, n){}^3\text{He}$, ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, and ${}^2\text{H}(t, n){}^4\text{He}$ and of their Cross Sections of Their Time-Reversed Counterparts up to 30 MeV and Beyond. IAEA, NDC(US)-0019 2015.
17. **Ingesson L.C. et al.** Chapter 7. Tomography diagnostics: bolometry and soft-*X*-ray detection. — Fusion Science and Technology, 2008, vol. 53, № 2, pp. 528—576.
18. **Goorley T. et al.** Initial MCNP6 release overview. — Nuclear Technology, 2012, vol. 180, № 3, pp. 298—315.
19. **Krasilnikov A.V. et al.** Study of D—T neutron energy spectra at JET using natural diamond detectors. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2002, vol. 476, pp. 500—505.

AUTHORS

Revyakin P.A. Institution «Project Center ITER», ul. Raspletina 11, 123060 Moscow, Russia; reviakin.pa@phystech.edu

Rodionov R.N. Institution «Project Center ITER», ul. Raspletina 11, 123060 Moscow, Russia

Nemtsev G.E. Institution «Project Center ITER», ul. Raspletina 11, 123060 Moscow, Russia; G.Nemtsev@iterrf.ru

Received 1 April 2023

Revised 3 April 2023

Accepted 4 April 2023

Problems of Atomic Science and Technology
Ser. Thermonuclear Fusion, 2023, vol. 46, issue 2, pp. 15—22

УДК 533.9

СОЗДАНИЕ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ СИНТЕТИЧЕСКОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15МД И РАСЧЁТ СИГНАЛОВ ПАССИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В.С. Неверов¹, Е.Н. Андреевко^{1,2}, С.В. Ахтырский¹, И.А. Земцов^{1,3}, В.А. Крупин¹, А.Б. Кукушкин^{1,3,4},
 А.С. Кукушкин¹, В.М. Леонов¹, А.Р. Немец¹, М.Р. Нургалиев¹, А.А. Пшенов^{1,*}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²Частное учреждение «ИТЭР Центр», Москва, Россия

³Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

⁵Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

*Афiliation указана на момент выполнения работы. В настоящее время — сотрудник Международной организации ИТЭР

На базе программной библиотеки Cherab для моделирования спектроскопии термоядерной плазмы начата разработка синтетической диагностики для систем пассивной спектроскопии плазмы токамака Т-15МД. Расчёт сигналов в видимом диапазоне длин волн выполняется с помощью метода трассировки лучей кодом Raysect с учётом отражения света от поверхностей первой стенки, задаваемой в виде полной CAD-модели. Используются результаты измерения характеристик отражения света образцами графитовой первой стенки Т-15МД до и после воздействия плазмы на стенку. Подобраны модельные функции отражательной способности графита, соответствующие проведённым измерениям. Используются результаты моделирования пристеночной плазмы кодом SOLPS для расчёта интенсивности спектральной линии H_α и доли отражённого света в наблюдаемой интенсивности в зависимости от геометрии хорды наблюдения. Показано, что при радиальном наблюдении пристеночного слоя доля отражённого света в наблюдаемой интенсивности не превышает 50%, а после длительного воздействия плазмы на стенку должна снизиться до 10—20%. Для хорд наблюдения диагностики, измеряющей профиль эффективного заряда плазмы, на основе комбинированных данных моделирования кодами ASTRA и SOLPS выполнен расчёт спектров тормозного и фоторекомбинационного излучения. Показано, что существенному влиянию отражённого света подвержены только хорды наблюдения периферийной плазмы, где интенсивность тормозного излучения минимальна. Как и в случае с излучением в линии H_α , при длительном воздействии плазмы на стенку ожидается снижение доли отражённого света в наблюдаемой интенсивности в 3—4 раза.

Ключевые слова: синтетическая диагностика, пассивная спектроскопия термоядерной плазмы.

DEVELOPMENT OF A SOFTWARE MODULE FOR SYNTHETIC OPTICAL DIAGNOSTICS OF PLASMAS IN T-15MD TOKAMAK AND CALCULATION OF PASSIVE SPECTROSCOPY SIGNALS

V.S. Neverov¹, E.N. Andreenko^{1,2}, S.V. Akhtyrskiy¹, I.A. Zemtsov^{1,3}, V.A. Krupin¹, A.B. Kukushkin^{1,3,4},
 A.S. Kukushkin¹, V.M. Leonov¹, A.R. Nemets¹, M.R. Nurgaliev¹, A.A. Pshenov^{1,*}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

³Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

⁴National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

⁵Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

*Currently at ITER Organization

The development of synthetic diagnostics for passive plasma spectroscopy systems of the T-15MD tokamak is started using the Cherab software library for modeling fusion plasma spectroscopy. The calculation of signals in the visible wavelength range is performed with the Raysect code using the ray tracing technique, taking into account the reflection of light from the surfaces of the first wall specified as a full CAD model. The results of measuring the characteristics of light reflection by samples of the T-15MD graphite first wall before and after plasma exposure are used. The parameters of the model functions of graphite reflectivity are selected by fitting the measurements. The results of edge plasma modeling by the SOLPS code are used to calculate the intensity of the H_α spectral line and the fraction of reflected light in the observed intensity depending on the geometry of the line of sight. It is shown that during radial observation of the scrape-off layer plasma, the fraction of reflected light in the observed intensity does not exceed 50%, and after a long-term exposure of the wall to the plasma, it should decrease to 10—20%. For the lines of sight of the diagnostic that measure the profile of the effective plasma charge, the bremsstrahlung and photorecombination radiation spectra are calculated based on the combined data of modeling by ASTRA and SOLPS codes. It is shown that only the lines of sight observing the scrape-off layer plasma, where the bremsstrahlung intensity is minimal, are subject to a significant influence of reflected light. As in the case of H_α radiation, a long-term exposure of the wall to the plasma is expected to reduce the fraction of reflected light in the observed intensity by a factor of 3—4.

Key words: synthetic spectroscopy, passive spectroscopy of fusion plasma.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-23-37

ВВЕДЕНИЕ

Т-15МД [1] — это первый токамак в НИИЦ «Курчатовский институт», оснащённый дивертором. Для оптических диагностик в токамаках с диверторной конфигурацией с металлической первой стенкой характерна

проблема рассеянного света, излучённого в диверторе, но попадающего в детекторы диагностик в основной камере [2—6]. Из-за сильного излучения в спектральных линиях атомов и ионов в диверторе рассеянный свет может превышать полезный сигнал пассивных спектроскопических диагностик более чем на порядок величины (а в случае ИТЭР — на 2 или 3 порядка величины [4]). Поэтому оптические диагностики (и в особенности пассивная спектроскопия) для правильной интерпретации измерений должны учитывать наличие в измеренном сигнале вклада отражённого света. Хотя вакуумная камера Т-15МД выполнена из стали, материалом первой стенки является графит, отражающий свет в видимом диапазоне существенно хуже металлов. Тем не менее проблема отражённого света может быть актуальна и для диагностик Т-15МД.

Расчёт вклада отражённого от стенок излучения в сигналы оптических диагностик, а также оценка его влияния на интерпретацию измерений, могут быть выполнены в рамках подхода, называемого синтетической диагностикой. Этот подход подразумевает создание компьютерных моделей диагностических систем токамака для определения их рабочих диапазонов в пространстве различных параметров разряда и оценки точности измеряемых ими величин. Одной из активно развивающихся в настоящее время программ для моделирования спектральной интенсивности излучения плазмы в диапазоне длин волн от дальнего ультрафиолета до ближнего инфракрасного диапазона является библиотека Cherab [7] на языке Python. Её главным преимуществом является расчёт спектральной интенсивности излучения с помощью трассировки лучей, выполняемый программной библиотекой Raysect [8]. Трассировка лучей позволяет учитывать отражение света от стенок камеры токамака. Кроме того, Raysect способна без существенного падения производительности работать с высокополигональными трёхмерными моделями, что позволяет загружать в неё полные САД-модели вакуумной камеры и первой стенки токамака без их предварительного огрубления. Библиотеки Raysect и Cherab применяются в настоящее время в задачах синтетических оптических диагностик в токамаках JET-ILW [9—11], ASDEX-Upgrade, MAST-U [12], WEST [13], COMPASS [14] и ITER [15].

Основной модуль Cherab включает в себя модели излучения плазмы (излучение в линиях, включая модели контуров спектральных линий, тормозное излучение, томсоновское рассеяние, перезарядка ионов плазмы на атомах диагностического и нагревного пучков и др.), системы регистрации сигнала для оптической диагностики плазмы (массивы хорд наблюдения, болометры и др.), интерфейс к внешним атомным данным (в первую очередь к данным OpenADAS [16]), характерные для задач физики плазмы интерполяторы и функции для отображения одних координатных пространств на другие (например, для отображения координат поверхностей с постоянным магнитным потоком в трёхмерное декартово пространство). Помимо основного модуля, в Cherab имеются дополнительные модули, которые можно разделить на два типа. Модули первого типа содержат интерфейсы к транспортным кодам, например кодам SOLPS-ITER [17] и Edge2D [18], моделирующим периферию плазмы. Модули второго типа отвечают за интеграцию в Cherab синтетических диагностик конкретных установок УТС. Такие модули содержат модели вакуумной камеры и первой стенки установки и функции для работы с ними, модели конкретных диагностических систем, интерфейсы к модели данных, принятой на данной установке. Сейчас существуют модули Cherab для следующих установок УТС: JET-ILW, MAST-U, ASDEX-Upgrade, TCV, WEST, COMPASS, PHiX, ITER. Типичный сценарий работы пользователя с Cherab выглядит следующим образом: загрузка модели стенки установки УТС, модели плазмы для интересующего сценария, модели интересующей диагностической системы, настройка модели излучения, и, если требуется, диагностического пучка или лазера, запуск расчёта и получение модельной интенсивности излучения для выбранной диагностики.

В данной статье описано решение первоочередных задач по созданию программного модуля библиотеки Cherab для токамака Т-15МД, а именно задание модели отражения излучения стенкой вакуумной камеры токамака и задание модели плазмы на основе объединения результатов транспортных кодов, моделирующих центральную и периферийную области плазмы в Т-15МД. Эти задачи являются первоочередными, так как требуются для всех диагностик, которые, в принципе, можно моделировать в Cherab. Также показаны первые результаты работы модуля пассивной спектроскопии линии H_{α} и тормозного излучения (измерение последнего используется для определения эффективного заряда плазмы).

МОДЕЛЬ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТА ПЕРВОЙ СТЕНКОЙ Т-15МД

Помимо преобразования САД-модели вакуумной камеры и графитовых лимитеров Т-15МД в формат, поддерживаемый библиотекой Raysect, требуется разделение модели на компоненты в соответствии с материалами, из которых они изготовлены, так как разные материалы отражают свет по-разному. Модель была разделена на три группы элементов: стальная камера, графитовые тайлы и заглушки диагно-

стических портов. Выделение заглушек в отдельную группу связано с отсутствием в имеющейся модели заглушек диагностических вырезов, т.е. при расчёте интенсивности излучения заглушку, блокирующую обзор, необходимо удалять из графа сцены, а для этого каждая такая заглушка должна храниться в отдельном файле, чтобы быть загруженной как отдельный объект.

Для каждой группы элементов должна быть задана модель отражения света. Наиболее важными элементами с точки зрения учёта отражённого излучения являются графитовые тайлы, так как они покрывают большую часть обращённой к плазме поверхности вакуумной камеры. Характеристики отражения света материалами первой стенки будут меняться в процессе эксплуатации установки под воздействием плазмы. Поэтому модель отражения света должна быть подобрана как для не подвергавшихся, так и для подвергавшихся воздействию плазмы графитовых тайлов. На плазменной установке ПЛИМ [19] в НИУ МЭИ исследовалась стойкость графитовых тайлов Т-15МД к комбинированному воздействию мощных тепловых потоков и стационарных плазменных потоков частиц, благодаря чему был получен образец графита после длительного воздействия плазмы. Для четырёх образцов графита, а именно тайлов Т-15МД до и после воздействия плазмы, а также обращённой к плазме и обратной стороны тайла токамака Т-10, на спектрофотометре были измерены зависимости их альbedo (отношение отражённого под любыми углами излучения к падающему, б. разм. вел.) при угле падения света 8° по отношению к нормали к поверхности от длины волны в видимом диапазоне. Угол падения 8° определяется конструктивными особенностями прибора. Также для света с длиной волны 632,8 нм была измерена угловая зависимость коэффициента отражения в плоскости падающего луча для нескольких углов падения. Описание исследованных образцов приведено в табл. 1. Более подробно методика и результаты измерений будут опубликованы в других работах.

Таблица 1. Описание образцов графита, для которых были измерены угловые коэффициенты отражения света и альbedo

Образец	Описание
Т-15МД, новый	Графитовый тайл Т-15МД (графит FP479) до воздействия плазмы.
Т-10, обратная сторона	Обратная сторона графитового тайла токамака Т-10 (графит МПГ-8), не подвергавшаяся непосредственному воздействию плазмы
Т-15МД, экспонированный	4 часа экспонирования в гелиевой плазме с максимальным потоком энергии $1,89 \text{ МВт/м}^2$ и средней нагрузкой $1,2 \text{ МВт/м}^2$ (установка ПЛИМ [19]). Максимальная температура $805 \text{ }^\circ\text{C}$ (время подержания 35 мин), средняя температура $585 \text{ }^\circ\text{C}$. Ток образца 1,4 А
Т-10, лицевая сторона	Обращённая к плазме сторона графитового тайла Т-10 после многолетней эксплуатации.

Зависимость коэффициента отражения от азимутального угла не измерялась, поэтому для использования анизотропной модели двулучевой функции отражательной способности (ДФОС) недостаточно данных. Среди изотропных моделей ДФОС в компьютерной графике для моделирования отражений от шероховатых поверхностей часто используется модель Кука—Торренса [20]. Эта же модель ДФОС использовалась и в работах [10—15]. Здесь мы будем использовать обобщённую модель с добавлением ламбертовского отражателя, использованную также в [15] и показавшую в [21] более близкий результат к экспериментально измеренной ДФОС вольфрама по сравнению с классической ДФОС Кука—Торренса:

$$f_G(\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_o, \lambda) = (1 - w_L)f_{C-T}(k(\lambda), r, \mathbf{n}_i, \mathbf{n}_o) + w_L\rho_o(\lambda)/\pi, \quad (1)$$

где первый член — классическая ДФОС Кука—Торренса, а второй член отвечает за диффузные отражения. Здесь \mathbf{n}_i — направление луча падения; \mathbf{n}_o — направление луча отражения; λ — длина волны излучения. Параметрами модели являются: w_L — доля ламбертовского компонента ДФОС; r — безразмерный параметр шероховатости поверхности в модели Кука—Торренса, меняющийся от 0 до 1 (значение 0 соответствует зеркальному отражению, чем больше значение шероховатости, тем ближе отражения диффузным, при значении 1 зависимость от угла падения исчезает, но ДФОС отличается от таковой для ламбертовского отражателя); $k(\lambda)$ — показатель преломления; $\rho_o(\lambda)$ — альbedo при нормальном падении.

Зависимость альbedo от угла падения определяется только первым слагаемым в (1), т.е. $\rho(\theta_i, \lambda) = F(\theta_i, k(\lambda), r) \equiv \int f_{C-T}(k(\lambda), r, \theta_i, \mathbf{n}_o) d\mathbf{n}_o$, где θ_i — угол падения, отсчитываемый от нормали к поверхности. Значение $\rho_o(\lambda)$ можно приближённо считать равным измеренному спектрофотометром значению альbedo при угле падения 8° (см. подтверждение на рис. 4). В этом случае можно явно выразить показатель преломления в виде $k(\lambda) = F^{-1}(\rho(\lambda), r)$, где F^{-1} — корень уравнения $F(0, k(\lambda), r) = \rho_o(\lambda)$. Таким образом, в модели остаются два неизвестных параметра r и w_L , которые могут быть найдены подгонкой модельного коэффициента отраже-

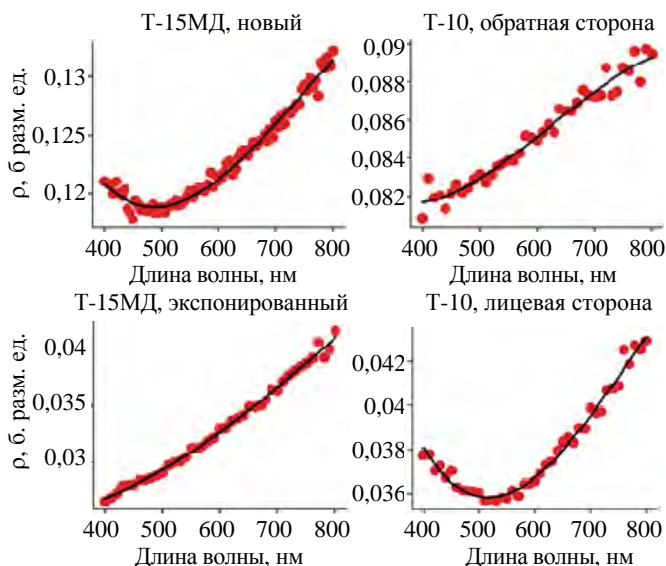


Рис. 1. Измеренные альбедо образцов графита из табл. 1 при угле падения 8° к нормали (•) и их аппроксимация полиномами 3-й степени (—)

где R_m — измеренные значения коэффициента отражения, усреднённые по нескольким точкам на поверхности (от 1 до 3), а суммирование ведётся по углам падения и отражения. Поскольку измерения для разных θ_i проводились для разных наборов точек на поверхности, коэффициенты пропорциональности c_i подбирались независимо для разных θ_i , что добавило в задачу дополнительные неизвестные. Задача (2) решалась нелинейным методом наименьших квадратов (использовалась функция `least_squares` из программной библиотеки SciPy [22]). Результаты наилучшей подгонки коэффициентов отражения показаны на рис. 2 с указанием оптимальных значений w_L и r для каждого образца. Для образца «Т-10, обратная сторона» коэффициент отражения был измерен только для $\theta_i = 60^\circ$, а для образцов «Т-15МД, новый» и «Т-10, лицевая сторона» — только для $\theta_i = 0^\circ$ и $\theta_i = 60^\circ$. В будущем измерения ДФОС следует детализировать, что позволит использовать более сложные модели, однако так как в модели (1) всего два параметра, из которых только один входит нелинейно, имеющихся измерений достаточно для определения из (2) их оптимальных значений.

Из показанного на рис. 1 и 2 отметим близость альбедо и угловой зависимости коэффициентов отражения для образцов «Т-15МД, экспонированный» и «Т-10, лицевая сторона», а также высокий вклад (около 90%) ламбертовской компоненты в ДФОС (1) для этих образцов.

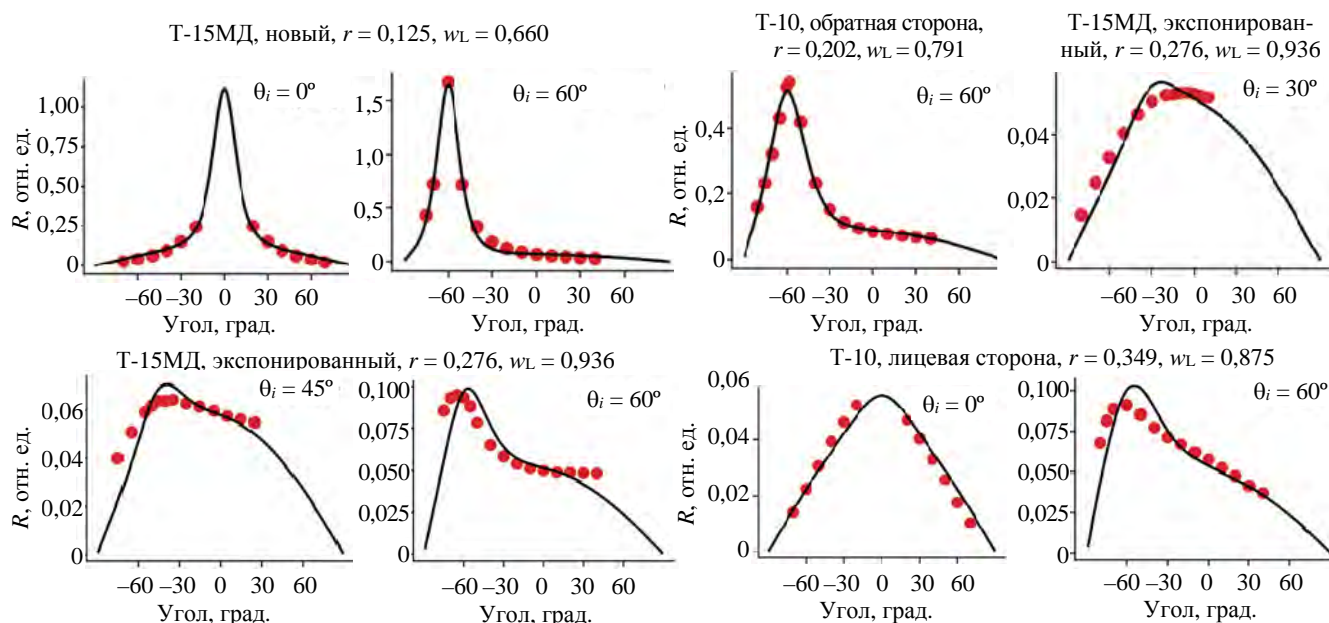


Рис. 2. Измеренные зависимости относительных коэффициентов отражения образцов графита из табл. 1 от угла отражения в плоскости угла падения и нормали к поверхности и их наилучшая подгонка путём решения обратной задачи (2) с использованием модельной ДФОС (1): • — измеренные значения; — — подгонка. Для каждого образца указаны оптимальные значения доли ламбертовской компоненты в ДФОС w_L и параметра шероховатости поверхности r

ния к измеренному. Для удаления случайного разброса измеренные значения альбедо были аппроксимированы полиномами третьей степени. Эта аппроксимация показана на рис. 1.

Относительные значения коэффициента отражения измерялись в плоскости угла падения с помощью гелий-неонового лазера с длиной волны $\lambda_m = 632,8$ нм с усреднением по световому пятну, т.е. световое пятно целиком попадало в апертуру детектора. В этом случае коэффициент отражения $R \sim f_G \cos(\theta_o)$, где θ_o — угол между направлением отражённого луча и нормалью к поверхности. Обратная задача для нахождения параметров w_L и r формулируется в виде

$$\sum_i \sum_o \left| R_m(\theta_i, \theta_o, \lambda_m) - c_i f_G(w_L, r, (\theta_i, 0), (\theta_o, \pi), \lambda_m) \times \cos(\theta_o) \right|^2 \rightarrow \min, \quad (2)$$

На рис. 3 показаны двумерные графики ДФОС (1) для $\theta_i = 45^\circ$ с оптимальными параметрами из рис. 2 на длине волны падающего излучения линии H_α , равной 656,28 нм. Альbedo как функции θ_i для этих образцов на той же длине волны показаны на рис. 4.

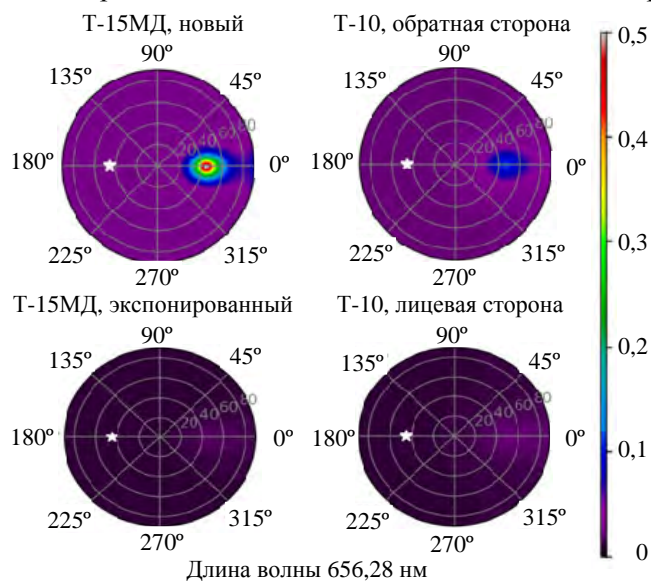


Рис. 3. ДФОС (1), полученные решением задачи (2), для четырёх образцов графита из табл. 1 для угла падения $\theta_i = 45^\circ$ на длине волны падающего излучения 656,28 нм (линия H_α): ☆ — направление падающего излучения

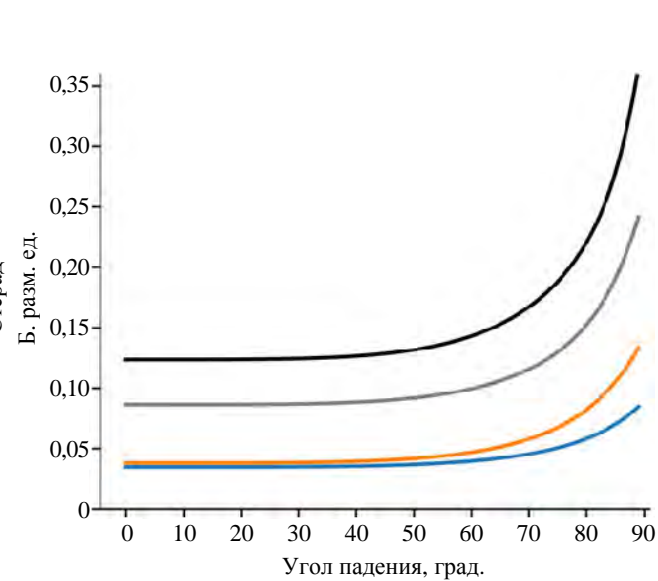


Рис. 4. Зависимость альbedo на длине волны 656,28 нм (линия H_α) от угла падения θ_i для образцов графита из табл. 1: — — Т-15МД, новый; — — Т-10, обратная сторона; — — Т-15МД, экспонированный; — — Т-10, лицевая сторона

В процессе эксплуатации установки стальные компоненты вакуумной камеры, в том числе заглушки диагностических портов будут покрываться слоем углеродной пыли, а также, вероятно, будет увеличиваться шероховатость поверхности стали. Чтобы как-то учесть влияние этого процесса, ДФОС для стали задавалась аналогично модели (1):

$$f_S(\mathbf{n}_i, \mathbf{n}_o, \lambda) = (1 - w_L)f_{Fe}(r, \lambda, \mathbf{n}_i, \mathbf{n}_o) + w_L\rho_C(\lambda)/\pi. \tag{3}$$

Здесь $f_{Fe}(r, \lambda, \mathbf{n}_i, \mathbf{n}_o)$ — ДФОС Кука—Торренса для стали, второй член в формуле (3) отвечает слою углеродной пыли, а ρ_C — альbedo углерода, которое берётся равным альbedo для образца «Т-15МД, экспонированный» при нормальном падении света.

Расчёты наблюдаемой интенсивности проводились для двух вариантов стенки вакуумной камеры, отвечающих характеристикам отражения света в начале эксплуатации установки и после её длительной эксплуатации. Описание этих вариантов дано в табл. 2. В отсутствие данных о ДФОС стали, покрытой углеродной пылью, свободные параметры r и w_L в (3) брались произвольно. Однако расчёты показали, что распределение отражённого света в камере Т-15МД в первую очередь определяется параметрами отражения графита, а параметры отражения света сталью влияют на результат только тогда, когда хорда наблюдения направлена непосредственно на стальную поверхность.

Т а б л и ц а 2. Варианты стенки вакуумной камеры, для которых проводились расчёты

Тип стенки	Материал графита (см. табл. 1)	Параметры ДФОС стали (см. формулу (3))
Новая стенка	Т-15МД, новый	$r = 0,13; w_L = 0$
Экспонированная стенка	Т-15МД, экспонированный	$r = 0,26; w_L = 0,35$

На рис. 5 показаны результаты визуализации вакуумной камеры Т-15МД, выполненной с помощью Raysect для типов стенок из табл. 2. Показан вид со стороны экваториального порта в 6-м секторе. Углы

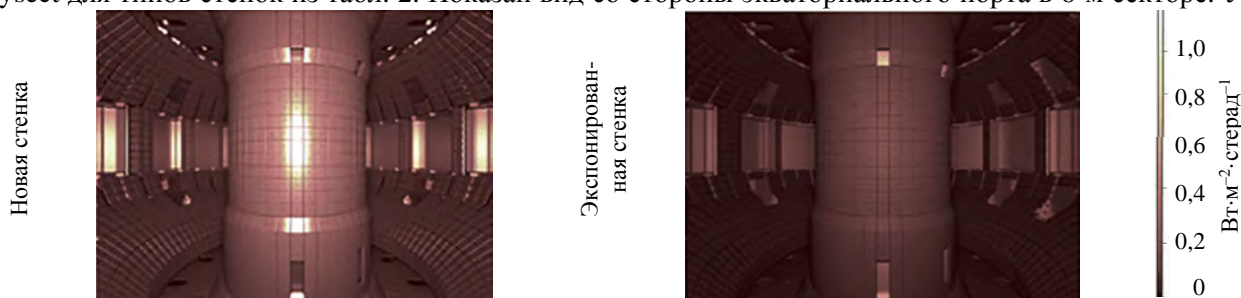


Рис. 5. Визуализации вакуумной камеры токамака Т-15МД методом трассировки лучей для типов стенок из табл. 2 с источником света в виде плоской односторонней световой панели, расположенной непосредственно над виртуальной фотокамерой

обзора камеры: 90° по вертикали и $67,5^\circ$ по горизонтали. Источник света — плоская односторонняя световая панель размером 40 на 30 см со стандартным спектром белого света CIE D65 [23] и интенсивностью $1 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{стерад})$, расположенная непосредственно над виртуальной фотокамерой. Отображаемая на рисунке величина — интегральная по длине волны интенсивность. На рис. 5 видно, что после длительной эксплуатации стенка будет отражать свет слабее и более диффузно.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПЛАЗМЫ КОДАМИ ASTRA И SOLPS

С помощью транспортного кода SOLPS 4.3 [24], состоящего из двумерного транспортного кода B2 [25], решающего систему уравнений Брагинского для задачи переноса основной плазмы и примесных ионов в двумерном случае, и кода EIRENE [26], решающего методом Монте-Карло задачу кинетики нейтральных частиц (атомов и молекул), было выполнено моделирование пространственных распределений атомов и ионов в пристеночной плазме токамака T-15МД на квазистационарной стадии разрядов. Рассмотренный режим отвечал мощности теплового потока, выносимого из основной плазмы в пристеночный слой, $P_{\text{SOL}} = 10 \text{ МВт}$, что примерно соответствует мощности дополнительного нагрева $14,3 \text{ МВт}$. Состав плазмы — водород с примесью углерода. При моделировании использовалось магнитное равновесие плазмы внутри сепаратрисы, предварительно рассчитанное кодом ДИНА [27]. За счёт вариации газонапуска были получены решения с различными средними плотностями плазмы в пристеночном слое. В данной работе использовались результаты моделирования для сценариев со следующими средними значениями плотности электронов на сепаратрисе n_e^{sep} : $2,55 \cdot 10^{19}$, $3,12 \cdot 10^{19}$, $3,62 \cdot 10^{19}$, $3,82 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Для расчёта светимости в линии H_α была использована встроенная в код EIRENE радиационно-столкновительная модель, учитывающая в том числе и молекулярный канал возбуждения атомов, когда молекулы и молекулярные ионы диссоциируют, производя атомы сразу в возбуждённом состоянии. Такой канал не учитывается в коэффициентах испускания фотонов, доступных в базе данных ADAS, обычно используемых для расчёта светимости H_α . На рис. 6 показаны профили плотности и температуры электронов и светимости в линии H_α в сценариях с разными значениями n_e^{sep} .

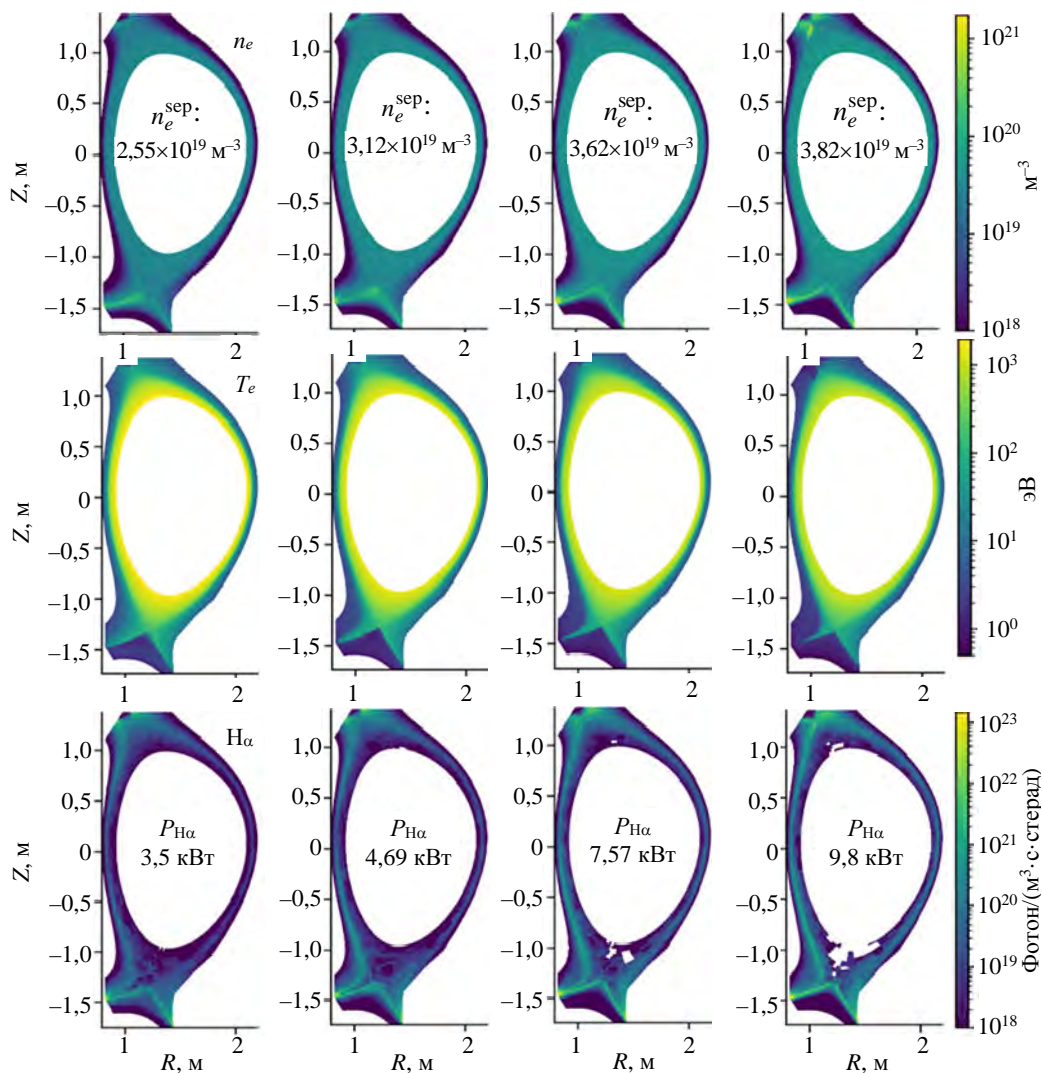


Рис. 6. Модельные профили параметров плазмы в режиме с $P_{\text{SOL}} = 10 \text{ МВт}$ и различными вариантами пространственного распределения плотности пристеночной плазмы. Ряды сверху вниз: плотность электронов, температура электронов, светимость в линии H_α . Столбцы — разные варианты плотности пристеночной плазмы. Значения средней плотности электронов на сепаратрисе n_e^{sep} указаны в центре каждого рисунка в первом ряду. Значения полной мощности излучения в линии H_α указаны в центре каждого рисунка в третьем ряду

Формат выходных данных SOLPS 4.3 отличается от формата SOLPS-ITER, поэтому в модуль Cherab для токамака Т-15МД были добавлены функции для чтения данных SOLPS 4.3 и создания на их основе объекта «SOLPS Simulation» из модуля Cherab для кода SOLPS-ITER.

Так как моделирование проводилось с учётом примеси углерода, помимо спектральной линии H_{α} , с помощью базы данных ADAS можно рассчитать интенсивности излучения в других спектральных линиях в видимом диапазоне длин волн. На рис. 7 показана визуализация в естественных цветах (в стандарте представления цветового спектра sRGB [28]) вакуумной камеры с той же точки, что и на рис. 5, но с пристеночным слоем плазмы в сценарии с $n_e^{sep} = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ в качестве источника света. Здесь учтено излучение в спектральных линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} и 30 наиболее ярких спектральных линиях атомов и ионов углерода.



Рис. 7. Визуализация свечения пристеночного слоя плазмы в режиме с $P_{SOL} = 10 \text{ МВт}$ и $n_e^{sep} = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для стенки, полностью поглощающей свет (а), новой стенки (б) и экспонированной стенки (в)

С помощью транспортного кода ASTRA [29] были рассчитаны профили плазмы внутри сепаратрисы. Расчёты ASTRA и SOLPS выполнялись независимо. Для расчёта тормозного излучения профили плазмы в центре и на периферии необходимо сшить. Сетка SOLPS заходит внутрь последней замкнутой магнитной поверхности на 10—40 см, благодаря чему в области пересечения расчётных сеток можно сделать интерполяцию профилей путём плавного перехода от профилей в центре к профилям на периферии. Из рассмотренных расчётов кодом SOLPS с решением, полученным кодом ASTRA, лучше всего сшивается сценарий с $n_e^{sep} = 3,62 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Результат такой сшивки с линейным переходом от профилей ASTRA к профилям SOLPS в области пересечения расчётных сеток показан на рис. 8 для электронной плотности и температуры. На рис. 9 показан полученный такой сшивкой профиль эффективного заряда плазмы.

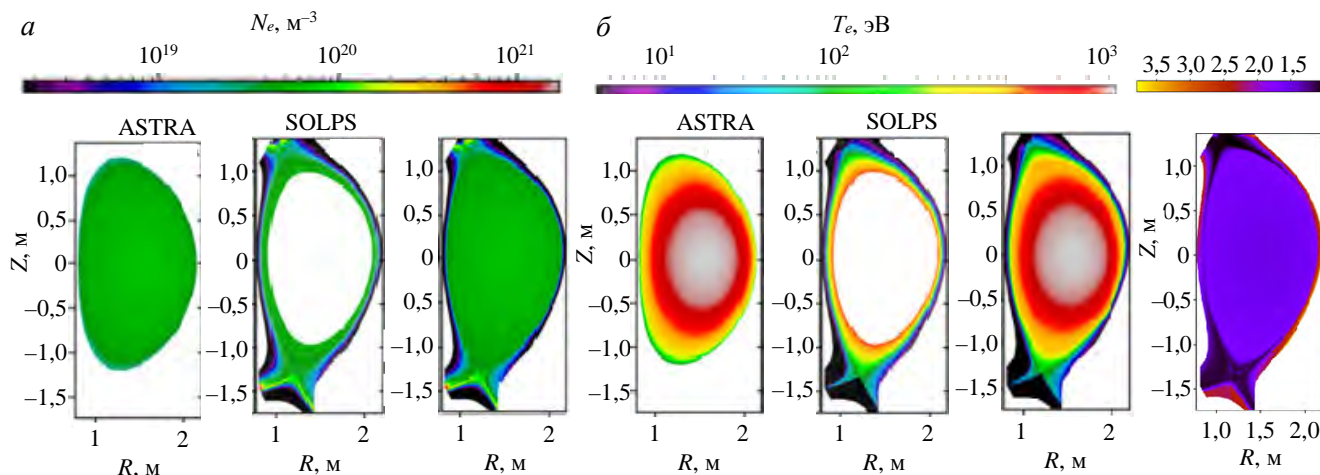


Рис. 8. Результат сшивки профилей электронной плотности (а) и температуры (б), рассчитанных кодами ASTRA и SOLPS в режиме с мощностью дополнительного нагрева 14,3 МВт и $n_e^{sep} = 3,62 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$

Рис. 9. Профиль эффективного заряда плазмы, полученный сшивкой решений ASTRA и SOLPS для условий рис. 8

Функции, осуществляющие шивку профилей ASTRA и SOLPS и создающие на их основе плазменный объект для последующих расчётов спектров излучения в Cherab, также были добавлены в модуль Cherab для T-15МД.

РАСЧЁТ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ H_{α} ДЛЯ ВИРТУАЛЬНОЙ КАМЕРЫ

Расчёт интенсивности излучения в спектральной линии водорода H_{α} выполнен для виртуальной камеры с углом обзора 90° , расположенной в экваториальном диагностическом порту 8-го сектора. Точка наблюдения и угол обзора виртуальной камеры соответствуют таковым для реальной видеокамеры, размещённой в 8-м секторе, однако направление наблюдения может отличаться. На рис. 10

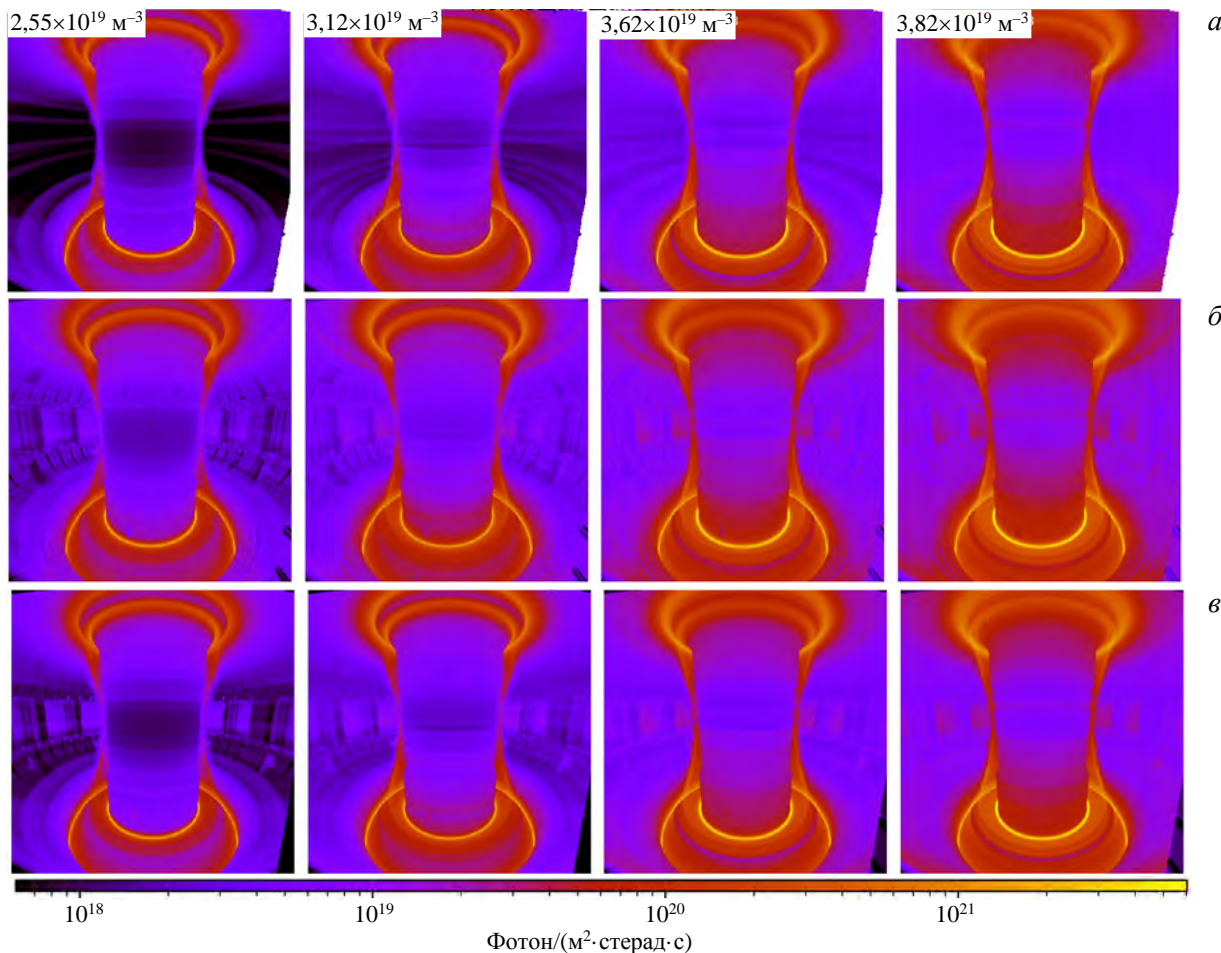


Рис. 10. Модельная интенсивность излучения в линии H_{α} в поле обзора виртуальной камеры с углом обзора 90° , расположенной в экваториальном порту в 8-м секторе, в сценариях с разными значениями n_e^{sep} в режиме с $P_{SOL} = 10$ МВт для полностью поглощающей свет стенки (а), новой (б) и экспонированной (в) (см. табл. 2). Столбцы соответствуют сценариям с разными значениями n_e^{sep} , интенсивность дана в логарифмической шкале

показана интенсивность излучения в линии H_{α} в поле обзора виртуальной камеры в сценариях с разными значениями n_e^{sep} в режиме с $P_{SOL} = 10$ МВт для двух типов стенки из табл. 2 и для поглощающей свет стенки, т.е. без учёта отражений света. На рис. 11 показана доля отражённого света в интенсивности H_{α} -излучения для обоих типов отражающей стенки в этих же сценариях.

Из рис. 10 и 11 следует, что интенсивность излучения H_{α} , приходящего прямо из дивертора, т.е. без отражений, на 2—3 порядка величины (в зависимости от режима и плотности плазмы в пристеночном слое) выше интенсивности излучения, приходящего из пристеночного слоя основной камеры. Таким образом, одновременное измерение интенсивности в области дивертора и в основной камере невозможно: либо сигнал из дивертора будет засвечен, либо сигнал из пристеночного слоя основной камеры будет слишком слаб. Тем не менее проблема отражённого света для T-15МД стоит совсем не так остро, как для ИТЭР, оснащённого металлической первой стенкой. Наиболее существенную роль отражённый свет играет при

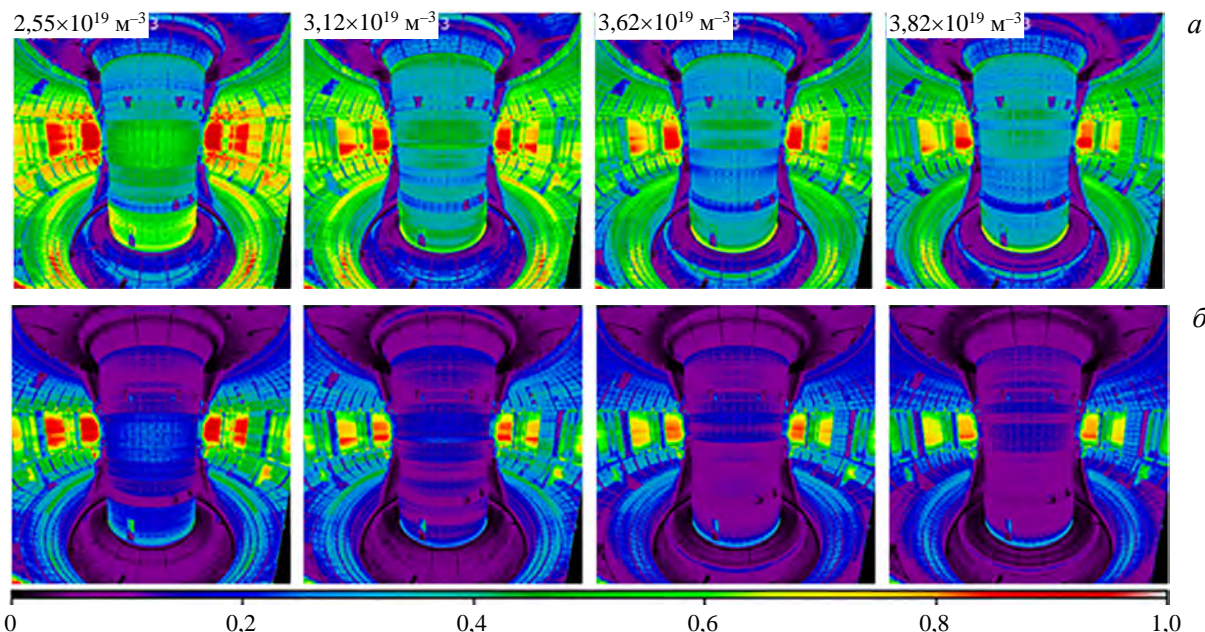


Рис. 11. Доля отражённого света в полном сигнале N_α для новой (а) и экспонированной стенки (б) для условий рис. 10

наблюдении экваториальной области внешнего обвода камеры и, в особенности, металлических деталей диагностических портов. Здесь доля отражённого света в наблюдаемой интенсивности достигает 90% в первую очередь за счёт того, что светимость N_α на стороне слабого поля ниже, чем на стороне сильного поля. При радиальном наблюдении в случае новой стенки доля отражённого света в интенсивности излучения может достигать 50%, однако после длительной эксплуатации доля отражённого света в сигнале должна снизиться до 10—20%. При наблюдении дивертора отражённый свет составляет не более 10% от наблюдаемой интенсивности.

РАСЧЁТ СПЕКТРОВ ТОРМОЗНОГО И ФОТОРЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ХОРДАХ ДИАГНОСТИКИ ЭФФЕКТИВНОГО ЗАРЯДА ПЛАЗМЫ

На рис. 12 показана схема расположения тестовых хорд наблюдения диагностики профиля эффективного заряда плазмы из пяти точек наблюдения, расположенных в 9-м секторе, обозначенных как В1—В5. В реальности диагностика будет иметь лучшее пространственное разрешение, чем показано на рисунке, т.е. из каждой точки будет выходить большее число хорд. Хорды, выходящие из точек В1 и В5, лежат строго в полоидальной (вертикальной) плоскости, а выходящие из точки В4 — строго в экваториальной (горизонтальной) плоскости; хорды, выходящие из точек В2 и В3, имеют небольшой тангенциальный наклон. Геометрия всех хорд данной диагностики была добавлена в модуль Cherab для Т-15МД.

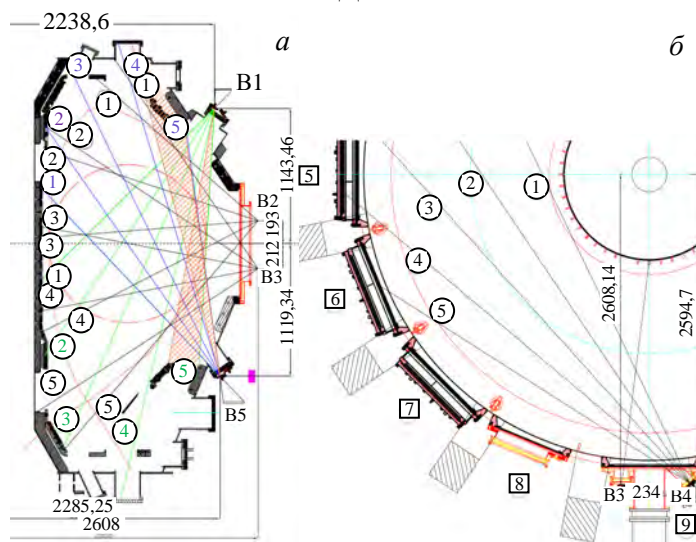


Рис. 12. Схема хорд наблюдения диагностики эффективного заряда плазмы, располагающейся в 9-м секторе: а — В1—В5 — пять точек обзора; б — 1—5 — хорды; □ — 5—9 — номера секторов Т-15МД

Расчёт спектральной плотности мощности тормозного излучения в Cherab выполняется по следующей формуле (см., например, формулу (5.3.40) в [30]):

$$q(\lambda) = \frac{1,9 \cdot 10^{-35}}{4\pi\lambda^2} n_e \sqrt{T_e} \exp(-hc \cdot 10^9 / \lambda T_e) \sum_i g_{ff}(Z_i, T_e, \lambda) n_i Z_i^2, \quad (4)$$

где λ — длина волны излучения, нм; n_e и T_e — плотность, м^{-3} , и температура электронов, эВ; n_i — плотность ионов данного сорта; Z_i — заряд ионов данного сорта; g_{ff} — Гаунт-фактор, усреднённый с максвелловской функцией распределения электронов; $q(\lambda)$, $\text{Вт}/(\text{м}^3 \cdot \text{стерад} \cdot \text{нм})$. Для Гаунт-фактора использовались табличные значения [31], которые отличаются от значений [32], используемых в ADAS, лишь расширенным диапазоном параметров, для которых они рассчитаны.

В Cherab нет модели для спектра фоторекомбинационного излучения, поэтому её требовалось задать самостоятельно. Считалось, что фоторекомбинация существенна лишь в областях с низкой температурой, где работает квазиклассическое приближение. В этом случае для фоторекомбинационного излучения используется формула, аналогичная (4), но с классическим выражением для Гаунт-фактора:

$$q(\lambda) = \frac{1,9 \cdot 10^{-35}}{4\pi\lambda^2} n_e^2 \sqrt{T_e} e^{-u} Z_{\text{эф}} g_{\text{class}}(Z_{\text{эф}}, T_e, \lambda); \quad (5)$$

$$g_{\text{class}}(Z_{\text{эф}}, T_e, \lambda) = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left(\left(\frac{2}{C_{\text{eul}}} \right)^{5/2} \frac{1}{\sqrt{2}\gamma u} + e^{\frac{\pi}{\sqrt{3}}} \right); \quad (6)$$

$$\gamma = Z_{\text{эф}} \sqrt{Ry/T_e}, \quad u = hc10^9/\lambda T_e, \quad (7)$$

где $Z_{\text{эф}}$ — эффективный заряд плазмы; $C_{\text{eul}} \approx 1,781$ — постоянная Эйлера. При этом $q(\lambda)$ считалось нулём при $g_{\text{class}} > 1,2$, так как в этом случае перестаёт работать классическое приближение. Отметим, что при использовании приближения (5)—(7) в спектре фоторекомбинационного излучения сглаживаются характерные для него зубцы (см., например, рис. 5.21 в [30]), однако при наличии примесей (в данном случае углерода) и при энергиях фотонов, меньших по сравнению с энергией ионизации, такое сглаживание не должно приводить к существенным ошибкам.

На рис. 13 показаны модельные спектры тормозного и фоторекомбинационного излучения на хордах, выходящих из точек обзора В1, В3, В4 и В5 в режиме с $P_{\text{SOL}} = 10$ МВт и $n_e^{\text{sep}} = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для двух типов стенок из табл. 2 и для стенки, поглощающей свет.

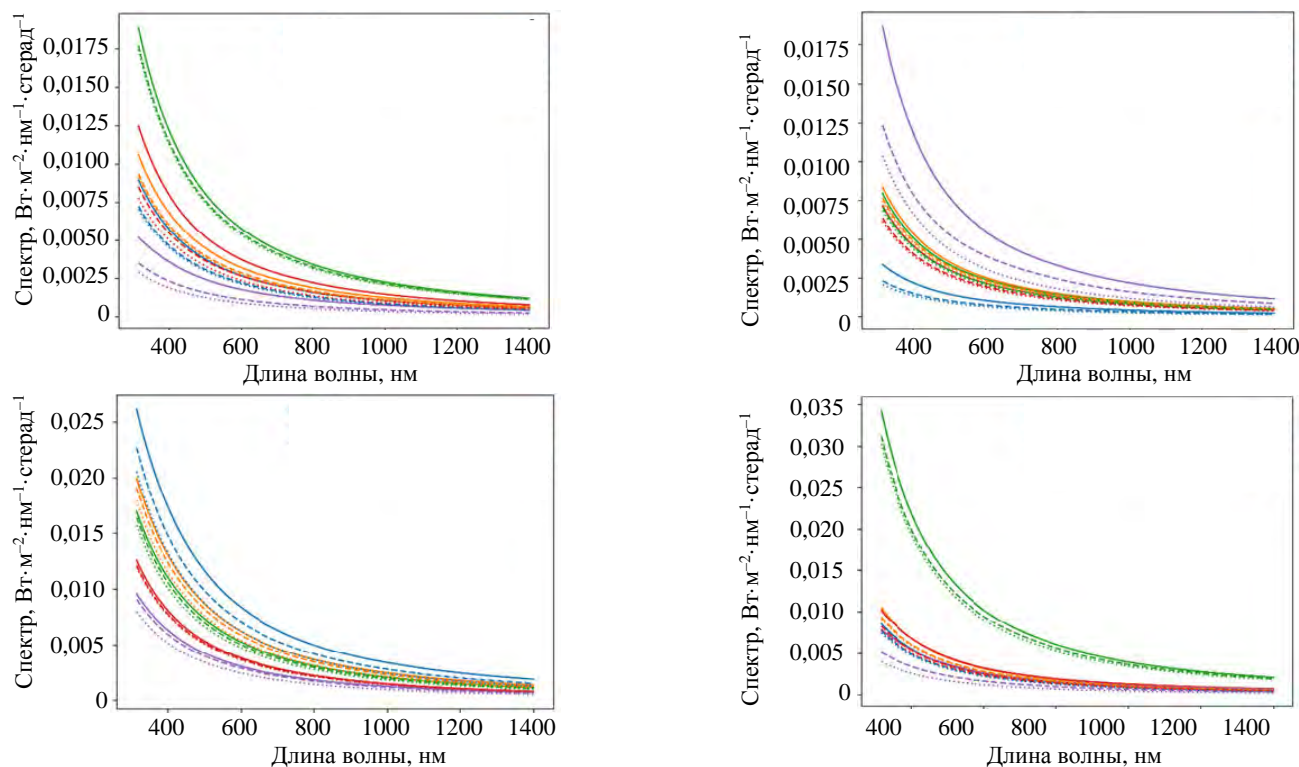


Рис. 13. Модельные спектральные интенсивности тормозного и фоторекомбинационного излучения на хордах диагностики эффективного заряда плазмы из точек обзора В1, В3, В4 и В5 (см. рис. 12) в режиме с $P_{\text{SOL}} = 10$ МВт и $n_e^{\text{sep}} = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$: — новая стенка; --- экспонированная стенка; стенка, поглощающая свет; номер хорды: ■ — 1; ■ — 2; ■ — 3; ■ — 4; ■ — 5

На рис. 13 видно, что для некоторых хорд наблюдения, особенно в модели отражений, характерной для новой стенки, отражённое излучение вносит существенный вклад в наблюдаемую интенсивность. Это нужно будет учитывать при интерпретации измерений, т.е. при определении эффективного

заряда плазмы по измеряемому излучению. Конкретные значения отношения интенсивности тормозного и фоторекомбинационного излучения без отражений к отражённому свету на длине волны 523 нм на всех исследованных хордах наблюдения приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Отношение интенсивности тормозного и фоторекомбинационного излучения без отражения к отражённому свету на длине волны 523 нм

Тип стенки (см. табл. 2)	Точка обзора	Номер хорды наблюдения (см. рис. 12)				
		1	2	3	4	5
Новая	B1	3,7	6,1	13,1	2,0	1,0
	B2	11,2	7,3	6,4	9,4	8,4
	B3	1,7	9,0	5,9	6,1	1,4
	B4	2,9	6,8	9,0	20,3	4,3
	B5	6,5	6,8	7,4	2,6	0,93
Экспонированная	B1	14,9	31,7	48,2	12,2	3,7
	B2	31,2	26,0	23,0	34,2	30,6
	B3	6,1	29,5	23,0	22,2	4,7
	B4	7,8	13,0	16,6	64,0	7,1
	B5	24,4	34,0	23,7	9,2	2,5

Фоторекомбинационное излучение существенно только в диверторе, однако за счёт отражений от стенки оно из дивертора попадает на хорды наблюдения, направленные на стенку в основной камере. В табл. 4 приведено отношение интенсивностей фоторекомбинационного и тормозного излучения на длине волны 523 нм для хорд и типов стенок из табл. 3.

Т а б л и ц а 4. Отношение интенсивности фоторекомбинационного излучения к интенсивности тормозного излучения на длине волны 523 нм

Тип стенки (см. табл. 2)	Точка обзора	Номер хорды наблюдения (см. рис. 12)				
		1	2	3	4	5
Новая	B1	0,082	0,040	0,097	0,22	0,069
	B2	0,75	0,016	0,004	0,008	0,4
	B3	0,092	0,015	0,014	0,011	0,81
	B4	0,02	0,011	0,012	0,006	0,021
	B5	0,014	0,046	0,66	0,082	0,21
Экспонированная	B1	0,028	0,005	0,077	0,026	0,009
	B2	0,75	0,004	0,002	0,001	0,38
	B3	0,03	0,006	0,002	0,003	0,61
	B4	0,019	0,010	0,005	0,003	0,024
	B5	0,008	0,006	0,63	0,047	0,14

ВЫВОДЫ

Созданы первоочередные компоненты модуля библиотеки синтетической спектроскопии плазмы Cherab [7] для токамака T-15МД, а именно:

- подготовлены модель первой стенки и функции для её загрузки;
- подобраны модельные функции отражательной способности графита, соответствующие измерениям характеристик отражения света графитовой первой стенкой до и после воздействия плазмы на стенку;
- добавлены функции чтения выходных данных кода SOLPS 4.3 и сшивки решений кодов SOLPS и ASTRA;
- добавлены параметры хорд наблюдения диагностики эффективного заряда плазмы и функции для создания виртуального наблюдателя на их основе.

Возможности библиотеки Cherab применительно к диагностикам T-15МД продемонстрированы на двух задачах: расчёте интенсивности H_{α} -излучения для виртуальной камеры и расчёте спектров тормозного и фоторекомбинационного излучения на хордах диагностики эффективного заряда плазмы.

В первой задаче было показано, что интенсивность H_{α} , приходящая из дивертора, на 2—3 порядка величины (в зависимости от плотности плазмы в пристеночном слое) выше интенсивности излучения H_{α} , приходящего из пристеночного слоя основной камеры. Однако проблема отражённого света для T-15МД не так существенна, как для установок с металлической первой стенкой. При наблюдении экваториаль-

ной области внешнего обвода камеры и, в особенности, металлических деталей диагностических портов доля отражённого света в интенсивности H_α -излучения может достигать 90%. Однако при радиальном наблюдении доля отражённого света в наблюдаемой интенсивности не превышает 50%, а после длительного воздействия плазмы на стенку должна снизиться до 10—20% из-за уменьшения коэффициента отражения света стенкой. При наблюдении дивертора отражённый свет составляет не более 10% наблюдаемой интенсивности H_α -излучения.

Во второй задаче было показано, что существенному влиянию отражённого света подвержены только хорды наблюдения периферийной плазмы, где интенсивность тормозного излучения минимальна. Для характеристик отражения, соответствующих новой стенке до воздействия плазмы, на некоторых хордах наблюдения вклад отражённого света оказывается сравним с вкладом прямого сигнала, т.е. интенсивности излучения без отражений. Однако для стенки, подвергшейся длительному воздействию плазмы, ожидается снижение доли отражённого света в наблюдаемой интенсивности в 3—4 раза по сравнению с новой стенкой. Кроме этого, было показано, что на хордах, направленных в дивертор, вклад фоторекомбинационного излучения в наблюдаемую интенсивность сравним с вкладом тормозного излучения. Однако за счёт отражений фоторекомбинационное излучение способно попадать и на хорды, не направленные непосредственно в дивертор.

Представленная работа является лишь начальным этапом разработки синтетической оптической диагностики T-15МД на базе библиотеки Cherab и демонстрацией её возможностей. В дальнейшем требуется актуализация модели первой стенки, задание моделей диагностического пучка, лазера, обзора диагностических систем, спектроскопических приборов с учётом их инструментальной функции. Кроме этого, любые изменения характеристик перечисленных компонентов в процессе эксплуатации установки должны будут отражаться и в их моделях.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт», <http://ckp.nrcki.ru/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.** Экспериментальная термоядерная установка токамак T-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
2. **Harhausen J., Kallenbach A., Fuchs C. and the ASDEX Upgrade Team.** Interpretation of $D\alpha$ video diagnostics data as a contribution to plasma edge characterization. — *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 2011, vol. 53, p. 025002; <https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/2/025002>.
3. **Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Levashova M.G., Neverov V.S., Shurygin V.A., Kotov V., Kukushkin A.S., Lisgo S., Alekseev A.G., Gorshkov A.V., Vukolov D.K., Vukolov K.Yu., Veshchev E.** Theoretical issues of high resolution H_α spectroscopy measurements in ITER. — In: Proc. 24th IAEA Fusion Energy Conf. San Diego, CA, USA, 8—13 October 2012, ITR/P5-44.
4. **Kajita S., Veshchev E., Lisgo S., Reichle R., Barnsley R., Walsh M., Alekseev A., Gorshkov A., Vukolov D., Stuber J., Woodruff S.** Influence of stray light on visible spectroscopy for the scrape-off layer in ITER. — *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 2013, vol. 55 (8), p. 085020; <https://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/55/8/085020>.
5. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.** Synthetic H-alpha diagnostics for ITER: inverse problems and error estimations for strong non-Maxwellian effects and intense divertor stray light. — *Fusion Sci. Technol.*, 2016, vol. 69(3), p. 628; <https://dx.doi.org/10.13182/FST15-186>.
6. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Stamp M.F., Alekseev A.G., Brezinsek S., von Hellermann M., JET Contributors.** Determination of divertor stray light in high-resolution main chamber $H\alpha$ spectroscopy in JET-ILW. — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, p. 016031; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016031>.
7. **Carr M., Meakins A., Bernert M., David P., Giroud C., Harrison J., Henderson S., Lipschultz B., Reimold F., EUROfusion MST Team and ASDEX Upgrade Team.** Description of complex viewing geometries of fusion tomography diagnostics by ray-tracing. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2018, vol. 89, p. 083506; <https://doi.org/10.1063/1.5031087>, <https://cherab.info>.
8. **Meakins A., Carr M.** Raysect/source: v0.7.0 Release. Version v0.7.0. Zenodo, 2020, <https://doi.org/10.5281/zenodo.1341346>; <https://raysect.org>.
9. **Carr M., Meakins A., Silburn S.A., Karhunen J., Bernert M., Bowman C., Callarelli A., Carvalho P., Giroud C., Harrison J.R., Henderson S.S., Huber A., Lipschultz B., Lunt T., Moulton D., Reimold F., ASDEX Upgrade Team, JET Contributors, MAST-Upgrade Team and EUROfusion MST Team.** Physically principled reflection models applied to filtered camera, imaging inversions in metal walled fusion machines. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2019, vol. 90, p. 043504; <https://doi.org/10.1063/1.5092781>.

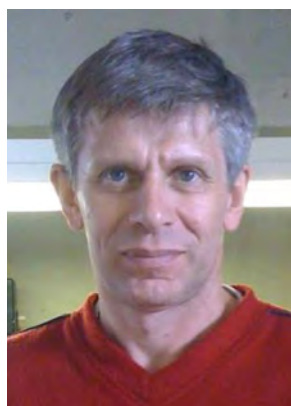
10. **Karhunen J., Carr M., Harrison J.R., Lomanowski B., Balboa I., Carvalho P., Groth M., Huber A., Matthews G.F., Meakins A., Silburn S. and JET Contributors.** Effect of reflections on 2D tomographic reconstructions of filtered cameras and on interpreting spectroscopic measurements in the JET ITER-like wall divertor. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2019, vol. 90, p. 103504; <https://doi.org/10.1063/1.5118885>.
11. **Lomanowski B., Carr M., Field A., Groth M., Jaervinen A.E., Lowry C., Meigs A.G., Menmuir S., O'Mullane M., Reinke M.L., Stavrou C.K., Wiesen S.** JET contributors, Spectroscopic investigation of N and Ne seeded induced detachment in JET ITER-like wall L-modes combining experiment and EDGE2D modeling. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, p. 100676; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100676>.
12. **Carr M., Meakins A., Baciero A., Bernert M., Callarelli A., Field A., Giroud C., Harrison J., Hawkes N., Henderson S., Lipschultz B., Lunt T., Moulton D., Reimold F.** ASDEX Upgrade Team, JET contributors, MAST-Upgrade team and the EUROfusion MST1 Team. Towards integrated data analysis of divertor diagnostics with ray-tracing. — In: *Proc. 44th EPS Conference on Plasma Physics*. Belfast, Northern Ireland (UK), 26—30 June 2017, O5.130; <http://ocs.ciemat.es/EPS2017PAP/pdf/O5.130.pdf>.
13. **Kudashev I., Medvedeva A., Scotto d'Abusco M., Fedorszak N., Di Genova S., Neverov V., Serre E.** Development of a set of synthetic diagnostics for the confrontation between 2D transport simulations and WEST tokamak experimental data. — *Appl. Sci.*, 2022, vol. 12, p. 9807; <https://doi.org/10.3390/app12199807>.
14. **Tomes M., Carr M., Meakins A., Sos M., Bohm P., Bilkova P., Imrisek M., Jaulmes F., Borodkina I., Hecko J., Hron M., Panek R.** Thomson scattering synthetic diagnostic module for the Cherab framework. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2021, vol. 92, p. 053532; <https://doi.org/10.1063/5.0043786>.
15. **Neverov V.S., Khusnutdinov R.I., Alekseev A.G., Carr M., De Bock M., Kukushkin A.B., Lovell J., Meakins A., Pitts R., Polevoi A.R.** Development of a tomographic reconstruction method for axisymmetric $D\alpha$ emission profiles in the ITER plasma boundary. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2020, vol. 62, p. 115014; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>.
16. **Summers H.P.** The ADAS User Manual, Version 2.6, 2004; <http://www.adas.ac.uk>; <https://open.adas.ac.uk/>.
17. **Wiesen S., Reiter D., Kotov V., Baelmans M., Dekeyser W., Kukushkin A.S., Lisgo S.W., Pitts R.A., Rozhansky V., Saibene G., Veselova I., Voskoboynikov S.** The new SOLPS-ITER code package. — *J. Nucl. Materials*, 2015, vol. 463, p. 480; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.012>.
18. **Simonini R., Corrigan G., Radford G., Spence J., Taroni A.** Models and numerics in the multi-fluid 2-D edge plasma code EDGE2D/U — *Contrib. Plasma Phys.*, 1994, vol. 34 (2—3), p. 368; <https://doi.org/10.1002/ctpp.2150340242>.
19. **Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В., Мартыненко Ю.В., Губкин М.К., Карпов А.В., Лазукин А.В., Шестаков Е.А.** Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, вып. 3, с. 23—36.
20. **Cook R.L., Torrance K.E.** A Reflectance Model for Computer Graphics. — *ACM Trans. Graphics*, 1982, vol. 1, p. 7; <https://doi.org/10.1145/357290.357293>.
21. **Natsume H., Nojiri K., Kajita S., Ushiki T., Sugie T., Kitazawa S., Kikuchi T., Yokozuka T., Tanaka H., Ohno N., Hatae T.** Measurement of the bidirectional reflectance distribution function of tungsten surface sputtered in argon plasma. — *Plasma and Fusion Research*, 2022, vol. 17, p. 2405041; <https://doi.org/10.1585/pfr.17.2405041>.
22. **Virtanen P., Gommers R., Oliphant T.E., Haberland M., Reddy T., Cournapeau D., Burovski D., Peterson P., Weckesser W., Bright J., van der Walt S.J., Brett M., Wilson J., Millman K.J., Mayorov N., Nelson A.R.J., Jones E., Kern R., Larson E., Carey C.J., Polat İ., Feng Y., Moore E.W., VanderPlas J., Laxalde D., Perktold J., Cimrman R., Henriksen I., Quintero E.A., Harris C.R., Archibald A.M., Ribeiro A.H., Pedregosa F., van Mulbregt P. and SciPy 1.0 Contributors.** SciPy 1.0: fundamental algorithms for scientific computing in python. — *Nature Methods*, 2020, vol. 17(3), p. 261.
23. **Noboru O., Robertson A.R.** Colorimetry: Fundamentals and Applications. Chapter 3: CIE Standard Colorimetric System. John Wiley & Sons, Ltd, 2005; <https://doi.org/10.1002/0470094745.ch3>.
24. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.** Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS modeling. — *Fusion Eng. Des.*, 2011, vol. 86(12), p. 2865; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
25. **Braams B.J.** Computational Studies in Tokamak Equilibrium and Transport. PhD Thesis, Rijksuniversiteit, Utrecht, Netherlands, 1986.
26. **Reiter D., Baelmans M., Börner P.** The EIRENE and B2-EIRENE codes. — *Fusion Sci. Technol.*, 2005, vol. 47(2), p. 172; <https://doi.org/10.13182/FST47-172>.
27. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — *J. Comp. Phys.*, 1993, vol. 109(2), p. 193; <https://doi.org/10.1006/jcph.1993.1211>.
28. <https://webstore.iec.ch/publication/6168>.
29. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for TRansport Analysis. Max-Planck-Institut Für Plasmaphysik. IPP-Report, IPP 5/98, February 2002; https://w3.pppl.gov/~hammett/work/2009/Astra_ocr.pdf.
30. **Hutchinson I.H.** Principles of plasma diagnostics: second edition. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002, vol. 44, p. 2603; <https://doi.org/10.1088/0741-3335/44/12/701>.
31. **De Avillez M.A., Breitschwerdt D.** Temperature-averaged and total free-free Gaunt factors for κ and Maxwellian distributions of electrons. — *Astron. & Astrophys.*, 2015, vol. 580, p. A124.
32. **Carson T.R.** Coulomb free-free Gaunt factors. — *Astron. & Astrophys.*, 1988, vol. 189, p. 319.



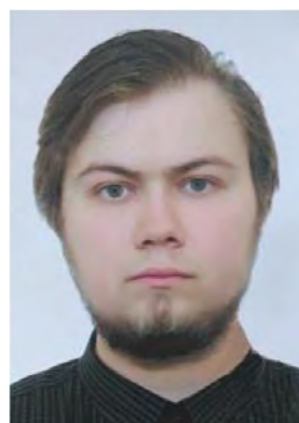
Владислав Сергеевич Неверов, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
neverov_vs@nrcki.ru



Евгений Николаевич Андреев, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Andreevko_EN@nrcki.ru



Сергей Владимирович Ахтырский, ведущий электронщик; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Иван Александрович Земцов, ассистент каф. Э8; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия; инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
zemtsov_ia@nrcki.ru



Вадим Александрович Крупин, в.н.с., к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Krupin_VA@nrcki.ru



Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия
Kukushkin_AB@nrcki.ru



Андрей Серафимович Кукушкин, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



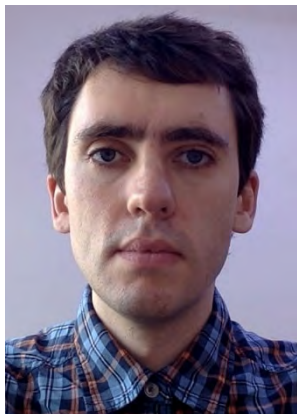
Владимир Михайлович Леонов, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Антон Ролланович Немец,
м.н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва,
пл. Академика Курчатова 1,
Россия
Nemets_AR@nrcki.ru



Максим Ринатович Нургалиев,
н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва,
пл. Академика Курчатова 1,
Россия
nurgaliev_mr@nrcki.ru



Андрей Алексеевич Пшенов,
в.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курча-
товский институт», 123182
Москва, пл. Академика Курча-
това 1, Россия; ITER Organ-
ization, Route de Vinon-sur-
Verdon, CS 90 046, 13067, St.
Paul Lez Durance Cedex,
France
pshenov_aa@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 2 апреля 2023 г.

После доработки 3 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 23—37.

УДК 621.039.68

АНАЛИЗ АВАРИИ С ПОТЕРЕЙ ВАКУУМА НА ИТЭР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ЭВМ СОКРАТ-V1/V2

И.С. Ахмедов, Н.И. Рыжов, Т.А. Юдина, К.С. Долганов, А.Е. Киселев

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем безопасного развития атомной энергетики Российской академии наук (ИБРАЭ РАН), Москва, Россия

С конца 1990-х годов в мире проводятся работы по созданию интегральных программ для ЭВМ (ПрЭВМ), позволяющих моделировать различные сценарии представительных аварий LOCA и LOVA на термоядерных установках (ТЯУ). Поскольку многие процессы на ТЯУ и на реакторных установках АЭС подобны, в качестве основы для расчётной методики используются интегральные ПрЭВМ, изначально разработанные и применяющиеся для анализа безопасности АЭС. В России основной объём расчётного анализа применительно к тяжёлым авариям на АЭС с РУ ВВЭР, сопровождающимся повреждением активной зоны, выходом водорода и радиоактивными выбросами в окружающую среду, выполняется с использованием аттестованной ПрЭВМ СОКРАТ. В статье проводится оценка применимости СОКРАТ в феноменологических окнах запроектных аварий (ЗПА) на ТЯУ, определяющихся теплогидравлическими процессами. Численный анализ модельной задачи аварии LOVA в упрощённой постановке продемонстрировал принципиальную возможность применения теплогидравлических моделей СОКРАТ и их устойчивую работу в условиях LOVA. Получено, что феноменологию аварии определяют критическое и докритическое истечение газа, конвективный теплообмен в вакуумной камере (ВК) и обращение потока в отказавшей проходке. Выполнено сравнение результатов расчётов по СОКРАТ с расчётами по версии MELCOR, адаптированной к условиям ИТЭР, которое показало хорошее соответствие по динамике давлений в вакуумной камере и помещении байпаса в ходе протекания аварии и скорости течения воздуха через проходку. Дополнительно выполнен анализ чувствительности, демонстрирующий наличие порогового эффекта для параметров, важных для безопасности. Обнаруженные монотонные корреляции демонстрируют согласованность с аналитическими оценками, что является дополнительным подтверждением адекватности моделей рассматриваемых процессов.

Ключевые слова: ИТЭР, LOVA, СОКРАТ, численный анализ, анализ чувствительности, запроектная авария.

ANALYSIS OF LOSS OF VACUUM ACCIDENT AT ITER USING SOCRAT-V1/V2

I.S. Akhmedov, N.I. Ryzhov, T.A. Yudina, K.S. Dolganov, A.E. Kiselev

Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences (IBRAE), Moscow, Russia

Since the end of the 1990s, work has been carried out to the creation of integrated computer programs that make it possible to simulate different scenarios of representative LOCA and LOVA at thermonuclear installations. Many processes at thermonuclear installations and the nuclear power plant reactors are similar, integrated computer programs, originally developed and used for NPP safety analysis, are used as the basis for the calculation method. In Russia, the main volume of numerical analysis of severe accidents at the NPPs with VVER reactors, accompanied by core damage, hydrogen release, and radioactive emissions into the environment, is performed using a certified integrated computer program SOCRAT. The article evaluates the applicability of SOCRAT in the phenomenological windows of beyond design basis accidents at thermonuclear installations, determined by thermal-hydraulic processes. Numerical analysis of the model problem LOVA accident in a simplified formulation demonstrated the fundamental possibility of using thermal-hydraulic models of SOCRAT and their stable operation under LOVA conditions. It has been found that the phenomenology of an accident is determined by: choked and subsonic flow, convective heat transfer in the vacuum vessel, and flow reversal in a failed penetration line. The comparison of the results of calculations according to SOCRAT with calculations according to the MELCOR (version adapted to ITER condition) was performed, which showed good agreement in terms of the pressure dynamics in the vacuum vessel and bypass room during the accident and the air flow rate through the penetration line. Additionally, a sensitivity analysis was performed demonstrating the presence of a cliff-edge effect for parameters important to safety. The found monotonic correlations demonstrate consistency with analytical estimates, which provide additional confirmation of the adequacy of the models of the processes under consideration.

Key words: ITER, LOVA, SOCRAT, numerical analysis, sensitivity analysis, beyond design basis accident.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-38-52

ВВЕДЕНИЕ

В России в рамках федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» начаты работы, направленные на строительство токамака с реакторными технологиями [1]. Параллельно с разработкой проекта токамака ведутся работы по разработке программ для ЭВМ, предназначенных для обоснования его безопасности. Анализ безопасности международного проекта ИТЭР как представителя семейства токамаков показывает, что на токамаках вероятны проектные и запроектные аварии с потерей теплоносителя (LOCA) и вакуума (LOVA), а

также комбинированные LOCA + LOVA, сопровождающиеся выходом водорода с образованием взрывоопасных смесей [2]. Анализ таких аварий требует расчётного инструментария.

С конца 1990-х годов в мире проводятся работы по созданию интегральных программ для ЭВМ (ПрЭВМ), позволяющих моделировать различные сценарии представительных аварий LOCA и LOVA на термоядерных установках (ТЯУ), главным образом, ИТЭР, в широком диапазоне условий, с учётом взаимного влияния различных процессов и явлений и особенностей оборудования и систем. Поскольку многие процессы на ТЯУ и на реакторных установках АЭС подобны, в качестве основы для расчётной методики используются интегральные ПрЭВМ, изначально разработанные и применяющиеся для анализа безопасности АЭС (RELAP5 [3], TRACE [4], CATHARE [5], MELCOR [6], ASTEC [7]). Для них накоплен большой положительный опыт использования, физические модели хорошо апробированы и валидированы, поддерживается непрерывный процесс совершенствования и технической поддержки программ со стороны разработчиков, круг пользователей охватывает ведущие научные, проектные и надзорные центры в разных странах. Наиболее известной и распространённой программой для анализа водородной безопасности ТЯУ и оценки источников радиоактивных веществ в окружающую среду является ПрЭВМ MELCOR [8, 9], разрабатываемая в Сандийской национальной лаборатории США.

В России также разработаны и широко используются в практике анализа безопасности АЭС с РУ ВВЭР интегральные ПрЭВМ [10], такие как КОРСАР [10], ТРАП, СОКРАТ-В1/В2 и СОКРАТ/В3 [11]. Для реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим теплоносителем разработаны ПрЭВМ СОКРАТ-БН и ЕВКЛИД [12]. В соответствии с федеральными нормами и правилами безопасности в области использования атомной энергии [13] все ПрЭВМ проходят аттестацию в Ростехнадзоре перед их применением в задачах лицензирования.

В России основной объём расчётного анализа применительно к тяжёлым авариям на АЭС с РУ ВВЭР, сопровождающимся повреждением активной зоны, выходом водорода и радиоактивными выбросами в окружающую среду, выполняется с использованием аттестованных ПрЭВМ СОКРАТ-В1/В2 и ПрЭВМ СОКРАТ/В3 (далее для краткости — СОКРАТ). Поэтому естественным предварительным шагом решения задачи водородной взрывобезопасности на проектируемом российском токамаке с реакторными технологиями видится оценка применимости СОКРАТ для этой задачи.

В СОКРАТ реализованы модели теплогидравлических процессов, определяющих граничные условия для реакций высокотемпературного окисления оболочек твэлов и металлических конструкций в паровой среде (температура, количество окислителя, площадь поверхности), модели физико-химических процессов окисления, модели переноса водорода, пара и воздуха по контурам и их распределения по помещениям. Была проведена обширная работа по валидации и верификации на основе аналитических тестов, экспериментов по исследованию отдельных процессов и явлений, интегральных экспериментов и данных с АЭС. В общей сложности были промоделированы эксперименты, выполненные на более чем 40 экспериментальных установках.

Ввиду отличия конструкционных материалов в вакуумной камере (ВК) ТЯУ и в активной зоне ВВЭР, подверженных окислению с выходом водорода при взаимодействии с паром, а также особенностей геометрии горячих конструкций в ВК, имеющиеся модели высокотемпературного окисления в составе СОКРАТ неприменимы к условиям ТЯУ (на примере ИТЭР). Однако контуры охлаждения элементов ВК ИТЭР и активной зоны ВВЭР подобны по типу теплоносителя (недогретая до насыщения вода под давлением), по топологии и по используемому оборудованию (насосы, трубные теплообменники, компенсаторы давления). Это позволяет уже сейчас проводить оценки возможностей теплогидравлических моделей СОКРАТ рассчитывать поведение ТЯУ в феноменологических окнах запроектных аварий (ЗПА), определяющихся теплогидравлическими процессами.

Наиболее быстрым и разумным способом оценки прогнозных возможностей СОКРАТ является моделирование аварий, рассматриваемых при обосновании безопасности ИТЭР, в сравнении с результатами моделирования по надёжным кодам. К тому же этот путь даёт возможность быстрого освоения накопленного международного опыта ИТЭР, понимания примерной геометрии и конфигурации оборудования токамаков, а также является наиболее эффективным способом введения специалистов из области моделирования тяжёлых аварий на АЭС с ВВЭР в феноменологию ТЯУ. С другой стороны, накопленный российскими специалистами опыт моделирования широкого спектра запроектных аварий для зару-

бежных и отечественных проектов АЭС с использованием СОКРАТ, в том числе для задач обоснования безопасности при лицензировании, может быть крайне полезным на последующих этапах анализа ЗПА, обоснования безопасности и лицензирования отечественных проектов ТЯУ.

Выход водорода в объём ВК может происходить за счёт мобилизации водорода, аккумулированного в материалах первой стенки, слоях отложений и на криопанелях в ходе нормальной эксплуатации, а также в ходе окислительных реакций металлов с паром при разрыве системы охлаждения. Образование горючих смесей в ВК возможно при поступлении в неё воздуха из соседних помещений. Одним из путей доступа воздуха являются проходки, соединяющие ВК с портами ячеек [2]. В качестве проходки может рассматриваться волновод, диагностический или измерительный канал [14, 15] (рис. 1). Теплогидравлические процессы, протекающие при поступлении воздуха в ВК через проходки, определяют поведение системы в аварии LOVA (LOVA — loss of vacuum accident), и этим обусловлен интерес к моделированию выбранной аварии в настоящей работе. Данная авария рассматривается как проектная в здании Токамак ИТЭР, а при наложении дополнительных отказов формирует сценарий ЗПА, огибающий нагрузки от гибридного взрыва (взрыв водорода инициирует взрыв пыли) [2]. Кроме того, в некоторых ЗПА с выходом водорода, рассматриваемых в обосновании безопасности ИТЭР, отказ проходок является дополнительным отказом, рассматриваемым в комбинации с исходным событием аварии с потерей теплоносителя LOCA внутри ВК [16].

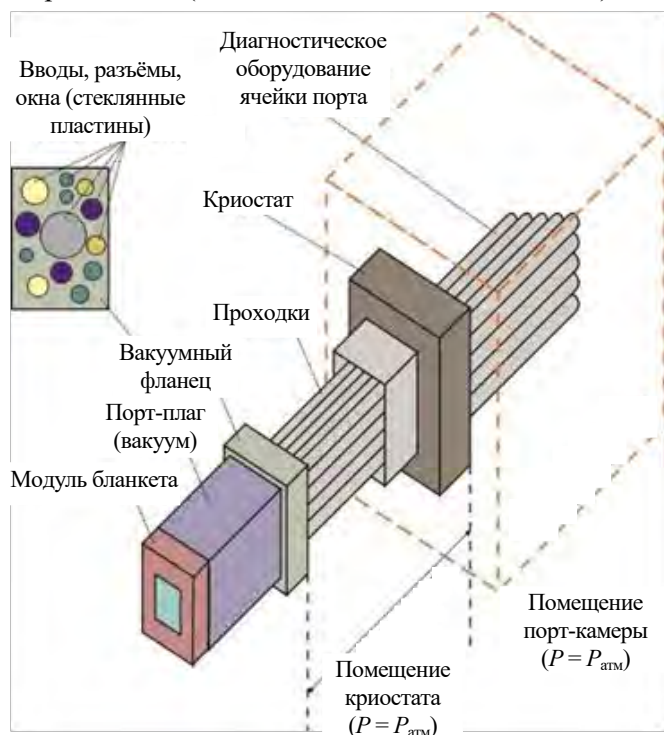


Рис. 1. Схематическое изображение диагностической сборки ТЯУ ИТЭР

Для анализа аварии LOVA воспользуемся результатами моделирования аварии по MELCOR, приведёнными в статье [18]. Анализ LOVA проведён в несколько упрощённой, но хорошо определённой постановке, что способствует лучшему пониманию феноменологии и идентификации причин возможных расхождений в расчётах по двум ПрЭВМ, хотя и обуславливает модельный характер анализируемой задачи (не отражает актуальную на сегодняшний день конфигурацию систем безопасности ИТЭР).

Для анализа аварии LOVA воспользуемся результатами моделирования аварии по MELCOR, приведёнными в статье [18]. Анализ LOVA проведён в несколько упрощённой, но хорошо определённой постановке, что способствует лучшему пониманию феноменологии и идентификации причин возможных расхождений в расчётах по двум ПрЭВМ, хотя и обуславливает модельный характер анализируемой задачи (не отражает актуальную на сегодняшний день конфигурацию систем безопасности ИТЭР).

СПЕЦИФИКАЦИЯ МОДЕЛЬНОЙ ЗАДАЧИ И ОПИСАНИЕ СЦЕНАРИЯ

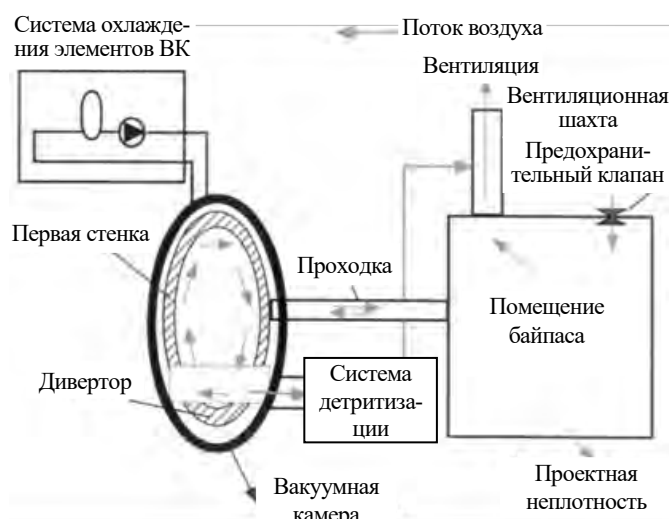


Рис. 2. Схематическая модель ВК и связанных помещений для анализа сценария LOVA на ИТЭР [18]

На рис. 2 показана схема модели ВК и связанных помещений для выбранного аварийного сценария, используемая в расчётных исследованиях [18], в табл. 1 — начальные и граничные условия, а также описание работы систем. Представленная модель достаточно проста: из всей сложной системы, располагающейся в здании Токамак ИТЭР, моделируются ВК, помещение байпаса (ПБ), проходка, вакуумный предохранительный клапан (ПК) и системы вентиляции и детритизации. В качестве консервативного предположения постулируется дополнительный отказ системы охлаждения элементов ВК. Дополнительным упрощающим предположением является короткая горизонтальная проходка без изгибов и шероховатости.

Т а б л и ц а 1. Параметры и исходные данные для анализа LOVA на ИТЭР [17]

Параметр	Значение
Объём ВК, м ³	3800
Объём ПБ (25 °С, 0,1 МПа, воздух), м ³	6000
Поперечное сечение проходки, м ²	0,02
Длина проходки, м	10
Вентиляция ПБ, % объёма/день	100
Поперечное сечение вентиляционной шахты, м ²	0,023
Длина вентиляционной шахты, м	150
Утечка через стены из ПБ в окружающую среду	100% объёма/день при $\Delta P = 400$ Па, изменяющейся пропорционально корню ΔP (50% течи в вент. шахту, 50% на уровне земли)
Площадь поверхности тепловых структур, м ² :	
поверхность ВК	3180
поверхность ПС	4973
поверхность дивертора	1340
Температура поверхности ВК, °С (const)	120
Температура поверхности ПС и дивертора	$t = 0$ с: 200 °С $t = 1$ ч: 265 °С $t = 3$ ч: 370 °С $t = 10$ ч: 410 °С $t = 1$ д.: 465 °С $t = 2$ д.: 450 °С $t = 4$ д.: 410 °С $t = 7$ д.: 350 °С
Производительность системы детритизации, м ³ /ч	1000
ПК	Открытие: $\Delta P \geq 10$ кПа (между окружающей средой и ПБ) Закрытие: $\Delta P < 10$ кПа

В расчётной модели MELCOR помещения вакуумной камеры и байпаса представлены одним расчётным объёмом (каждый). Температуры поверхностей первой стенки (ПС), дивертора и ВК как функции времени в сценарии задаются в виде граничных условий (табличный вид). Временные зависимости получены путём оценки остаточного тепловыделения после срыва плазмы с учётом отказа систем охлаждения.

РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПрЭВМ СОКРАТ

На основе данных, представленных в статье [18], была разработана расчётная модель для СО-СОКРАТ. Соответствующая нодализационная схема показана на рис. 3.

В исходных данных для расчёта по MELCOR [17] начальное давление в ВК не представлено. В практике проведения расчётов [19, 20] в качестве начального давления задаётся значение 500 Па, что, вероятно, связано с ограничениями используемых физических моделей (рабочее давление в ВК составляет $\sim 10^{-7}$ Па). Минимальное давление, которое можно задать в теплогидравлической модели СОКРАТ, составляет 611 Па, что соответствует давлению насыщенного водяного пара при температуре 0 °С. Это ограничение связано с тем, что СОКРАТ разработан для моделирования тяжёлых аварий на реакторах с водяным теплоносителем и система уравнений теплогидравлики записана относительно воды и водяного пара, а другие газы учитываются в качестве примесей. В этой связи в расчёте по СОКРАТ начальное давление в ВК задано равным 612 Па. Допустимость задания такого начального условия будет в дальнейшем проверена и обоснована при обсуждении результатов моделирования.



Рис. 3. Нодализационная схема ИТЭР для анализа аварии LOVA [18] по СОКРАТ, граничные условия: 0 — «непроницаемая стенка»; 3 — «расход»; 5 — «давление»

Начальная температура газа в ВК принята равной 171 °С в соответствии с графиком зависимости температуры газа от времени, представленным в статье [18].

Информация о составе газа в ВК в начале расчёта по MELCOR не приведена. При моделировании аварии по СОКРАТ было принято, что в начальный момент времени в ВК содержится водород. Поскольку количество газа в ВК очень мало (давление 612 Па) по сравнению с количеством газа в ПБ (давление 10^5 Па) и молярная масса водорода на порядок меньше, чем воздуха, данное предположение не должно оказать существенного влияния на результаты моделирования.

Согласно спецификации в начальный момент времени в ПБ находится воздух при давлении 10^5 Па и температуре 25 °С, однако данные о влажности воздуха в ПБ отсутствуют. Поэтому в модели для СОКРАТ было принято, что в начальный момент времени атмосфера ПБ состоит из сухого воздуха. Данное предположение позволяет не рассматривать процесс конденсации водяного пара при снижении давления.

Истечение воздуха из ПБ в ВК происходит через проходку в результате постулируемого нарушения герметичности её барьера. В модели для СОКРАТ длина и площадь поперечного сечения проходки приняты равными 10 м и $0,02 \text{ м}^2$ соответственно согласно значениям, представленным в [18]. Шероховатость трубы в расчёте по MELCOR [18] не учитывалась, в модели для СОКРАТ она была установлена равной 10^{-8} м, что соответствует минимально возможному значению. Важной характеристикой при моделировании проходки является форма её кромок, однако такая информация в исходных данных [18] не приводится. Форма кромок определяет гидравлическое сопротивление, связанное со сжатием и расширением струи перетекающего газа. На основе квалификационного анализа результатов расчётов по MELCOR в расчётах по СОКРАТ для истечения через проходку была принята острая форма кромок с коэффициентом расхода $\mu = 0,8$ [21].

Вентиляция ПБ осуществляется с помощью вентиляционной системы. В статье [18] указаны длина и площадь поперечного сечения вентиляционной шахты, а также производительность системы вентиляции 100% объёма/день. В модели для СОКРАТ вентиляционная система реализована в виде притока с заданным расходом и вытяжки с граничным условием по давлению, равному 10^5 Па. Температура воздуха, поступающего в ПБ через систему вентиляции, принята равной 30 °С. Обсуждение данного предположения также будет представлено при анализе результатов моделирования.

При моделировании аварии LOVA по MELCOR учитывалась утечка из ПБ в окружающую среду через проектную неплотность с расходом 100% объёма/день при $\Delta P = 400$ Па, изменяющимся пропорционально корню из ΔP . В модели для СОКРАТ объёмный расход утечек $Q_{\text{утечки}}$ задавался в качестве граничного условия, определяемого по формуле

$$Q_{\text{утечки}} = \frac{\Delta P}{|\Delta P|} \frac{V_{\text{ПБ}}}{t_{\text{сут}}} \sqrt{\frac{|\Delta P|}{400}}, \quad (1)$$

где ΔP — разность давлений окружающей среды и помещения байпаса, Па; $V_{\text{ПБ}}$ — объём помещения байпаса, м^3 ; $t_{\text{сут}}$ — количество секунд в одних сутках, с.

В соответствии с постулируемым сценарием, спустя 3600 с после исходного события запускается система детритизации, подключённая к ВК. Производительность удаления среды из ВК этой системой составляет $1000 \text{ м}^3/\text{ч}$.

Для предотвращения разрушения ПБ в результате резкого снижения давления в нём установлен вакуумный предохранительный клапан, при открытии которого в помещение байпаса поступает воздух из окружающей среды. В публикации [18] площадь поперечного сечения ПК не указана. Предварительные расчёты по СОКРАТ показали, что этот параметр существенным образом влияет на скорость восстановления давления в ПБ. Значение площади $0,046 \text{ м}^2$ было выбрано в результате предварительных расчётов таким образом, чтобы воспроизводилась расчётная динамика давления в ПБ, полученная в [18]. В [18] указано, что ПК открывается, когда разность давлений между окружающей средой и ПБ превышает 10 кПа ($\Delta P \geq 10 \text{ кПа}$), и закрывается, когда разность давлений оказывается меньше этого значения. Однако такой режим работы ПК не соответствует динамике давления в ПБ, которая представлена в статье [18], поэтому в качестве уставки закрытия ПК было принято условие $\Delta P < 1,8 \text{ кПа}$ (по графикам зависимости давления в помещении байпаса от времени).

Поверхности ВК, ПС и дивертора моделируются в расчёте по СОКРАТ с помощью базовых элементов — твёрдых стенок в цилиндрической геометрии. Их площадь задана согласно спецификации [18].

В фокусе исследования по СОКРАТ были процессы массообмена между ВК и ПБ в условиях работы вентиляции и систем безопасности. Поэтому моделирование сценария ограничивалось 15 000 с, что соответствует продолжительной работе системы детритизации в штатном режиме.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕФЕРЕНТНОГО РАСЧЁТА

На рис. 4—9 показаны временные зависимости давления и температуры в ВК и ПБ, а также скорости газа в проходке. Видно, что основные тенденции изменения этих параметров, прогнозируемые по MELCOR и СОКРАТ, близки [18].

Исходное событие наступает в момент времени 1000 с. В результате разгерметизации проходки и поступления воздуха в ВК давление в ВК начинает резко возрастать (см. рис. 4). Замедление скорости роста давления в ВК происходит в момент времени около 2000 с, когда давление в ВК приближается к атмосферному.

Одновременно с исходным событием давление в ПБ начинает резко снижаться (см. рис. 5). При достижении разности давлений 400 Па начинается поступление воздуха из окружающей среды в ПБ через неплотности в стенах (формула (1)). Когда давление в ПБ опускается ниже атмосферного на 10 кПа, происходит открытие ПК, воздух из окружающей среды через ПК начинает поступать в ПБ. Предохранительный клапан срабатывает дважды: первый раз в момент времени около 1200 с, второй — около 1400 с. После второго закрытия предохранительного клапана давление снова начинает падать, однако не достигает уставки открытия клапана, поскольку давление в ПБ медленно восстанавливается за счёт принудительной вентиляции, обратного течения воздуха через вентиляционную трубу и поступления воздуха через неплотности в стенах ПБ.

Согласно сценарию модельной задачи [18] спустя 1 ч после исходного события запускается система детритизации, работа которой приводит к постепенной стабилизации параметров в ВК и ПБ.

Для получения хорошего соответствия между расчётными динамиками роста температуры газа в ВК (см. рис. 6) в модели для СОКРАТ были подобраны характерные размеры для расчёта коэффициента теплоотдачи к стенкам.

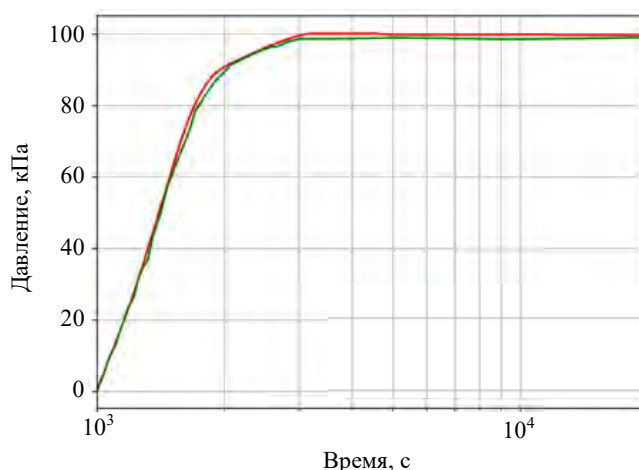


Рис. 4. Давление в ВК, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—)

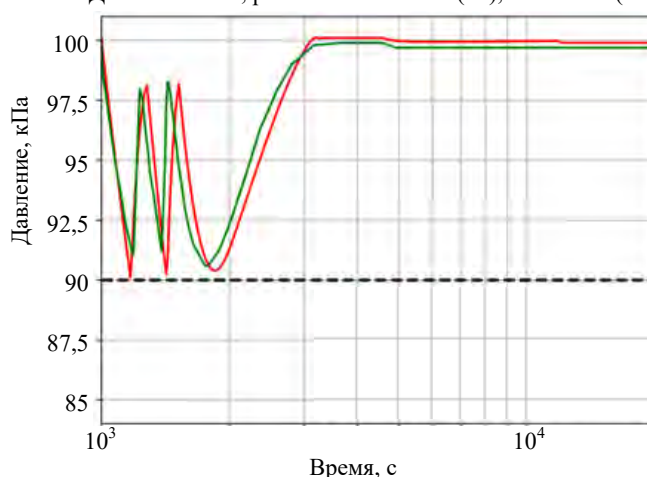


Рис. 5. Давление в ПБ, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—); уставка открытия ПК (----)

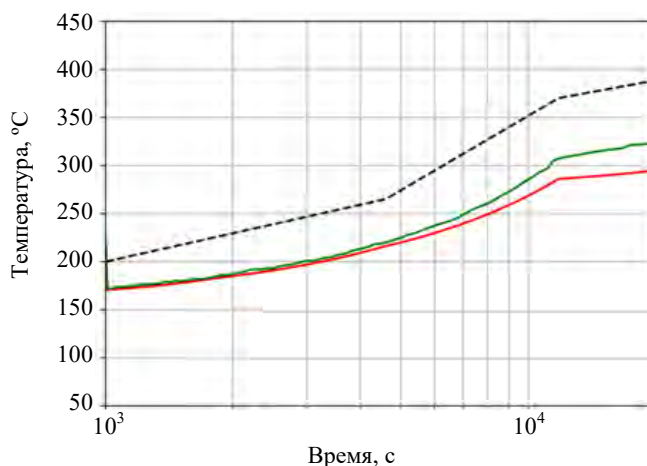


Рис. 6. Температура газа в ВК, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—); температура стенки ВК (ГУ) (----)

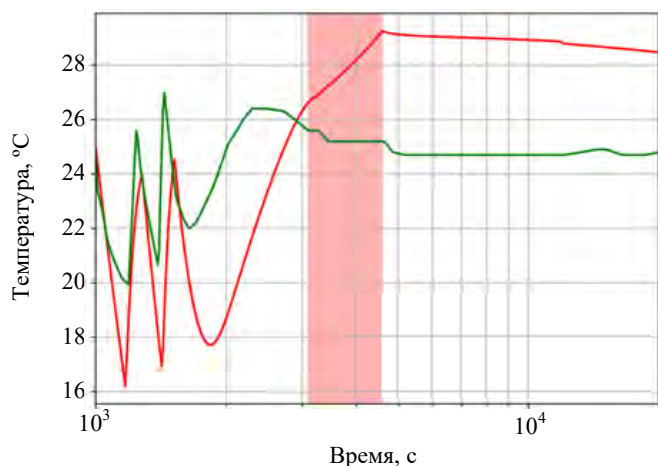


Рис. 7. Температура газа в ПБ, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—)

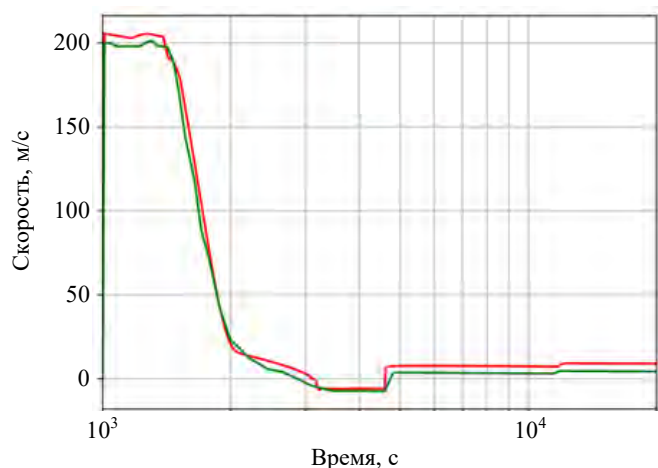


Рис. 8. Скорость газа в проходке, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—)

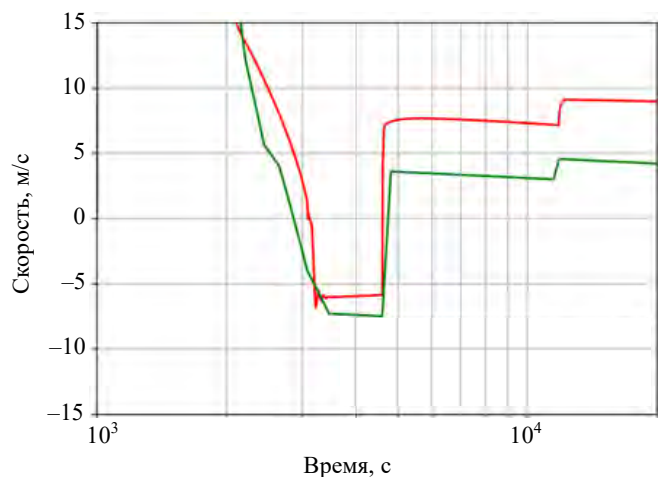


Рис. 9. Скорость газа в проходке на интервале обращения потока, расчёт по СОКРАТ (—), MELCOR (—)

температуру газа можно считать постоянной к моменту перехода к докритическому режиму (см. рис. 6), то давление в ВК однозначно определяет массу поступившего воздуха. Давление, заданное в ВК, составляет $\sim 1\%$ от давления перехода к докритическому расходу, что эквивалентно $\sim 1\%$ массы поступившего воздуха. При постоянном значении критического расхода задание начального давления на уровне 612 Па вместо проектного давления в ВК приводит к более раннему (на 4-й с, $\sim 1\%$) времени перехода к докритическому истечению. При докритическом режиме истечения скорость уменьшается по мере уменьше-

Отдельно стоит проанализировать динамику температуры в ПБ (см. рис. 7). Красной областью на графике отмечен временной промежуток, на котором происходит истечение газа из ВК в ПБ, а с учётом работы системы вентиляции, которая в модельной задаче полагалась без фильтрации, — фактически выход радиоактивности в окружающую среду. В остальное время газ течёт из ПБ в ВК. В исходных данных указано, что условия в ПБ соответствуют атмосферным условиям — воздух при атмосферном давлении и температуре $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Данных о температуре воздуха вне ПБ в статье [18] не представлено. Предположение о том, что температура воздуха в окружающей среде также составляет $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, не согласуется с представленной динамикой температуры в ПБ. Остаётся неясным, за счёт чего в расчётах по MELCOR температура в ПБ на интервале времени до 3000 с (слева от выделенной области) поднимается выше $25\text{ }^{\circ}\text{C}$, поскольку единственным источником тепла в ПБ является тёплый газ, поступающий из ВК, но в это время поток газа направлен обратно — из ПБ в ВК. Частично динамику роста температуры воздуха в расчётах по СОКРАТ удалось воспроизвести, приняв температуру воздуха в окружающей среде равной $30\text{ }^{\circ}\text{C}$. В выделенной красной области, напротив, горячий газ поступает в ПБ, что ожидаемо отражается в росте температуры в расчёте по СОКРАТ и необъяснимо отсутствует в расчёте по MELCOR.

На рис. 8, 9 показаны графики скорости газа в отказавшей проходке. На начальном этапе истечения скорость газа не зависит от перепада давлений и является функцией только параметров среды в ПБ, что соответствует явлению критического истечения. Небольшие колебания скорости газа связаны с изменениями давления и температуры в ПБ. С течением времени разность давлений уменьшается, и на 386-й с от исходного события истечение газа переходит в докритический режим. К этому моменту давление в ВК поднимается до 49 кПа, причём эта величина зависит только от давления в ПБ и сопротивления проходки. Так как объём ВК фиксирован, а температура

ния разности давлений. Положительная скорость соответствует истечению воздуха из ПБ в ВК, отрицательная — из ВК в ПБ. Примерно на 3000-й с давления в ВК и ПБ выравниваются. В дальнейшем давление в ВК растёт за счёт нагрева газа от горячих поверхностей, что приводит к обращению потока газа. Этот участок в увеличенном масштабе показан на рис. 9. После включения системы детритизации в момент времени 4600 с давление в ВК быстро снижается и газ снова направляется из ПБ в ВК.

Рассмотрим причину, по которой после 11 800-й с происходит скачкообразный рост скорости газа в проходке (см. рис. 8). Изменение давления в ВК связано с двумя факторами — изменением температуры и массы газа. В приближении идеального газа и без учёта незначительного начального количества водорода изменение давления в ВК можно оценить следующим образом:

$$\frac{dP_{\text{ВК}}}{dt} = \frac{dm_{\text{ВК}}}{dt} \frac{RT_{\text{ВК}}}{M_{\text{возд}}V_{\text{ВК}}} + \frac{P_{\text{ВК}}}{T_{\text{ВК}}} \frac{dT_{\text{ВК}}}{dt}, \quad (2)$$

где $P_{\text{ВК}}$ — давление в ВК, Па; $m_{\text{ВК}}$ — масса воздуха в ВК, кг; $T_{\text{ВК}}$ — температура в ВК, К; $V_{\text{ВК}}$ — объём ВК, м³; $M_{\text{возд}}$ — молярная масса воздуха, г/моль; R — универсальная газовая постоянная, Дж/(К·моль).

Так как в модели вентиляционной трубы задано граничное условие с постоянным давлением, а на рассматриваемом временном интервале истечение через проходку является докритическим, давление в каждом элементе модели будет постоянным, т.е. $dP_{\text{ВК}}/dt = 0$. Постоянство давления в ВК обеспечивается балансом двух процессов: ростом температуры газа за счёт нагрева от стен $dT_{\text{ВК}}/dt > 0$ и убылью массы газа $dm_{\text{ВК}}/dt < 0$.

Изменение массы воздуха в ВК $dm_{\text{ВК}}/dt$ определяется источником массы из проходки $dm_{\text{П}}/dt$ и стоком массы вследствие работы системы детритизации $dm_{\text{СД}}/dt$:

$$\frac{dm_{\text{ВК}}}{dt} = \frac{dm_{\text{П}}}{dt} - \frac{dm_{\text{СД}}}{dt}. \quad (3)$$

Временные зависимости температуры поверхностей первой стенки и дивертора заданы кусочно-линейной функцией, характеризующейся скачкообразным замедлением скорости роста температуры в момент времени 11 800 с (см. табл. 1): до 11 800-й с скорость роста температуры поверхностей составляла $14,6 \cdot 10^{-3}$ °С/с, а после — $1,6 \cdot 10^{-3}$ °С/с, т.е. скорость нагрева снизилась почти на порядок. Это привело к скачкообразному уменьшению $dT_{\text{ВК}}/dt$ в формуле. Для сохранения постоянного давления в системе уменьшение второго слагаемого должно компенсироваться уменьшением скорости убыли массы в ВК $dm_{\text{ВК}}/dt$. Так как расход системы детритизации задан граничным условием $dm_{\text{СД}}/dt = \text{const}$, единственным возможным способом уменьшить убыль массы является увеличение расхода через проходку $dm_{\text{П}}/dt$, что и наблюдается на графике (см. рис. 8) со скоростью газа в проходке. Таким образом, можно заключить, что наблюдаемый на 11 800-й с скачкообразный рост скорости обусловлен особенностью задания временной зависимости температур первой стенки и дивертора, а не характерным поведением ИТЭР в данном сценарии.

АНАЛИЗ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Успешный анализ модельной задачи по СОКРАТ с использованием номинальных (средних) значений входных параметров расчётной модели позволил перейти к следующему шагу и протестировать код в части его готовности к проведению анализа неопределённости и чувствительности в теплогидравлических условиях ИТЭР. Анализ неопределённости и чувствительности в целом важен для оценки получаемых результатов реалистичного моделирования, а при обосновании безопасности АЭС в условиях запроектных аварий является обязательным [14, 22]. Анализ неопределённостей необходим для учёта неопределённостей входных параметров и оценки их влияния на расчётные параметры, важные для безопасности. Одной из целей анализа чувствительности является обнаружение так называемых «пороговых эффектов». Под пороговым эффектом в Глоссарии МАГАТЭ [23] понимается переход установки в состояние, существенно отличающееся от нормального режима, вызванный небольшим отклонением входного параметра. При этом термин «параметр» в данном случае может интерпретироваться в широком смысле как любая физическая переменная, характеризующая работу установки и способная повлиять на работу оборудования.

Предварительные расчёты показали, что результаты обладают значительной чувствительностью к изменению некоторых параметров модели. Для определения наличия корреляции между результатами расчёта и входными параметрами был проведён анализ чувствительности с использованием двух подходов. Первый подход заключается в проведении варьирования одного параметра за раз (one at time —

ОАТ), второй — в варьировании всех параметров одновременно (all at time — ААТ). Анализ выполнялся для тех рассчитываемых параметров, которые полагались важными с точки зрения водородной и радиационной безопасности в ВК и ПБ, а именно:

— время от исходного события до обращения потока в проходке $\tau_{обр}$. Момент начала течения газа из ВК в ПБ определяет начало поступления водорода и радиоактивных веществ в ПБ;

— модуль скорости газа при истечении из ВК в ПБ $|v_{п}|$, который влияет на массу поступающих в ПБ водорода и радиоактивных веществ и, следовательно, на величину выброса в окружающую среду.

Длительность обратного течения газа, которая также определяет массу водорода в ВК и величину выброса, не рассматривается, так как окончание обратного течения воздуха происходит практически сразу, как только активируется система детритизации. В свою очередь, момент времени включения этой системы безопасности постулирован в сценарии и остаётся неизменным в анализе неопределённости и чувствительности.

Список входных параметров, которые будут рассмотрены при анализе, представлен в табл. 2. Поскольку рассматриваемая модель ИТЭР является упрощённой, выполнить полноценное обоснование диапазонов варьирования параметров модели затруднительно. Поэтому при выполнении анализа диапазон варьирования всех параметров, кроме начального давления в ВК, постулирован равным $\pm 5\%$ при равномерном законе распределения. Поскольку в референтном расчёте начальное давление в ВК задавалось равным минимально допустимому значению давления в СОКРАТ, варьировать данный параметр в сторону уменьшения невозможно. Для этого параметра варьирование будет осуществлено в диапазоне от 100 до 110% от номинального значения по равномерному закону распределения.

Т а б л и ц а 2. Список варьируемых параметров в расчётах модельного сценария LOVA

Параметр	Описание	Номинальное значение	Диапазон варьирования
$A_{ПК}$	Поперечное сечение ПК, м ²	0,046	0,0437—0,0483
$A_{п}$	Поперечное сечение проходки, м ²	0,02	0,019—0,021
$P_{ВК}^0$	Начальное давление в ВК, Па	612	612—673,2
$P_{атм}$	Давление окружающей среды, Па	10^5	$9,5 \cdot 10^4$ — $10,5 \cdot 10^4$
$V_{ВК}$	Объём ВК, м ³	3800	3610—3990
$V_{ПБ}$	Объём ПБ, м ³	6000	5700—6300

В анализах чувствительности трансформирование распределений вероятностей параметров осуществляется методом Монте-Карло при объёме выборки $N = 1000$.

Для всех параметров анализ чувствительности ОАТ демонстрирует непротиворечивые результаты, совпадающие с физическими представлениями об отклике модели. Наиболее интересный результат получен при исследовании чувствительности времени обращения потока в проходке к варьированию площади ПК (рис. 10). На графике видно, что чем больше площадь поперечного сечения предохранительного клапана, тем позже наступает обращение потока. Для объяснения такой зависимости обратимся к графику на рис. 11, на котором показаны зависимости давления в ПБ от времени для двух огибающих расчётов с двумя открытиями ПК (№ 258 — с наименьшим сечением ПК, № 784 — с наибольшим сечением ПК). Видно, что в момент

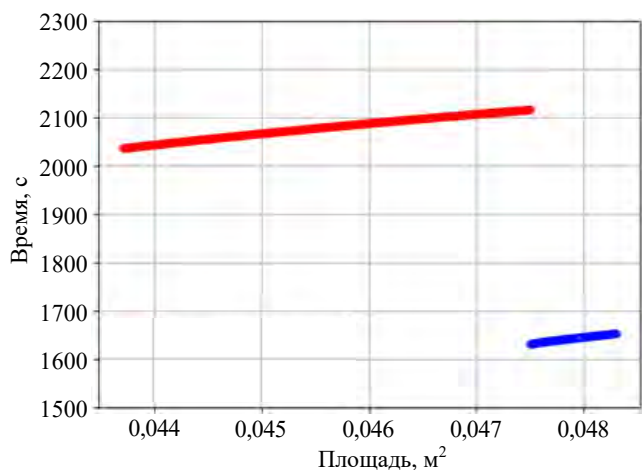


Рис. 10. Зависимость времени обращения потока от площади поперечного сечения ПК в анализе ОАТ: — — 2 открытия ПК; — — 3 открытия ПК

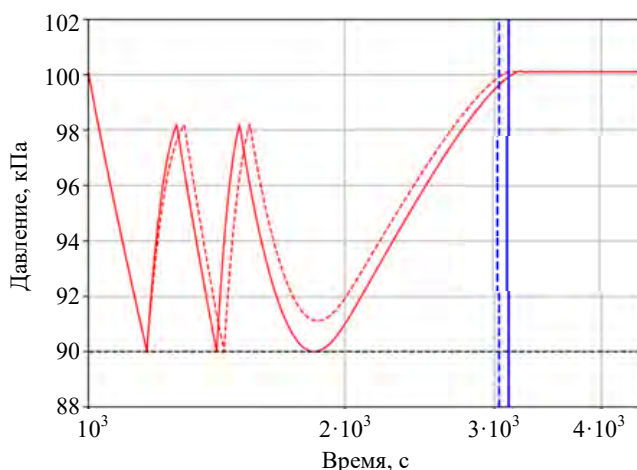


Рис. 11. Сопоставление зависимостей давления в ПБ для огибающих расчётных вариантов с двумя открытиями ПК в анализе ОАТ: $P_{откр.ПК}$ — давление открытия ПК (----); $P_{ПБ}$, № 258 (---); $P_{ПБ}$, № 784 (—); $\tau_{обр}$, № 258 (---); $\tau_{обр}$, № 784 (—)

времени около 2000 с при большем сечении ПК давление в ПБ опускается ниже, тем самым замедляя рост давления в ВК. Это приводит к тому, что давление в ВК и ПБ выравнивается позже.

Однако такая зависимость справедлива при увеличении площади сечения ПК до некоторого предельного значения (см. рис. 10). Выше предельного значения площади сечения ПК наблюдается увеличение числа срабатываний ПК с двух до трёх (в 175 расчётах из 1000). На рис. 10 в явном виде наблюдается пороговый эффект: дополнительное открытие ПК повышает среднее давление в ВК на начальной стадии протекания аварии, что значительно сокращает время до начала выброса. При двукратном открытии ПК минимальное время до начала поступления радиоактивных веществ в ПБ составляет ~34 мин от исходного события, а при трёхкратном ~27 мин, т.е. скачкообразно сокращается на 7 мин.

Вторая часть анализа чувствительности включала проведение серии расчётов с варьированием всех параметров одновременно (ААТ). График зависимости времени обращения потока от площади поперечного сечения ПК для данной серии расчётов показан на рис. 12. На графике выделены две группы расчётов с двумя (670 расчётов) и тремя (330 расчётов) открытиями ПК. Можно отметить, что наличие порогового эффекта, связанного только с изменением площади поперечного сечения ПК, в явном виде не наблюдается. Расчёты с двумя и тремя открытиями ПК встречаются на всём диапазоне варьирования площади сечения ПК, что свидетельствует о том, что варьируемые параметры могут быть скоррелированы между собой. Гистограмма, изображённая на рис. 13, показывает, что расчёты с тремя открытиями ПК смещены в область больших значений поперечного сечения ПК, что согласуется с результатами анализа ОАТ. Из этого следует, что при одновременном варьировании всех параметров модели шанс наблюдать три открытия ПК и получить более ранний выброс активности выше в области больших значений его поперечного сечения.

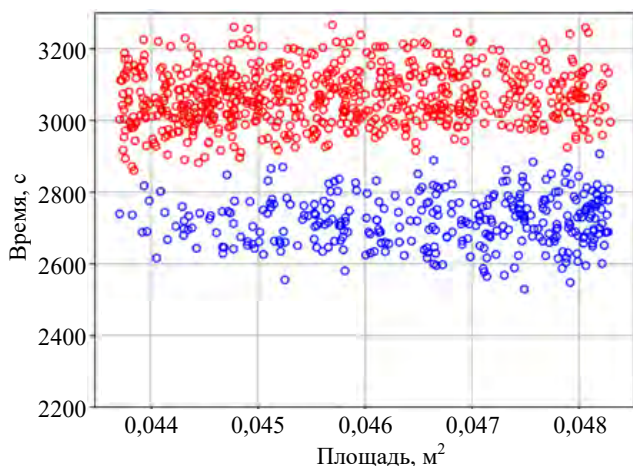


Рис. 12. Зависимость времени обращения потока от площади поперечного сечения ПК в анализе ААТ: \circ — 2 открытия ПК; \circ — 3 открытия ПК

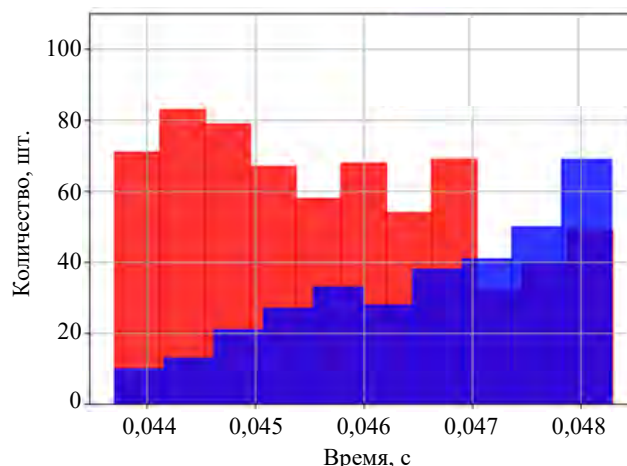


Рис. 13. Гистограмма для площади поперечного сечения ПК: \blacksquare — 2 открытия ПК; \blacksquare — 3 открытия ПК

Скоррелированность параметров между собой подтверждается значениями коэффициентов ранговой корреляции Спирмена (КРКС), которые были рассчитаны для входных параметров. Результаты расчёта КРКС для группы расчётов с тремя открытиями ПК представлены в табл. 3. Для 330 расчётов с тремя открытиями ПК критическое значение КРКС, по которому отвергается нулевая гипотеза о независимости двух случайных величин, составляет 0,108 при уровне доверия 95% [24]. Значения КРКС в табл. 3, превышающие критическое, выделены жирным шрифтом.

Т а б л и ц а 3. КРКС между варьируемыми параметрами в расчётах Монте-Карло

Для трёх открытий ПК	$A_{ПК}$	$A_{П}$	$P_{ВК}^0$	$P_{атм}$	$V_{ВК}$	$V_{ПБ}$
$A_{ПК}$	1	0,146	0,028	-0,130	-0,148	0,173
$A_{П}$	—	1	0,029	0,086	-0,015	-0,041
$P_{ВК}^0$	—	—	1	0,073	-0,021	0,036
$P_{атм}$	—	—	—	1	-0,177	0,157
$V_{ВК}$	—	—	—	—	1	0,270
$V_{ПБ}$	—	—	—	—	—	1

КРКС, рассчитанные для рассматриваемых входных параметров и результатов расчётов в группе расчётов с тремя открытиями ПК, представлены в табл. 4. Далее представлен анализ обнаруженных монотонных корреляций.

Т а б л и ц а 4. КРКС между варьируемыми и анализируемыми параметрами

Для трёх открытий ПК	$\tau_{обр}$	$v_{П}$
$A_{ПК}$	0,070	-0,199
$A_{П}$	-0,541	-0,795
$P_{ВК}^0$	-0,040	-0,044
$P_{атм}$	-0,114	-0,166
$V_{ВК}$	0,552	0,583
$V_{ПБ}$	-0,203	0,184

Проанализируем корреляции времени обращения расхода $\tau_{обр}$ с входными параметрами. Большая часть массы газа переносится из ПБ в ВК в режиме критического истечения. Расход в этом режиме является функцией параметров газа в источнике [20], т.е. в ПБ, и в СОКРАТ определяется по формуле

$$G = \mu A_{П} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2k}{k+1} \rho_{ПБ} P_{ПБ}}, \quad (4)$$

где $\rho_{ПБ}$ — плотность газа в ПБ, кг/м³; $P_{ПБ}$ — давление газа в ПБ, Па; k — показатель адиабаты.

Увеличение $V_{ВК}$ при постоянной плотности потока массы в проходке (параметры газа в ПБ не меняются) приводит к тому, что давление в ВК в начале аварии растёт медленнее. Соответственно давления в ВК и ПБ сравниваются позже. Этим эффектом определяется положительная чувствительность $\tau_{обр}$ к изменению $V_{ВК}$.

Увеличение $V_{ПБ}$ при неизменном давлении эквивалентно увеличению массы газа в ПБ. Следовательно, давление в нём будет снижаться медленнее. При этом согласно формуле (4) медленнее будет падать и расход газа в проходке, что приведёт к тому, что давление в ВК будет расти быстрее. По этой причине выравнивание давлений между ВК и ПБ произойдёт раньше, чем и обусловлена отрицательная чувствительность $\tau_{обр}$ к изменению $V_{ПБ}$.

Увеличение $P_{атм}$ приводит к повышению давления в ПБ, что, в свою очередь, приводит к увеличению расхода газа в проходке и более быстрому повышению давления в ВК. Следствием последнего является более раннее выравнивание давлений между ВК и ПБ. Поэтому $\tau_{обр}$ обладает отрицательной чувствительностью к этому параметру.

Массовый расход через проходку зависит от её площади сечения (формула (4)). При увеличении $A_{П}$ массовый расход увеличивается, давления в ВК и ПБ выравниваются быстрее, что соответствует отрицательной корреляции с $\tau_{обр}$.

Проанализируем корреляции модуля скорости обратного течения газа из ВК в ПБ $|v_{П}|$ с входными параметрами. Как обсуждалось, увеличение $A_{ПК}$, $P_{атм}$, $V_{ПБ}$ и уменьшение $V_{ВК}$ приводят к более раннему обращению расхода в проходке. Газ в ВК непрерывно нагревается от стенок. Поэтому более раннее обращение расхода будет происходить при более низком уровне температуры газа в ВК. Для того чтобы объяснить, как более низкое значение температуры газа в ВК влияет на скорость обратного течения, в формуле (2) массовый расход обратного течения выразим через скорость:

$$\frac{dP_{ВК}}{dt} = \frac{P_{ВК} v_{П} A_{П}}{V_{ВК}} + \frac{P_{ВК}}{T_{ВК}} \frac{dT_{ВК}}{dt}, \quad (5)$$

где $v_{П}$ — скорость газа в проходке, м/с.

При уменьшении значения $T_{ВК}$ второе слагаемое будет расти. Для соблюдения условия стационарности давления $dP_{ВК}/dt = 0$ первое слагаемое будет также расти по абсолютному значению за счёт увеличения $|v_{П}|$.

Увеличение $A_{ПК}$ приводит к уменьшению среднего давления в ПБ до момента обращения расхода. Это следует из рассмотрения результатов расчёта давления в ПБ для группы расчётов с двумя открытиями ПК в подходе ОАТ (см. рис. 10). При варьировании одного параметра за раз это приводило к более позднему обращению расхода и, как следствие из формулы (5), к уменьшению скорости обратного течения $|v_{П}|$. Отрицательная корреляция также наблюдается при варьировании всех параметров одновременно.

Отсутствие корреляции между $A_{ПК}$ и $\tau_{обр}$, вероятно, может быть связано с компенсирующим взаимодействием $A_{ПК}$ с остальными варьируемыми параметрами. Данный эффект заметен при сопоставлении

значений КРКС в табл. 3 и 4. Значения КРКС между $A_{ПК}$ и другими входными параметрами имеют противоположный знак относительно КРКС между $A_{ПК}$ и временем обращения расхода $\tau_{обр}$.

Анализ чувствительности ААТ показал отсутствие монотонной корреляции начального давления в ВК $P_{ВК}^0$ с результатами расчётов, а также корреляции $P_{ВК}^0$ с остальными входными параметрами. Это демонстрирует низкую важность более точного задания значения данного параметра при выполнении расчётов.

В целом проведённые анализы чувствительности с использованием подходов ОАТ и ААТ демонстрируют корректное поведение расчётной модели LOVA при отклонении варьируемых параметров.

Согласно [25] количественный результат детерминистического анализа аварии для параметра, важного для безопасности, с учётом возникающих погрешностей и неопределённостей выражается в виде интервала для «истинного» значения этого параметра:

$$T \in (\bar{S} - \bar{E} - u_S; \bar{S} - \bar{E} + u_S), \tag{6}$$

где наилучшей оценкой прогнозируемого параметра является $T \approx \bar{S} - \bar{E}$ (т.е. среднее значение — это параметр, рассчитанный методом Монте-Карло, с учётом систематической погрешности \bar{E} , полученной по результатам валидации ПрЭВМ [26]), а стандартная неопределённость, связанная с этой оценкой, дается значением u_S , рассчитываемым по формуле

$$u_S^2 = u_{model}^2 + u_{input}^2 + u_{num}^2, \tag{7}$$

где $u_{model} \equiv u_{val}$ — стандартная неопределённость валидации, полученная по методике, предложенной в [26]; u_{input} — стандартная неопределённость результатов расчёта данной аварии, полученная трансформированием распределений вероятностей входных величин в распределение вероятности выходной величины по методу Монте-Карло [27]; u_{num} — неопределённость, связанная с сеточным представлением расчётной области. Ввиду того, что СОКРАТ не валидирован для условий ИТЭР, оценки систематической погрешности и неопределённости валидации u_{val} в настоящее время отсутствуют. Оценить неопределённость u_{num} в данной модели затруднительно, поскольку элементы ИТЭР моделируются в точечном приближении. Таким образом, численные результаты детерминистического анализа безопасности ограничиваются оценками значений $\bar{S} - \bar{E}$ и u_{input} .

Обоснование достаточности объёма выборки для получения необходимых оценок можно выполнить путём сравнения результатов, полученных при удвоении количества расчётов [26]. В табл. 5 и 6 представлены результаты анализа сходимости в расчётах Монте-Карло при различных объёмах выборки. Видно, что при увеличении объёма выборки в 2 раза существенные изменения анализируемых параметров отсутствуют.

Т а б л и ц а 5. Сходимость средних значений в расчётах Монте-Карло

Параметр	2 открытия ПК (N = 670)		3 открытия ПК (N = 330)	
	S(N)	(N/2)	S(N)	S(N/2)
$\tau_{обр}, c$	2066,2	2067,8	1719,3	1713,3
$ v_{II} , м/с$	5,91	5,92	6,08	6,08

Т а б л и ц а 6. Сходимость стандартного отклонения в расчётах Монте-Карло

Параметр	2 открытия ПК (N = 670)		3 открытия ПК (N = 330)	
	$u_{input}(N)$	$u_{input}(N/2)$	$u_{input}(N)$	$u_{input}(N/2)$
$\tau_{обр}, c$	74,6	77,2	69,1	68,8
$ v_{II} , м/с$	0,23	0,24	0,22	0,23

Результаты детерминистического анализа с учётом неопределённостей входных данных для расчёта аварии представлены в табл. 7. Для сравнения в таблице приведены результаты референтного расчёта. Видно, что стандартная неопределённость для времени обращения потока газа в проходке составляет ~1 мин и не зависит от количества открытий ПК. В среднем при двух открытиях ПК обращение расхода происходит через ~34 мин от исходного события, а при трёх открытиях ПК — ~28 мин. При этом величина скорости обратного течения газа зависит от времени обращения расхода, как это было показано при анализе чувствительности, и обладает стандартной неопределённостью ~4%.

Т а б л и ц а 7. Результаты детерминистического анализа

Параметр	Реф.	2 открытия ПК		3 открытия ПК	
			u_{input}		u_{input}
$\tau_{обр}, c$	2088,7	2066,2	74,6	1719,3	69,1
$ v_{II} , м/с$	5,95	5,91	0,23	6,08	0,22

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты референтного расчёта при помощи СОКРАТ с учётом реперных результатов, полученных по MELCOR, позволяют проанализировать феноменологию моделируемой аварии. Анализ расчётов показал, что основными явлениями, определяющими поведение системы, были критическое и докритическое истечение из ПБ в ВК, конвективный теплообмен в ВК, обращение потока, вызванное нагревом газа в ВК.

Использованная в расчётах LOVA модель критического истечения СОКРАТ основывается на формуле, которая представляет собой аналитическое решение задачи критического истечения идеального газа в адиабатических условиях [21]. Эта модель была валидирована на экспериментах по критическому истечению перегретого пара для аварий LOCA на АЭС, характеризующихся истечением теплоносителя под давлением в воздушную атмосферу защитной оболочки [28]. Было продемонстрировано хорошее соответствие расчётов с измерениями. В дальнейшем для применения СОКРАТ к анализу аварий на ИТЭР представляется целесообразным провести валидацию модели в части критического истечения воздуха, изначально находящегося при нормальных условиях.

В представленном численном анализе конвективный теплообмен в ВК в СОКРАТ рассчитывался по корреляциям, применимым к внутриреакторным условиям (конвекция пара в затеснённой геометрии), в то время как условия, реализуемые в свободном объёме ВК, характеризуются крупномасштабной конвекцией водородовоздушной смеси. На начальном этапе доступа воздуха конвекция носит вынужденный характер и протекает в субатмосферных условиях. По мере выравнивания давлений между ВК и ПБ конвекция в ВК становится смешанной, а при обращении потока переходит в естественную. Используемые корреляции для конвективного теплообмена требуют проверки и/или уточнения для прототипных условий.

В рассматриваемом сценарии аварии массообмен осуществлялся через соединительную трубу (проходку). После выравнивания давлений между ВК и соседним помещением имело место обращение потока, и он был без особенностей, т.е. являлся однонаправленным. В то же время специально проведённые для условий ИТЭР эксперименты [29, 30] показали, что и направление, и характер течения в трубе (встречные или однонаправленные потоки) на фазе после выравнивания давлений между ВК и соседним помещением зависят от высотного положения мест отказа проходок и их числа, поскольку потоки будут определяться плавучестью. Такого рода эффекты проявлялись также в теплогидравлических экспериментах PANDA международного проекта ERCASAM-SAMARA, посвящённых изучению поведения водорода в объёме под защитной оболочкой АЭС [30], и были связаны со стратификацией газа (температурной, концентрационной). Несмотря на то, что в авариях LOVA ожидаемое количество выделяемого в ВК водорода относительно мало, — около 1 кг в эквиваленте H_2 [2], в условиях вакуума и притока воздуха из окружающего помещения в ВК могут формироваться горючие водородовоздушные смеси. Водород, выделяющийся из материалов первой стенки, слоёв отложений и с криопанелей, может аккумулироваться в верхней части ВК, образуя локальные области с повышенной концентрацией водорода. В аварии LOCA, сопровождающейся дополнительным отказом проходки (сценарий «влажный байпас»), масса водорода ещё больше — около 20 кг за счёт химических взаимодействий пара с металлической пылью [2, 20]. Поэтому для корректной оценки опасности взрыва водорода при авариях LOVA и LOCA явление стратификации может играть важную роль, а процессы массообмена через проходки могут влиять на размер и устойчивость стратифицированной области в ВК, а также на появление локальных областей с повышенной концентрацией в ПБ при истечении водородсодержащей смеси из ВК (лёгкий газ, выходящий из проходки, образует струйное течение вверх без перемешивания с основным объёмом газа ПБ). Опыт моделирования экспериментов PANDA с помощью СОКРАТ показал [28], что для моделирования стратификации в системе и связанной с ней картины течений газа представление помещений одним расчётным объёмом (как это было сделано в реперной модели MELCOR для расчёта данной аварии) оказывается недостаточным. С учётом отмеченной важности многомерных эффектов для моделирования явления стратификации представляется целесообразным моделировать соответствующие системы ТЯУ при помощи многоблочной модели или CFD-моделей.

ВЫВОДЫ

Выполненный численный анализ модельной задачи аварии LOVA на примере ТЯУ ИТЭР продемонстрировал принципиальную возможность применения теплогидравлических моделей СОКРАТ, изначально разработанных для анализа тяжёлых аварий на АЭС с РУ ВВЭР и их устойчивой работы в условиях LOVA. Феноменологию аварии в модельной постановке (не учитывает актуальную конфигурацию систем безопасности ТЯУ ИТЭР) определяли следующие физические процессы и явления: критическое и докритическое истечение газа, конвективный теплообмен в ВК и обращение потока в отказавшей проходке, вызванное тепловым расширением газа в ВК. Сравнение результатов расчётов по СОКРАТ с расчётами по версии MELCOR, адаптированной к ИТЭР, показало хорошее соответствие по динамике давлений в ВК и ПБ в ходе протекания аварии и скорости течения воздуха через проходку. По результатам анализа можно дать рекомендации о необходимости включения в матрицу верификации и валидации СОКРАТ для анализа запроектных аварий LOVA и LOCA на ТЯУ экспериментов по критическому истечению воздуха при давлении, близком к атмосферному, теплообмену в условиях вынужденной (субатмосферные условия), смешанной и естественной конвекции в геометрии ВК, а также экспериментов, посвящённых изучению потоков газа между ВК и соседними помещениями, вызванных плавучестью (фаза после выравнивания давлений между ВК и соседним помещением). Исследования показали, что ограничение гидравлической модели СОКРАТ по минимальному давлению, определяющему начальное давление в ВК, не оказывает существенного влияния на результаты моделирования.

Численный анализ LOVA дополнен анализом неопределённостей и чувствительности. Анализ чувствительности выполнен с использованием двух подходов к варьированию входных параметров: с варьированием одного параметра за раз (ОАТ) и с варьированием всех параметров одновременно (ААТ). Установлено наличие порогового эффекта в определении времени обращения потока в отказавшей проходке (время начала выхода газа из ВК в смежное помещение). Этот момент времени является важным при оценке водородной взрывобезопасности и радиологических последствий, поскольку определяет начало появления водородосодержащих смесей за границами первого барьера безопасности (ВК), начало загрязнений в обслуживаемых помещениях ИТЭР (ограничение доступа персонала) и выхода радиоактивных веществ в окружающую среду через неплотности в стенах и вентиляцию. Показано, что при использовании подхода ААТ доля расчётов с ранним выходом больше, чем в подходе ОАТ (33 и 17,5% соответственно), что объясняется совместным влиянием входных параметров на результаты расчётов.

Анализ обнаруженных монотонных корреляций демонстрирует согласованность знаков корреляций с аналитическими оценками, что является дополнительным подтверждением адекватности моделей рассматриваемых процессов. В анализе ААТ продемонстрировано наличие монотонной корреляции со всеми выбранными входными параметрами, кроме начального давления в ВК, что свидетельствует о несущественности отклонений данного параметра в выбранном диапазоне.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Комплексная программа** «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года». III Федеральный проект «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий»; <https://www.rosatom.ru/upload/iblock/bf1/bf1c689a3a2e6a78826104ecc1e6061c.pdf> (дата обращения 31.03.2023).
2. **Preliminary Safety Report (RPrS)**. English Translation of the Rapport Préliminaire de Sûreté (RPrS) Submitted to the French Nuclear Safety Authorities, ver.1.0, 19 Nov. 2010.
3. **The RELAP5-3D Code** Development Team: RELAP5-3D Code Manuals Volume I-V, INL/MIS-15-36723, Revision 4.4, June 2018.
4. **TRACE V5.0** Theory Manual — Field Equations, Solution Methods, and Physical Models. U.S. NRC; <https://www.nrc.gov/docs/ML1200/ML120060218.pdf> (дата обращения 23.01.2023).
5. **CATHARE**. Thermal-Hydraulic Simulation of Multiphase flow Dynamics; <https://cathare.cea.fr/> (дата обращения 23.01.2023).
6. **MELCOR: Status and Evaluation of Severe Accident Simulation Codes for Water Cooled Reactor**. Iaea-tecdoc-1872. — Vienna: IAEA, 2019.
7. **The ASTEC Software Package**; <https://www.irsn.fr/EN/Research/Scientific-tools/Computer-codes/Pages/The-ASTEC-Software-Package-2949.aspx> (дата обращения 23.01.2023).
8. **Merrill B., Humrickhouse P.W.** A Comparison of Modifications to MELCOR. Versions 1.8.2 and 1.8.6 for ITER Safety Analyses, INL/EXT-09-16715, June 2010.
9. **Mascari F. (ENEA) et al.** Physical models necessary to be implemented in MELCOR_2.2 for fusion reactor safety analyses and the current model already implemented in Melcor Fusion. — In: 10th Meeting of the «European MELCOR User Group». Zagreb, Croatia, 25—27 April 2018.

10. **Стрижов В.Ф.** Современное состояние и тенденции развития интегрированных кодов для анализа безопасности АЭС. — В сб.: Нейтроника-2022. ФЭИ, Обнинск, 31 мая — 3 июня 2022 г.
11. «КОРСАР». Расчётный код улучшенной оценки; https://korsar.niti.ru/?page_id=95 (дата обращения 23.01.2023).
12. **Bolshov L.A., Dolganov K.S., Kiselev A.E., Strizhov V.F.** Results of SOCRAT code development, validation and applications for NPP safety assessment under severe accidents. — Nuclear Engineering and Design, 2019, vol. 341, p. 326—345.
13. **Мосунова Н.А.** Развитие научно-методических основ и разработка интегрального программного комплекса для моделирования реакторных установок на быстрых нейтронах с жидкометаллическими теплоносителями. Дисс. д. техн. н., ИБРАЭ РАН, 2018 г.
14. **НП-001-15.** Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии «Общие положения обеспечения безопасности атомных станций», 2015.
15. **Malaquias A., Walker C., Costley A., Kondoh T. et al.** Recent developments on diagnostic integration in ITER. — In: 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg, 7—11 July 2003, ECA, vol. 27A, P-4.58.
16. **Muscatello M., Anderson C., Anderson J., Basile A. et al.** Preliminary design overview and performance assessment of the ITER low-field side reflectometer. — Nucl. Fusion, 2020, vol. 60, p. 066005.
17. **Lukacs M., Williams L.G.** Nuclear safety issues for fusion power plants. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 150.
18. **Honda T., Bartels H.-W., Merrill B., Inabe T. et al.** Analyses of loss of vacuum accident (LOVA) in ITER. — Fusion Engineering and Design, 2000, vol. 47, p. 361—375.
19. **Paci S., Porfiri M.T.** Analysis of an ex-vessel break in the ITER divertor cooling loop. — Fusion Engineering and Design, 2006, vol. 81, p. 2115—2126.
20. **Xiao J. et al.** Numerical analysis of hydrogen risk mitigation measures for support of ITER licensing. — Engineering and Design, 2010, vol. 85, p. 205—214.
21. **Идельчик И.Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям. 3-е изд. — М.: Машиностроение, 1992. 672 с.
22. **Deterministic Safety Analysis for Nuclear Power Plants Specific Safety Guide.** IAEA Safety Standards Series No. SSG-2 (Rev. 1). — Vienna: IAEA, 2019.
23. **IAEA Safety Glossary: Terminology Used in Nuclear Safety and Radiation Protection.** — Vienna: IAEA, 2019.
24. **Кобзарь А.И.** Прикладная математическая статистика. Для инженеров и научных работников. — М.: Физматлит, 2006. 816 с.
25. **РБ-166-20.** Рекомендации по оценке погрешностей и неопределённостей результатов расчётных анализов безопасности атомных станций. — Ростехнадзор, 2020.
26. **Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer.** V&V 20, ASME, 2009.
27. **Трансформирование** распределений с использованием метода Монте-Карло. Приложение 1 к «Руководству по выражению неопределённости измерения». Оценивание данных измерений. ОКРМ 101:2008.
28. **Отчёт** о верификации программы для ЭВМ СОКРАТ-В1/В2. Отчёт ИБРАЭ РАН, Москва, 2022.
29. **Takase K. et al.** Exchange flow characteristics in a tokamak vacuum vessel fusion reactor under the loss-of vacuum conditions. — J. Fusion Energy, 1997, vol. 16.
30. **Takase K. et al.** Temperature distributions and pressure waves in a tokamak vacuum vessel of fusion reactor after the loss of vacuum events occurred. — Fusion Eng. Des., 1998, vol. 42, p. 83—88.
31. **Malet Jeanne et al.** Containment Thermal-Hydraulics of Current and Future LWRs for Severe Accident Management. Summary report (Phenomenology and Code Capabilities). ERCOSAM WP4. Synthesis of Tests and Calculations Activities. IRSN Report PSN-RES/SCA/2014-01, 2014.

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ РАН (ИБРАЭ РАН), 115191 МОСКВА, БОЛЬШАЯ ТУЛЬСКАЯ ул. 52, РОССИЯ



Ильвер Силверович Ахмедов, инженер-исследователь
akhmedov_ilver@ibrae.ac.ru



Николай Игоревич Рыжов, н.с.



Татьяна Алексеевна Юдина, н.с.



Кирилл Сергеевич Долганов, к. техн. н., заведующий лабораторией



Аркадий Евгеньевич Киселев, д. техн. н., заведующий отделением

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2023 г.

После доработки 3 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 38—52.

УДК 536.242

ОХЛАЖДЕНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ПОВЕРХНОСТИ, ПОДВЕРЖЕННОЙ ВЫСОКОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКЕ

*А.С. Демидов¹, А.В. Захаренков¹, А.Т. Комов¹, Д.А. Тупутилов¹, А.В. Дедов¹, Д.А. Гроо¹, А.В. Вертков²,
М.Ю. Жарков²*

¹Национальный исследовательский университет «МЭИ» Москва, Россия

²АО «НИКИЭТ», Москва, Россия

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 МВт/м². В данной работе рассматриваются результаты экспериментального исследования процесса охлаждения двухкомпонентным диспергированным потоком теплоносителя, направленным перпендикулярно охлаждаемой поверхности. Работа является продолжением цикла исследований по повышению эффективности теплоотвода. Эффективность использования данного способа охлаждения обусловлена снижением доли конвективного переноса тепла и увеличением теплообмена при испарении. Показано, что использование двухкомпонентного диспергированного потока теплоносителя позволяет отводить плотности теплового потока около 10 МВт/м² при давлении компонентов теплоносителя не выше 0,5 МПа, и исследовано влияние соотношения компонентов на эффективность процесса теплоотвода. Указанные экспериментальные данные свидетельствуют о высокой эффективности предлагаемого способа охлаждения. Было установлено, что коэффициент теплоотдачи достигает величины 200 кВт/(м²·К), что существенно выше величины для традиционных способов охлаждения однофазным потоком воды.

Ключевые слова: диспергированный поток, охлаждение, экспериментальные исследования, факел распыла, гидравлический контур, исследовательский модуль, плотность теплового потока, теплообмен.

COOLING BY DISPERSED FLOW OF A SURFACE EXPOSED TO HIGH THERMAL LOAD

*A.S. Demidov¹, A.V. Zakharenkov¹, A.T. Komov¹, D.A. Tuputilov¹, A.V. Dedov¹, D.A. Groo¹, A.V. Vertkov²,
M.Yu. Zharkov²*

¹National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

²JSC NIKIET, Moscow, Russia

The creation of in-chamber elements of a tokamak thermonuclear reactor is associated with a large number of engineering problems that are difficult to solve, and one of them is the removal of heat flows with a specific density of 10—20 MW/m². This paper discusses the results of an experimental study of the cooling process by a two-component dispersed coolant flow directed perpendicular to the cooled surface. The work is a continuation of the cycle of research on improving the efficiency of the heat sink. The efficiency of using this cooling method is due to a decrease in the proportion of convective heat transfer and an increase in heat exchange during evaporation. It is shown that the use of a two-component dispersed coolant flow makes it possible to divert heat flux densities of more than 10 MW/m² at a pressure of the coolant components not exceeding 0.5 MPa, and the effect of the ratio of components on the efficiency of the heat removal process is investigated. These experimental data indicate the high efficiency of the proposed cooling method. It was found that the heat transfer coefficient reaches a value of 200 kW/(m²·K), which is significantly higher than the value for traditional single-phase water flow cooling methods.

Key words: dispersed flow, cooling, experimental studies, spray torch, hydraulic circuit, research module, heat flux density, heat exchange.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-53-62

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных инженерных задач при создании внутрикамерных элементов термоядерного реактора является обеспечение надёжного отведения тепловых потоков чрезвычайно высокой плотности, которая, как предполагается, будет достигать 10 МВт/м² в стационарном режиме (более 1000 °С) и до 20 МВт/м² в переходных режимах (около 10—20 с) [1, 2]. В настоящее время данная задача решается за счёт использования «проточной» воды под давлением (круглая труба, вода ~100 °С, скорость ~10 м/с), которая позволяет отводить ~30 МВт/м², что обеспечивает необходимый инженерный запас (≥1,4) до кризиса теплообмена при максимальной проектной нагрузке 20 МВт/м².

В качестве альтернативы имеющимся методам предлагается рассмотреть возможность использования двухкомпонентного диспергированного потока теплоносителя вода—газ [3—9]. Проведённые ранее экспериментальные исследования [6, 7] особенностей процесса охлаждения таким теплоносителем до

сих пор касались случая, когда поток теплоносителя взаимодействовал с охлаждаемой поверхностью под острым углом (~3—5 градусов). Однако было установлено [8], что эффективность теплоотвода при такой продольной схеме подачи спадает в зависимости от удалённости охлаждаемого участка от места ввода теплоносителя. Кроме того, такая схема ввода теплоносителя не оптимальна для случая охлаждения больших плоских поверхностей и каналов сложной конфигурации. По этой причине в данной работе, как и в работе [9], исследовали процесс отвода тепла при подаче потока теплоносителя перпендикулярно охлаждаемой поверхности мишени, что представляется более перспективным подходом.



Рис. 1. Процесс теплопередачи при распылительном охлаждении

этом обусловлена скрытой теплотой парообразования. Сложность теплосъёма диспергированными потоками определяется сочетанием таких процессов, как столкновение капель различного радиуса и соответственно с разными скоростями в достаточно широком диапазоне, образование плёнки жидкости на охлаждаемой поверхности, кипение этой плёнки и конденсация образовавшегося пара и т.д.

Процесс теплопередачи при распылительном охлаждении диспергированным потоком (ДП) теплоносителя схематически показан на рис. 1 [10].

Несмотря на то, что были проведены обширные экспериментальные и численные исследования механизма теплопередачи, метода прогнозирования, стратегии оптимизации и конфигурации систем охлаждения диспергированными потоками теплоносителя, многие практические проблемы применения этого метода теплосъёма тепловых потоков высокой плотности не были полностью решены из-за сложности процессов [11—16].

Охлаждающая жидкость распыляется на высокоскоростные микрокапли через распылительную форсунку. Эффективность охлаждения при

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для проведения экспериментов по охлаждению диспергированным потоком теплоносителя теплонагруженной поверхности используется установка «Односторонний нагрев мишени», созданная на кафедре ОФиЯС Национального исследовательского университета «МЭИ» и состоящая из четырёх систем: нагрева, охлаждения, вакуумной откачки камеры, сбора и обработки информации. Основным объектом исследования является экспериментальный модуль с нагреваемой сканирующим электронным пучком мишенью.

Система нагрева. Для нагрева мишени используется сканирующий пучок электронов, создаваемый электронно-лучевой пушкой ЭЛП производства компании «ТЭТА» мощностью 60 кВт. ЭЛП может работать как в стационарном ($\tau > 10\,000$ с), так и в импульсном режиме нагрева. ЭЛП позволяет регулировать и поддерживать стабильное значение тока пучка в пределах от 1 до 1000 мА с шагом 1 мА при максимальном ускоряющем напряжении 60 кВ.

Плавная регулировка силы тока электронов (при неизменном ускоряющем напряжении пучка) обеспечивает изменение значения подводимой мощности в широком диапазоне.

Сканирование электронного пучка по внешней поверхности мишени осуществляется благодаря блоку отклонения и фокусировки. Для создания равномерного теплового потока на поверхности рабочего участка применяется растровая развёртка, в которой формируется 120 кадров, по 100 строк в каждом. Таким образом, суммарная частота смещений электронного пучка составляет 12 кГц.

Электронно-лучевая пушка устанавливается на вакуумную камеру объёмом 0,8 м³, внутри которой располагается экспериментальный модуль, подключённый к системе охлаждения.

Система охлаждения. Для создания двухкомпонентного диспергированного потока охлаждающего теплоносителя была выбрана форсунка пневматического типа. Такой тип форсунки позволяет создавать мелкодисперсные капли на выходе из сопла при любом расходе жидкого компонента путём подбора соответствующего расхода газа. Кроме того, был избран узконаправленный тип факела распыла, что позволило производить целенаправленную подачу потока теплоносителя преимущественно на внутреннюю поверхность мишени.

Основной интерес в проводимом исследовании представляет определение влияния параметров подачи компонентов теплоносителя на эффективность охлаждения, что привело к созданию новой системы охлаждения, обеспечивающей регулировку расхода компонентов теплоносителя, контроль давления, а также подготовку сжатого воздуха. Принципиальная схема системы охлаждения мишени показана рис. 2.

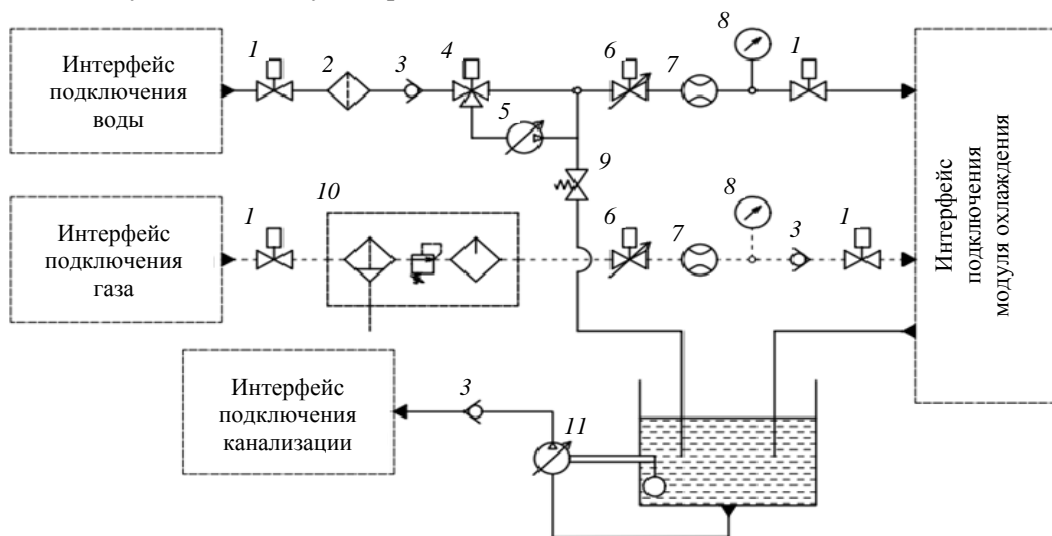


Рис. 2. Принципиальная схема системы охлаждения модуля: 1 — клапан электропневматический; 2 — фильтр грубой очистки; 3 — обратный клапан; 4 — трёхходовой пневматический вентиль; 5 — повышающий насос; 6 — регулировочный вентиль с электропневматическим управлением; 7 — расходомер; 8 — манометр; 9 — предохранительный клапан; 10 — система воздухоподготовки; 11 — насос с поплавковым управлением

Подача воды из питающего бака в форсунку осуществляется с помощью центробежного насоса при регулируемом давлении в диапазоне $(1-10) \cdot 10^5$ Па. Воздух подаётся в форсунку при помощи компрессора под давлением в интервале $(2-10) \cdot 10^5$ Па.

Описание рабочего модуля. Экспериментальный модуль (рис. 3), установленный в вакуумной камере, обеспечивающей давление $\approx 1 \cdot 10^{-3}$ Па, представляет собой герметичный цилиндрический сосуд высотой 260 мм, изготовленный из нержавеющей стали 12X18H10T, состоящий из трёх основных элементов: верхний фланец, корпус и нижний фланец. Модуль предназначен для размещения мишени и обеспечения вакуумной изоляции ЭЛП от размещённых в нём элементов системы охлаждения. В центре верхнего фланца герметично установлена мишень, выполненная из меди марки М0, схема которой показана на рис. 4. Для измерения температуры в мишени установлены 6 термопар типа хромель-алюмель (показаны цифрами 1—6 на рис. 4). Прямоугольная форма мишени и значительно отличающиеся теплофизические характеристики соединяемых материалов создали некоторые трудности по его надёжной фикс-

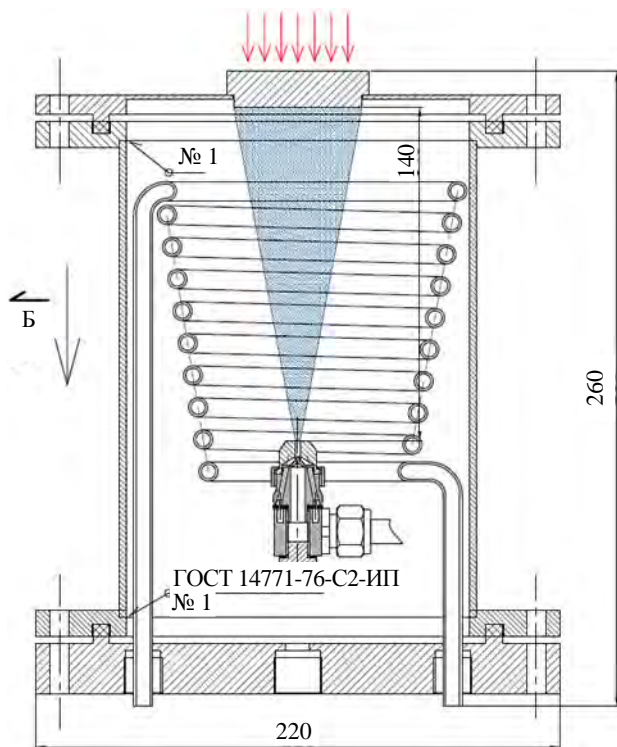


Рис. 3. Схема экспериментального модуля

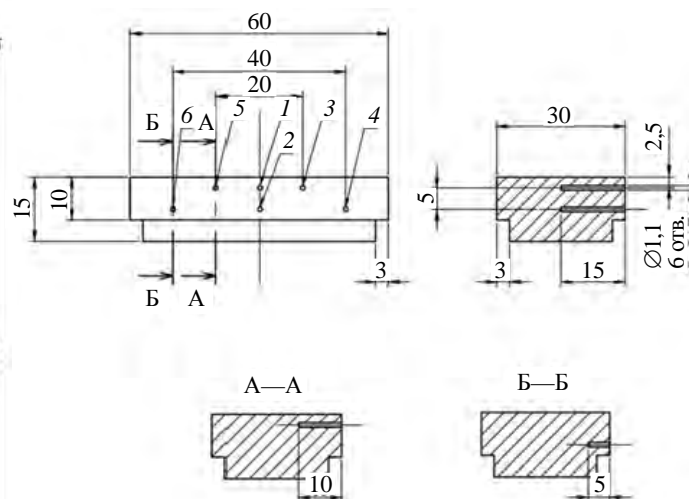


Рис. 4. Схема мишени

сации с верхним фланцем, которые помог решить коллектив из НИЯУ МИФИ. Для установки мишени во фланец использовалась технология пайки припоем МИФИ-АМЕТО марки СТЕМЕТ 1202, который обеспечивает вакуумно-плотное соединение при высоких тепловых нагрузках вплоть до значения 750 °С.

На нижнем фланце располагаются форсунка системы охлаждения и интерфейсы подключения линий подачи компонентов и отвода отработанного теплоносителя. Корпус модуля заземлён, что позволяет измерять силу тока.

В качестве источника формирования диспергированного потока теплоносителя в данной работе была использована пневматическая форсунка с полным конусом распыления для обеспечения равномерного охлаждения внутренней поверхности мишени. Подвод компонентов диспергированного потока в форсунку осуществляется посредством нержавеющей трубок и фитингов, показанных на рис. 5. Выбор данного типа форсунки обусловлен, в первую очередь, необходимостью получения мелкодисперсных капель жидкости диаметром порядка 50—100 мкм, что трудно реализовать другими способами диспергирования. Кроме того, к достоинствам пневматического способа относятся незначительная зависимость качества распыливания от расхода жидкости и надёжность в эксплуатации, что крайне важно при специфике охлаждения высокотемпературных поверхностей и высоком риске их повреждения.

Внутри полости экспериментального модуля установлен спиральный конденсатор системы калориметрирования, целью которого является определение количества пара, образовавшегося при охлаждении мишени. Конденсатор изготовлен из медной трубки диаметром 8 мм с толщиной стенки 1 мм. Образовывающийся в процессе эксперимента пар конденсируется и отводится из экспериментального модуля через центральное отверстие в основании модуля, расположенное под форсункой (см. рис. 3) и показанное на рис. 5.

Фотография верхнего фланца с установленной мишенью показана на рис. 6.



Рис. 5. Фотография нижнего фланца с установленным конденсатором и форсункой



Рис. 6. Фотография внутренней поверхности верхнего фланца с мишенью после проведения первых серий экспериментов

Размещение экспериментального модуля в вакуумной камере накладывает серьёзные ограничения на возможность использования некоторых датчиков, а также визуализации процессов. Поэтому в основе подобных опытов лежат температурные измерения с помощью контактных датчиков, в данном случае термопар. Для определения температурного поля в мишень были установлены шесть термопар типа ХА. Установка термопар в отверстие выполнялась традиционным способом: в каждое отверстие мишени перед установкой термопар закладывался индий, термопары устанавливались в отверстия и окончательно фиксировались при прогреве модуля, на заключительном этапе выполнялась «чеканка» термопарного кабеля. Данная технология позволила обеспечить надёжный тепловой контакт королька термопар с мишенью. Установленные термопары подключались к системе измерения, выполненной на базе оборудо-

вания National Instruments, по показаниям которой можно определить распределение температурного поля в мишени. Дополнительное подключение электрических датчиков расхода, давления и т.д. к системе измерения позволяет записывать в один файл все тепло- и электротехнические параметры.

МЕТОДИКА 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 $G_{\text{воды}} = (8,3—25,0)10^{-3}$ кг/с, давление воды $p_{\text{воды}} = (0,5—5,0)10^5$ Па; расход воздуха $G_{\text{возд}} = (0,3—1,1)10^{-3}$ кг/с, давление воздуха $p_{\text{возд}} = (0,6—6,0)10^5$ Па. В ходе каждого эксперимента определялись электрические и теплофизические параметры: ускоряющее напряжение и сила анодного тока ЭПП, объёмный расход охлаждающей воды на конденсаторе, температура компонентов теплоносителя на входе и выходе в рабочий модуль и конденсатор и пр.

Целью экспериментов являлось определение режимов наиболее эффективного охлаждения поверхности при различном соотношении дистиллированной воды и воздуха в двухкомпонентном диспергированном потоке теплоносителя и максимальной тепловой нагрузки, выше которой происходит резкое увеличение температуры стенки мишени и появляется риск её разрушения. Каждый режим включал в себя массив экспериментальных точек, характеризующихся заранее выбранной парой значений массового расхода воды и воздуха, а также электрической мощности электронного пучка. Методика проведения экспериментов заключалась в пошаговом подъёме подаваемой электрической мощности и отслеживании стабилизации температуры стенки мишени (не более $0,5$ °C на протяжении 120 с) при фиксированных параметрах теплоносителя. Эксперимент прекращался в случае резкого роста температуры стенки мишени (не менее 5 °C в секунду). Соответствующее значение удельной мощности считалось критическим и соответствовало, по мнению авторов, кризису теплообмена на внутренней поверхности.

Фотография мишени после очередной серии экспериментов показана на рис. 7, а. На поверхности видны характерные следы от сканирующего электронного пучка. Площадь обогреваемой поверхности в данной серии экспериментов составила $S_{\text{пов}} = 0,76 \cdot 10^{-3}$ м² и использовалась для расчёта величины теплового потока. При значительных тепловых нагрузках пучок электронов значительно модифицировал поверхность мишени, образуя на ней неровности, микротрещины и подплавление (особенно на границе сканированной поверхности за счёт локального перегрева при прямом и обратном ходе луча) (рис. 7, б).

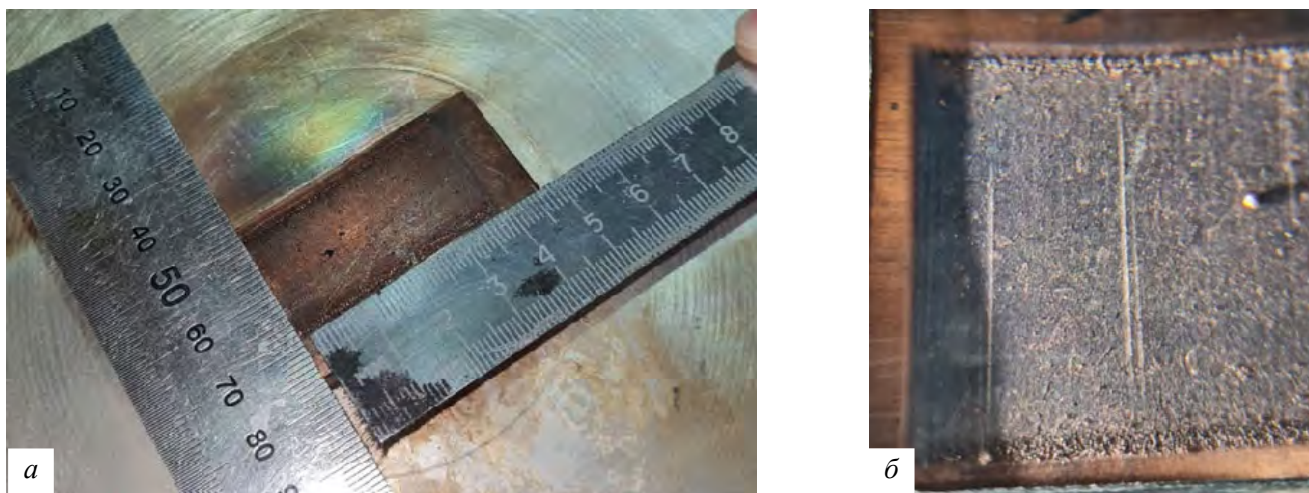


Рис. 7. Размер поверхности нагрева (а) и вид поверхности мишени после проведения испытаний (б)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Первостепенной задачей первичной обработки полученных экспериментальных данных являлось определение численных значений температуры тепловоспринимающей и охлаждаемой поверхностей и

плотности теплового потока на поверхности обогреваемой мишени. В работе значение плотности теплового потока на тепловоспринимающей поверхности мишени $q_э$ определялось измеренным значением электрической мощности, непосредственно воспринятой мишенью в процессе нагрева, и рассчитывалось по формуле $q_э = Q_э/S_{пов} = IU/S_{пов}$, где I — сила анодного тока на мишени; U — ускоряющее напряжение на электронной пушке; $S_{пов}$ — площадь тепловоспринимающей поверхности мишени.

Мощность $Q_э$ определялась как произведение фиксированного измеренного ускоряющего напряжения U на силу анодного тока I , проходящего через рабочий участок. Для измерения силы анодного тока рабочий участок, имеющий нулевой потенциал, электрически изолировался от гидравлического контура и заземлялся через образцовую катушку сопротивления, на которой измерялось падение напряжения.

Для проверки внутренней согласованности результатов экспериментов также была выполнена оценка доли электрической мощности, воспринимаемой рабочим участком от генерируемой ЭПП электрической мощности $Q_{п.э.}$

Результаты экспериментов, представленные в таблице, показывают, что поглощаемая рабочим участком мощность составляет около 80%. По мнению авторов, это может быть связано с погрешностью измерения электрических величин приборами, входящими в систему ЭПП, а также с вторичной электронной эмиссией электронов от поверхности меди.

Сравнение значений электрической мощности в одной из серий экспериментов

$Q_{п.э.}$, кВт	$Q_э$, кВт
1,0	0,8
2,0	1,7
3,5	2,9
5,5	4,4
6,5	5,2
8,0	6,4
9,5	7,6

Исходя из уравнения теплового баланса, этой мощности должна соответствовать суммарная тепловая мощность $q_{Т, i}$, воспринятая теплоносителем. Для расчёта данного параметра в каждом эксперименте выполнялось измерение расходов и приращения температуры компонентов диспергированного потока и охлаждающей воды в конденсаторе. Расчёт тепловой мощности $q_{Т, i}$ для каждого компонента выполнялся обычным калориметрическим способом по следующей формуле:

$$q_{Т, i} = Gc_p(T_{вых} - T_{вх}),$$

где G — массовый расход; c_p — удельная теплоёмкость; $T_{вх}$, $T_{вых}$ — температура входа и выхода компонентов теплоносителя соответственно.

Результаты расчётов показали, что во всём диапазоне значений $q_э = Q_э/S_{пов}$ совпадает с $q_{Т, i}$ с погрешностью, не превышающей 5%.

Более сложной задачей являлся расчёт значений температуры тепловоспринимающей и охлаждаемой поверхностей мишени. Единственным возможным способом при этом избежать численного расчёта для определения температуры обеих поверхностей является использование аппроксимации полученного характерного распределения температуры с последующей экстраполяцией на тепловоспринимающую и охлаждающую поверхности.

Так как мишень представляет собой прямоугольный параллелепипед, изотермы температурного поля будут расположены практически параллельно верхней обогреваемой грани и сходно со стационарным распределением температуры в плоской задаче. В этом случае распределение температуры на оси симметрии продольного сечения должно быть близко к линейному. Для случаев конвективного теплообмена и пузырькового кипения на поверхности теплообмена зависимость температуры от координаты в обоих случаях может быть надёжно аппроксимирована линейной зависимостью. Отсюда следует равенство градиента температуры в данном направлении. Однако увеличение подводимой нагрузки приводит к отклонению от линейной зависимости, что связано в первую очередь с зависимостью теплопроводности материала мишени от температуры. Таким образом, используя выражение $q = \lambda(T)\Delta T/\Delta h$, возможно определить температуру обеих поверхностей и ло-

кальное значение плотности теплового потока в точке, расположенной непосредственно под термопарами.

Результаты описанного метода определения температуры поверхностей мишени показаны на рис. 8. Для удобства оценки экспериментальных данных в исследуемом диапазоне режимных параметров использовался безразмерный параметр $x = G_{\text{возд}} / (G_{\text{воды}} + G_{\text{возд}})$ — массовое расходное газосодержание.

Результаты расчётов по всем указанным методикам показали, что во всём диапазоне режимных параметров значения плотности теплового потока совпадают с точностью не ниже 5%. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о надёжности и внутренней согласованности полученных экспериментальных данных.

На рис. 9 показана 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.

Как видно на графике (см. рис. 9), при массовом расходе воды $G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с, при определённых расходах воздуха величина отводимой плотности теплового потока q превышает 10 МВт/м². Максимальное значение плотности теплового потока в данной серии экспериментов при этом составило $q_{\text{макс}} = 10,6$ МВт/м². Стоит отметить, что для режимов с расходом воды $G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с максимальное значение отводимой плотности теплового потока можно увеличить, так как условие резкого изменения температуры поверхности и, как следствие, кризиса теплоотдачи достигнуто не было.

На рис. 10 показана зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора. Расчёт коэффициентов теплоотдачи проводился по закону Ньютона—Рихмана

$$\alpha = \frac{q}{\Delta T} = \frac{q}{T - T_s}$$

На рис. 10 видно, что на некоторых режимах значение коэффициента теплоотдачи значительно превышает значение данного параметра в режиме пузырькового кипения в большом объёме, что позволяет судить об эффективности данного способа охлаждения.

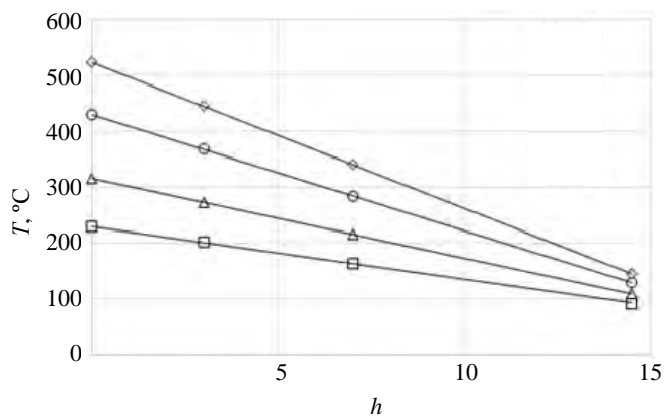


Рис. 8. Распределение температуры стенки T по толщине мишени h при различных значениях плотности теплового потока в центральном сечении ($x = 0,023$): □ — $q = 2,7$ МВт/м²; Δ — $q = 4,1$ МВт/м²; ○ — $q = 5,9$ МВт/м²; ◇ — $q = 7,3$ МВт/м²

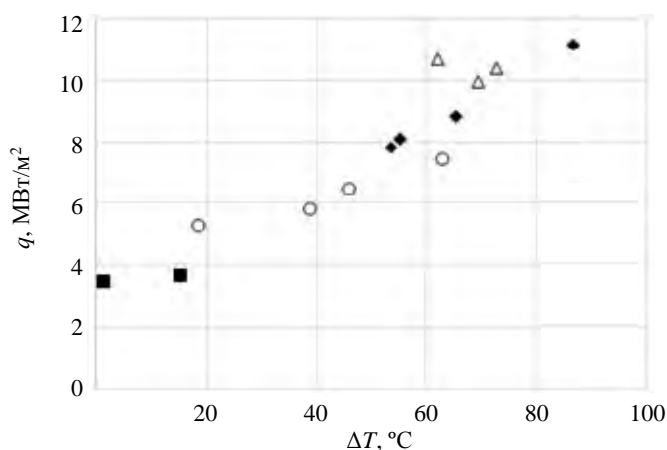


Рис. 9. Зависимость плотности теплового потока q от температурного напора ΔT : ■ — $G_{\text{воды}} = 8,3 \cdot 10^{-3}$ кг/с; ○ — $G_{\text{воды}} = 12,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; ◆ — $G_{\text{воды}} = 16,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; Δ — $G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с

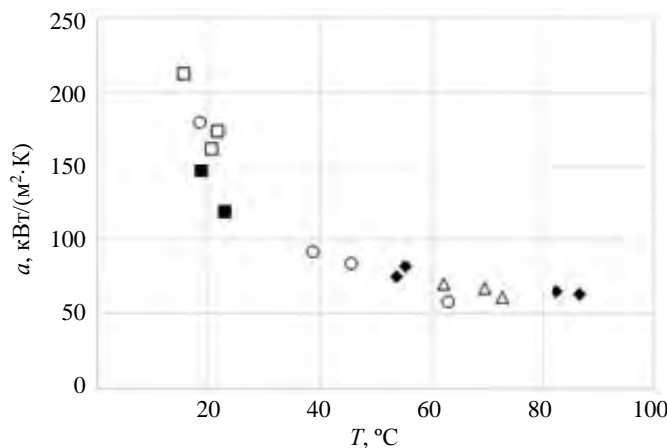


Рис. 10. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температурного напора при различных значениях: ■ — $G_{\text{воды}} = 8,3 \cdot 10^{-3}$ кг/с; ○ — $G_{\text{воды}} = 12,5 \cdot 10^{-3}$ кг/с; ◆ — $G_{\text{воды}} = 16,6 \cdot 10^{-3}$ кг/с; Δ — $G_{\text{воды}} = 20,8 \cdot 10^{-3}$ кг/с; □ — $G_{\text{воды}} = 25 \cdot 10^{-3}$ кг/с

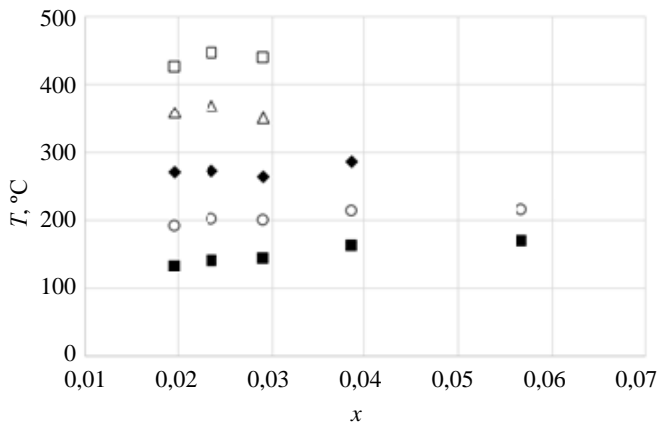


Рис. 11. Зависимость показаний термопары T_1 (см. рис. 4) от массового расходного газосодержания x для различных значений подаваемой мощности: ■ — $q = 1,7 \text{ МВт/м}^2$; ○ — $q = 2,7 \text{ МВт/м}^2$; ◆ — $q = 4,1 \text{ МВт/м}^2$; △ — $q = 5,9 \text{ МВт/м}^2$; ◻ — $q = 7,3 \text{ МВт/м}^2$

обмена с вынужденной однофазной конвекции на пузырьковое кипение. Показанный график (см. рис. 11) позволяет сделать вывод, что при фиксированном расходе газового компонента $x < 0,03$ возможность отводить плотность теплового потока более 10 МВт/м^2 для используемой в исследованиях форсунки реализуется только при расходах водяного компонента не менее $16,7 \text{ г/с}$. По мнению авторов, это связано с процессом эволюции факела распыла при перемещении его от среза сопла форсунки до высокотемпературной охлаждаемой поверхности, а именно распределение потока по размерам капель и скорости, а также с процессом коагуляции (объединением частиц жидкости при их столкновениях в процессе движения диспергированного потока).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате данной работы:

- приведено описание экспериментальной установки для исследования параметров режимов охлаждения высокотемпературных поверхностей двухкомпонентным диспергированным потоком теплоносителя с электронным нагревом мишени;

- получены новые экспериментальные данные по распределению температуры стенки в мишени;

- выполнены оценки значений плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи при охлаждении мишени диспергированным потоком теплоносителя;

- для конкретной форсунки установлено граничное значение массового расходного газосодержания ($x < 0,03$), при котором осуществляется возможность термостабилизации высокотемпературных поверхностей при тепловых нагрузках более 10 МВт/м^2 .

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

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. Филатов О.Г., Мазуль И.В. Макетирование и испытания элементов «первой стенки» реактора ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2003, вып. 2, с. 27—48.
3. Люблинский И.Е., Вертков А.В., Жарков М.Ю. и др. Стационарно работающие литевые внутрикамерные элементы токамака. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 55—63; doi: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-55-63.
4. Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е., Сафронов В.А. Сравнительный анализ концепций литевой первой стенки для токамака реакторных технологий. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1130—1145; doi: 10.31857/S0367292121110251.
5. Dedov A.V., Mirnov S.V., Komov A.T. et al. The study of heat removal efficiency using a dispersed flow method. — In: AIP Conference Proceedings. Heat and Mass Transfer and Hydrodynamics in Swirling Flows, HMTHSF 2019. Proceedings of the 7th International Conference. 2020, p. 080005.

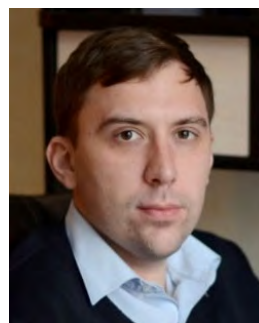
На рис. 11 показано влияние массового расхода воды и воздуха на показания термопар для различных значений подводимой мощности.

В ходе экспериментов выявлено, что увеличение расхода воды (снижение x) приводит к значительному снижению температуры только на режиме, при котором интенсивного кипения на поверхности охлаждения не происходит (температура поверхности охлаждения при $x = 0,02$ для режимов $q = 1,7 \text{ МВт/м}^2$ — $T_{\text{пов}} = 57,3 \text{ }^\circ\text{C}$, $q = 2,7 \text{ МВт/м}^2$ — $T_{\text{пов}} = 77,5 \text{ }^\circ\text{C}$ и для $q = 4,1 \text{ МВт/м}^2$ — $T_{\text{пов}} = 101,6 \text{ }^\circ\text{C}$). При увеличении подводимой к мишени мощности влияние расхода воды постепенно снижается и, в конечном итоге, отсутствует, что связано, по мнению авторов, со сменой приоритетного механизма тепло-

6. **Вертков А.В., Комов А.Т., Люблинский И.Е. и др.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения жидкометаллического лимитера токамака Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 1, с. 57—64; doi: 10.21517/0202-3822-2017-41-1-57-64.
7. **Захаренков А.В., Локтионов В.Д., Дедов А.В. и др.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения энергонапряжённых элементов конструкций. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 54—62.
8. **Мирнов С.В., Варава А.Н., Вертков А.В. и др.** Особенности теплообмена при охлаждении рабочего участка диспергированным потоком. — ИФЖ, 2021, т. 94, № 6, с. 1471—1476.
9. **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.
10. **Chen H. et al.** Application status and prospect of spray cooling in electronics and energy conversion industries. — Sustain. Energy Technol. Assess, 2022, vol. 52, p. 102181.
11. **Cheng W.-L., Zhang W.-W., Chen H., Hu L.** Spray cooling and flash evaporation cooling: the current development and application. — Renewable and Sustainable Energy Reviews, 2016, vol. 55, p. 614—628.
12. **Xu R., Wang G., Jiang P.** Spray cooling on enhanced surfaces: a review of the progress and mechanisms. — J. of Electronic Packaging, Transactions of the ASME, 2022, vol. 144(1), p. 010802.
13. **Feng S., Xiao L., Ge Z., Yang L., Du X., Wu H.** Parameter analysis of atomized droplets sprayed evaporation in flue gas flow. — International J. of Heat and Mass Transfer, Elsevier Ltd, 2019, vol. 129, p. 936—952.
14. **Wang Y., Liu M., Xu K., Chen Y.** Experimental study on the effects of spray inclination on water spray cooling performance in non-boiling regime. — Experimental Thermal and Fluid Science, Elsevier Inc, 2010, vol. 34, № 7, p. 933—942.
15. **Liu N., Yu Z., Liang Y., Zhang H.** Effects of mixed surfactants on heat transfer performance of pulsed spray cooling. — International J. of Heat and Mass Transfer, 2019, vol. 144.
16. **Pakhomov M.A., Terekhov V.I.** The effect of confinement on the flow and turbulent heat transfer in a mist impinging JET. — International J. of Heat and Mass Transfer, 2011, vol. 54, № 19—20, p. 4266—4274.



Андрей Сергеевич Демидов, инженер, аспирант; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
demidov.area@yandex.ru



Александр Валентинович Захаренков, доцент, к. техн. н.; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
ZakharenkovAV@mail.ru



Александр Тимофеевич Комов, д. техн. н., профессор, советник при ректорате, награждён медалями «За трудовое отличие» и «В память 850-летия Москвы»; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
komovat@mpei.ru



Дмитрий Андреевич Тупотилов, инженер, студент; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
feart65@gmail.com



Алексей Викторович Дедов, заведующий кафедрой, директор института, д. техн. н., доцент, член-корреспондент РАН; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
DedovAV@mpei.ru



Денис Александрович Гроо, студент, специалист; Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
grooda@mpei.ru



Алексей Викторович Вертков,
главный специалист, к. техн. н.;
АО «НИКИЭТ», 107140
Москва, ул. Малая Красно-
сельская 2/8, корп. 3, Россия
avertkov@yandex.ru



Михаил Юрьевич Жарков,
начальник отдела, лауреат
премии в области физики и
технологии токамаков им.
Э.А. Азизова 2017 г.; АО
«НИКИЭТ», 107140 Москва,
ул. Малая Красносельская
2/8, корп. 3, Россия
mg-dist@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2023 г.
После доработки 3 апреля 2023 г.
Принята к публикации 4 апреля 2023 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 53—62.

УДК 533.924

ЗАЩИТА ВОЛЬФРАМОВОЙ МИШЕНИ ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ПОТОКА ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ АЗОТНОЙ ГАЗОВОЙ ЗАВЕСЫ

С.Д. Лиджигоряев, Д.А. Бурмистров, В.В. Гаврилов, В.А. Костюшин, И.М. Позняк, А.В. Пушина, Д.А. Топорков
АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

Защита материалов от воздействия мощных плазменных потоков представляет несомненный интерес для решения широкого класса фундаментальных и прикладных задач. Например, для защиты дивертора от воздействия высокотемпературной плазмы при срывах тока в токамаках используется газонапуск азота или неона непосредственно перед поверхностью диверторных пластин. Также с помощью газовой завесы можно регулировать тепловую нагрузку на материалы при их облучении мощными плазменными потоками с целью улучшения эксплуатационных характеристик поверхностных слоёв. В работе исследовано влияние азотной газовой завесы на экранировку вольфрама при воздействии на него мощных потоков водородной плазмы и на локализацию паров вольфрама вблизи поверхности облучаемой мишени. Установлено, что газовая завеса из азота с плотностью атомов $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ перед вольфрамовой мишенью снижает тепловую нагрузку на мишень до уровня в 2—2,5 раза меньше предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы без газовой завесы. Экспериментально определена зависимость плотности поглощённой мишенью энергии от плотности частиц в завесе. Показано, что в наших экспериментальных условиях наличие азотной газовой завесы перед мишенью препятствует распространению вольфрама на расстояния более 1 см вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку.

Ключевые слова: ИТЭР, дивертор, газовая завеса, инжекция газа, вольфрам, плазменные потоки, плазменные ускорители.

SHIELDING OF A TUNGSTEN TARGET FROM IMPACT OF A POWERFUL HYDROGEN PLASMA FLOW BY MEANS OF A NITROGEN GAS SCREEN

S.D. Lidzhigoriaev, D.A. Burmistrov, V.V. Gavrilov, V.A. Kostyushin, I.M. Poznyak, A.V. Pushina, D.A. Toporkov
JC «SSC RF TRINITY», Moscow, Troitsk, Russia

The shielding of materials from the impact of powerful plasma flows is of interest for a wide class of fundamental and applied problems. For example, to protect the divertor from the impact of high-temperature plasma during current disruptions, tokamaks use nitrogen or neon gas injection directly in front of the surface of the divertor plates. The gas screen can also be used to regulate the heat load on the materials when they are exposed to powerful plasma flows in order to improve the performance characteristics of the surface layers. In this work, the effect of nitrogen gas screen on the shielding of tungsten target exposed to powerful hydrogen plasma flows and on the localization of tungsten vapor near the exposed target surface was studied. It has been established that a nitrogen gas screen with an atom density of $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in front of a tungsten target reduces the thermal load on the target to a level 2—2.5 times less than the limit level of energy absorbed by tungsten under the pulsed action of a powerful flow of hydrogen plasma without a gas screen. The dependence of the energy per unit area absorbed by the target on the density of particles in the gas screen was experimentally determined. It is shown that, under our experimental conditions, the presence of nitrogen gas screen in front of the target prevents tungsten vapor from propagating more than 1 cm along the magnetic field lines towards the incident plasma flow.

Key words: ITER, divertor, gas screen, gas injection, tungsten, plasma flows, plasma accelerators.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-63-71

ВВЕДЕНИЕ

Исследования по взаимодействию высокоэнергетичных плазменных потоков с материалами представляют несомненный интерес для решения ряда прикладных задач. В первую очередь полученные экспериментальные данные могут найти применение для верификации расчётно-теоретических моделей, описывающих поведение защитных покрытий под действием интенсивных плазменных потоков. Так, например, результаты, полученные в ТРИНИТИ на установке МК-200UG, были успешно использованы при моделировании одной из ключевых особенностей паровой защиты — предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы [1, 2]. Новые экспериментальные данные также могут представлять интерес для разрабатываемой концепции диссипативного дивертора ИТЭР, в рамках которой предполагается, что энергия, поступающая из плазменного шнура в область дивертора, будет рассеиваться в виде излучения инжектируемых примесей, таких как азот или неон [3]. При этом необходимо экспериментально определить эффективность газовой за-

щиты и получить сравнительные данные о том, какая из примесей более предпочтительна [4]. Немаловажным аргументом в пользу азота являются результаты экспериментов по облучению вольфрамовых пластин азотными потоками на установке ASDEX-UG [5], согласно которым использование азота приводит к снижению физического распыления вольфрама. С помощью газовой завесы можно также управлять тепловой нагрузкой на материалы при их облучении мощными плазменными потоками с целью улучшения эксплуатационных характеристик поверхностных слоёв [6, 7]. Следует отметить, что использование газовой завесы значительно расширяет технологические возможности комплексного воздействия на материалы — одновременно плазменными потоками и излучением плазмы, образующейся при взаимодействии плазменных потоков с газовой струёй. В нашей статье приводятся результаты исследования влияния азотной газовой завесы на экранировку вольфрамовой мишени при воздействии на неё мощного потока водородной плазмы и не в последнюю очередь на локализацию паров вольфрама в приповерхностной области.

УСТАНОВКА МКТ И ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

Эксперименты проводились на установке МКТ (ГНЦ РФ ТРИНИТИ), состоящей из коаксиального электродинамического плазменного ускорителя и цилиндрической вакуумной камеры, в торце которой устанавливались облучаемые мишени (рис. 1). Эта установка представляет собой вариант установки МК-200UG, принцип работы которой описан в [8]. Помимо укороченной вакуумной камеры, отличие заключается в меньшей ёмкости (≈ 660 мкФ) высоковольтной конденсаторной батареи ускорителя. МКТ генерирует водородный плазменный поток, движущийся со скоростью $(4\text{--}6)10^7$ см·с⁻¹ в продольном магнитном поле с нарастающей индукцией от 1 Тл вблизи ускорителя до 2 Тл в мишенной камере. Энергия направленного движения протонов при этом составляет 0,8—1,8 кэВ, плотность частиц в плазменном потоке $(2\text{--}4)10^{15}$ см⁻³. Энергосодержание плазменного потока в проведённых экспериментах составляло ≈ 40 кДж при длительности теплового воздействия на мишень 10—15 мкс. Диаметр плазменного потока в мишенной камере составлял 8—10 см.

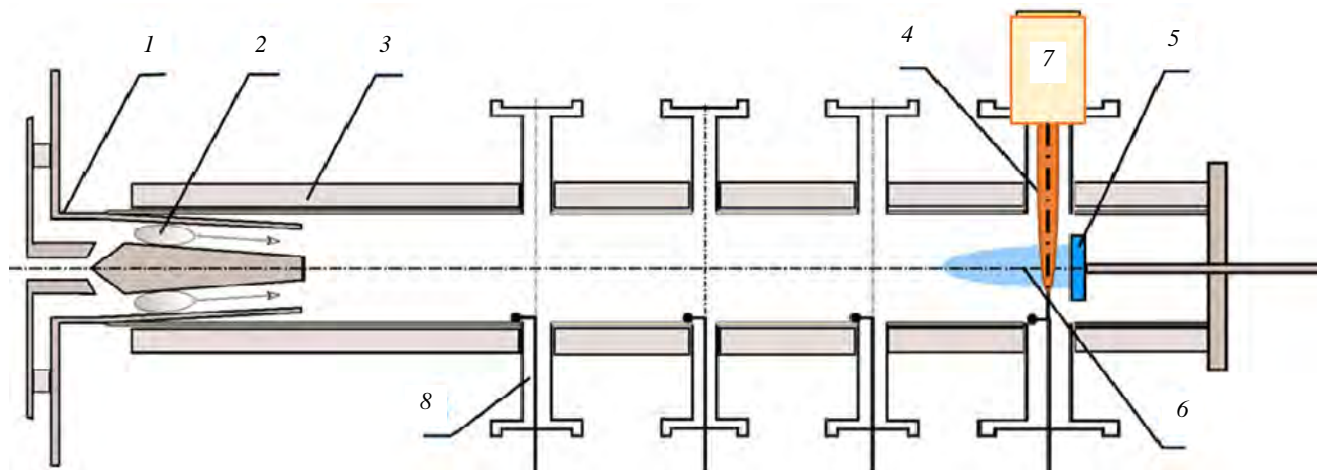


Рис. 1. Схема экспериментов на установке МКТ: 1 — импульсный плазменный ускоритель; 2 — ускоряемая плазма; 3 — соленоиды; 4 — газовая завеса; 5 — вольфрамовая мишень; 6 — мишенная плазма; 7 — газовый клапан с формирователем струи; 8 — магнитные зонды

Газовая завеса перед мишенью формируется импульсным газовым клапаном с плоским соплом Лавы. Толщина газовой завесы вдоль направления движения плазменного потока составляет ≈ 5 см, ширина вдоль поверхности мишени ≈ 15 см. В качестве вещества завесы использовался азот. Плотность атомов азота в центральной плоскости завесы соответствовала давлению в клапане и находилась в диапазоне от $6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при давлении 26 атм. до $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ при 90 атм.

В экспериментах по взаимодействию мощных водородных плазменных потоков с газовой завесой и твёрдотельной мишенью использовались следующие диагностические средства:

— пристеночные магнитные зонды;

— многоканальный термопарный калориметр для измерения поглощённой мишенью энергии и анализа её распределения по поверхности мишени;

— многокадровая МКП-камера [9] для регистрации пространственного распределения мягкого рентгеновского излучения плазмы, образующейся при взаимодействии водородного плазменного потока с вольфрамовой мишенью и газовой завесой;

— спектрометр с пропускающей дифракционной решёткой [10] и многокадровой МКП-камерой для регистрации спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 1—65 нм с пространственно-временным разрешением.

Магнитные зонды были установлены внутри плазмопровода в непосредственной близости от его стенок. Данные магнитных зондов, помимо очевидной возможности определения с их помощью скорости плазменных потоков и времени жизни плазмы в зоне взаимодействия, позволяли оценивать давление и тепловую энергию плазмы, образующейся при столкновении водородного плазменного потока с газовой завесой и твердотельной мишенью.

Чувствительным элементом термопарного калориметра является прямоугольная вольфрамовая пластина-мишень размером 12×14 см и толщиной $h = 8$ мм, которая в поперечном сечении плазмопровода полностью перекрывает плазменный поток. На обратной стороне мишени закреплены восемь термопар, позволяющие регистрировать динамику распределения температуры на тыльной поверхности. Время, за которое происходит выравнивание температуры по толщине пластины, ≈ 1 с, и оно существенно меньше времени выравнивания температуры по всему объёму вольфрамовой мишени ≈ 39 с. Таким образом, при достаточно быстрой ≈ 1 с выборке сигналов термопар удаётся проводить измерение температуры тыльной поверхности мишени до того, как тепло успевает равномерно распределиться по пластине.

Поглощённая калориметром энергия на единицу площади поверхности Q определялась по разнице температуры до и через 1—2 с после облучения плазмой в соответствии с формулой

$$Q(x, y) = \frac{cm\rho\Delta T}{S} = c\rho h\Delta T(x, y) \left[\frac{\text{Дж}}{\text{см}^2} \right], \quad (1)$$

где m — масса калориметра; ρ — плотность материала калориметра; h — его толщина; c — удельная теплоёмкость; S — площадь поверхности; $\Delta T(x, y)$ — изменение температуры. При этом следует отметить, что в Q не учитывается энергия, затраченная на испарение вольфрама за всё время взаимодействия (≤ 15 мкс). Распределение $Q(x, y)$ по поверхности мишени вычисляется путём сплайн-интерполяции значений, полученных в точках расположения термопар.

Многокадровая МКП-камера использовалась для регистрации двумерных рентгеновских изображений плазмы и спектров её излучения. В первом варианте камера применялась совместно с обскурами. Расположение МКП и плоскости обскур были выбраны с таким расчётом, чтобы каждая обскура строила отдельное изображение на соответствующую секцию МКП. Камера позволяет получать несколько последовательных кадров с длительностью экспозиции от 40 нс до 100 мкс и интервалом между кадрами от 0 до 10 мкс. В диапазон спектральной чувствительности камеры попадает мягкое рентгеновское (МР) и вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение с длинами волн 1—200 нм. Чувствительность МКП в длинноволновой области обеспечивается напылением золота на входные поверхности рабочих секций микроканальной пластины. Внешний вид 4-кадровой МКП-камеры показан на рис. 2. В описываемых экспериментах использовалась экспозиция 40 нс, что позволяло получить наилучшее пространственное разрешение, несмотря на высокую скорость движения исследуемой плазмы.

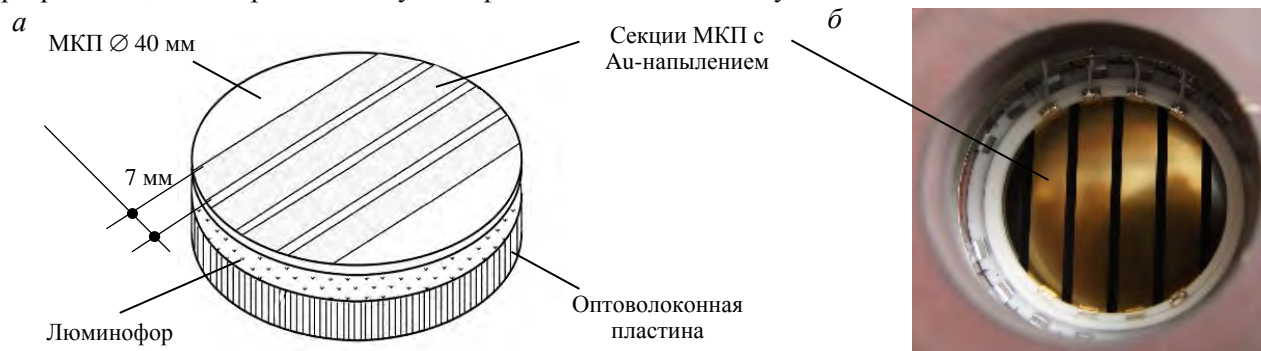


Рис. 2. Структура четырёхкадровой МКП-камеры (а) и внешний вид секционированной микроканальной пластины (б)

Спектрометр с пропускающей дифракционной решёткой и многокадровой МКП-камерой применялся для регистрации спектров излучения плазмы в диапазоне длин волн 1—65 нм с пространственно-временным разрешением. Принципиальная схема спектрометра показана на рис. 3.

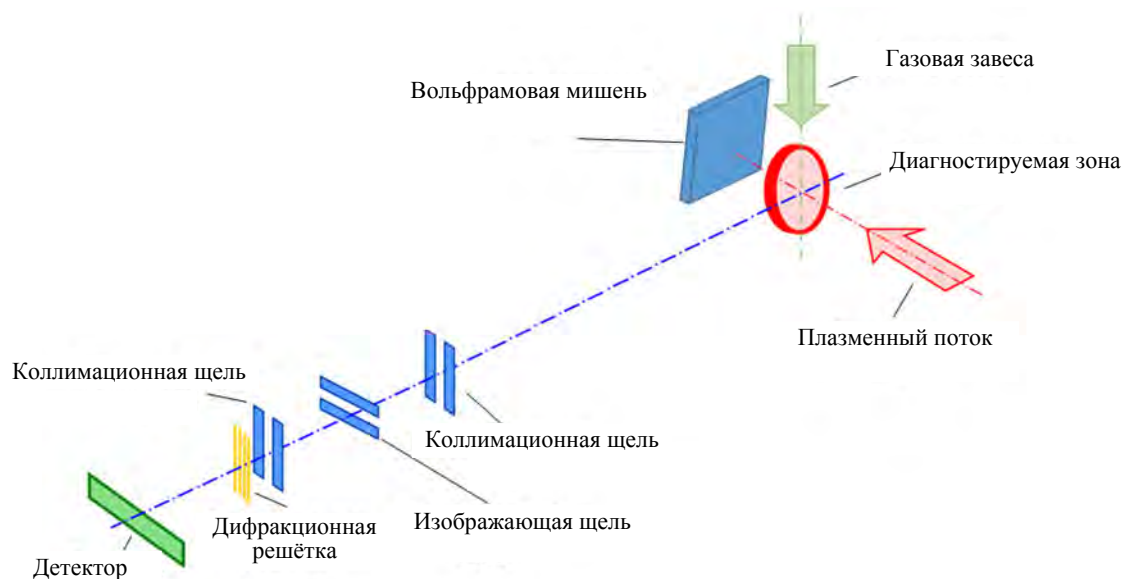


Рис. 3. Принципиальная схема расположения диагностируемой области и элементов спектрометра с пропускающей дифракционной решёткой

Поскольку источник излучения имеет существенно не точечный характер, для достижения приемлемого спектрального разрешения использовался коллиматор, состоящий из двух щелей, каждая шириной 100 мкм, одна из которых располагалась непосредственно перед дифракционной решёткой. Период решётки составлял 500 нм, её рабочая апертура 3×10 мм. Время экспозиции кадров было одинаковым и равным 2 мкс.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим экспериментальные результаты, полученные в опытах по нагреву высокоэнергетичным водородным плазменным потоком вольфрамовой мишени при отсутствии газовой завесы и при её использовании.

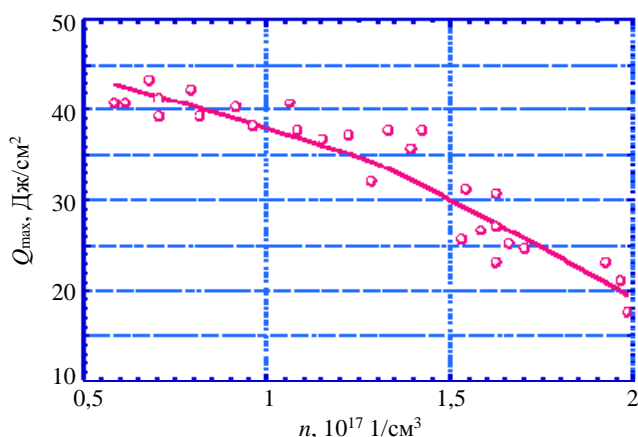


Рис. 4. Зависимость максимальной плотности поглощённой мишенью энергии от плотности атомов в азотной газовой завесе

В проведённой серии экспериментов плотность частиц в азотной газовой завесе варьировалась изменением давления газа в клапане. Параметры налетающего на мишень водородного плазменного потока оставались при этом неизменными. Зависимость максимальной плотности поглощённой мишенью энергии Q_{max} от плотности частиц в газовой завесе показана на рис. 4.

Как видим, при увеличении максимальной плотности нейтральных атомов в газовой завесе с $5 \cdot 10^{16}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ наблюдается монотонное уменьшение максимальной поглощённой мишенью энергии Q_{max} с 44 до 17 Дж·см⁻². Длина пробега протонов в азотной завесе в этом диапазоне плотности составляет $\approx 1\text{—}4$ см [11, 12], что согласуется с эффективным торможением водородного плазменного потока в азотной струе плотностью $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и нарастающей «прозрачностью» газовой завесы по мере снижения плотности до $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 4).

Пространственные распределения плотности поглощённой мишенью энергии без использования газовой завесы и для случаев с двумя значениями плотности частиц показаны на рис. 5. Применение газовой завесы для защиты мишени от плазменного потока приводит к заметному снижению поглощённой вольфрамом энергии, т.е. тепловая нагрузка на него существенно уменьшается.

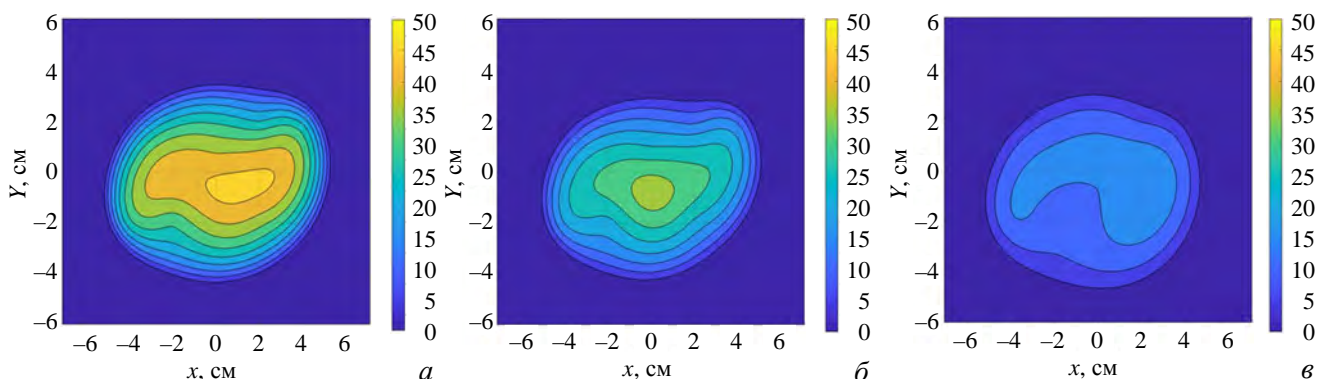


Рис. 5. Влияние плотности газовой завесы на распределение Q по поверхности мишени: *a* — без использования газовой завесы; *б* — азотная завеса с $n \approx 1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; *в* — азотная завеса с $n \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

В работе [13] показано, что расчётная эрозия вольфрама и соответственно температура поверхности зависят от формы задаваемого импульса тепловой нагрузки. Исходя из этого, была использована форма, повторяющая временной ход сигнала магнитного зонда, находившегося в мишенной камере и регистрировавшего изменение индукции продольного магнитного поля во время взаимодействия плазменного потока с газовой струёй и вольфрамовой мишенью. В условиях наших экспериментов [14] это изменение индукции оказывается пропорционально газокинетическому давлению, т.е. энергосодержанию мишенной плазмы в зоне взаимодействия. Характерный сигнал магнитного зонда показан на рис. 6.

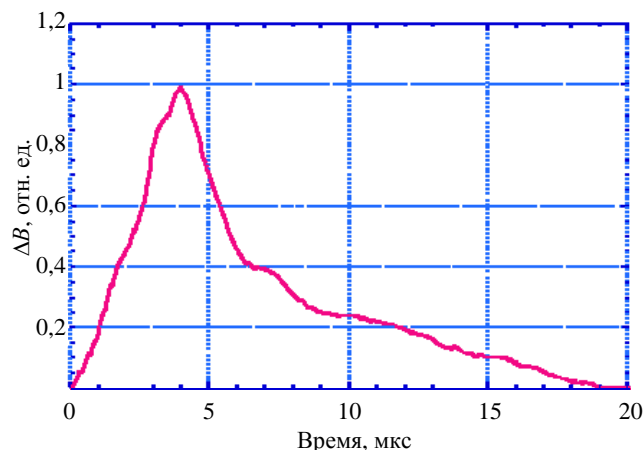


Рис. 6. Сигнал магнитного зонда: $t = 0$ — время начала взаимодействия плазмы с мишенью

Путём численного моделирования прогрева вольфрама тепловым импульсом были получены пространственные распределения максимальной температуры, достигаемой на поверхности мишени за время взаимодействия (рис. 7), и временной ход температуры в самых горячих зонах поверхности

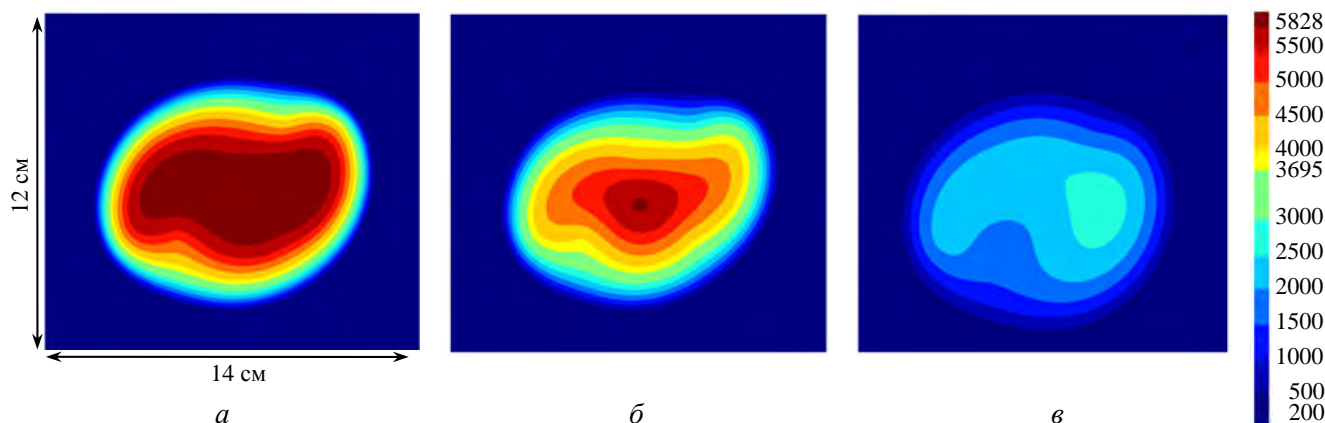


Рис. 7. Распределение максимальной достигаемой температуры на поверхности мишени: *a* — $Q_{\text{max}} = 47 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$; *б* — $Q_{\text{max}} = 37 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$; *в* — $Q_{\text{max}} = 17 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$

(рис. 8) для каждого из трёх значений Q_{\max} , указанных в таблице. Расчёты были выполнены для вольфрамовой мишени с использованием полученных в экспериментах распределений плотности поглощённой энергии в качестве тепловых нагрузок. В модели учитывались поглощение/выделение энергии в процессе фазовых переходов и потери энергии за счёт теплового излучения с поверхности (см. таблицу).

Расчётные оценки максимальной температуры на поверхности мишени

Завеса	Q_{\max} , Дж·см ⁻²	Поглощённая энергия, кДж	Максимальная температура поверхности, К
Без газовой завесы	≈47	≈1,9	≈ 6000
$n \approx 1,4 \cdot 10^{17}$ см ⁻³	≈37	≈1,2	Не превышает 5800
$n \approx 2 \cdot 10^{17}$ см ⁻³	≈17	≈0,8	≈3000

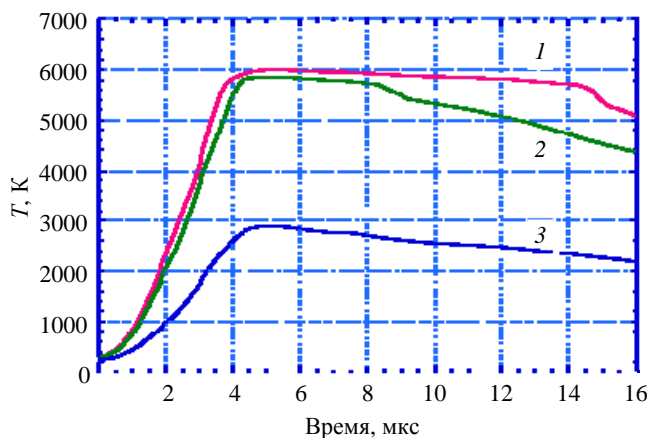


Рис. 8. Временной ход максимальной достигаемой температуры на поверхности вольфрамовой мишени: 1 — $Q_{\max} = 47$ Дж·см⁻²; 2 — $Q_{\max} = 37$ Дж·см⁻²; 3 — $Q_{\max} = 17$ Дж·см⁻². Время начала взаимодействия плазмы с мишенью $t = 0$

В опыте с завесой азота с $n \approx 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Видно, что без газовой завесы излучение плазмы испаренного вольфрама имеет равномерное распределение на расстояниях не менее 2 см от поверхности мишени в широком спектральном диапазоне до 65 нм. Максимум светимости наблюдается в диапазоне от 2 до 30 нм. С азотной завесой в этом же спектральном диапазоне наблюдаются линии ионов азота от He-подобного 2,88 нм ($1s^2-1s2p$) до Li-подобного 18,6 нм ($1s^22p-1s^24d$), 20,9 нм ($1s^22s-1s^23p$), 24,8 нм ($1s^22p-1s^23d$), 26,6 нм ($1s^22p-1s^23s$). Излучение вольфрама также присутствует, однако его яркость на расстояниях более 1 см от поверхности мишени заметно снижается.

Согласно термодинамическим расчётам, в экспериментах без использования газовой завесы азота температура большей части поверхности вольфрамовой мишени достигает температуры кипения (5828 К). Предельная плотность поглощённой энергии, выше которой на поверхности достигается температура кипения, составляет 37 Дж·см⁻², что соответствует плотности газовой завесы $n \approx 1,4 \cdot 10^{17}$ см⁻³. В случае использования газовой завесы высокой плотности, не менее $2 \cdot 10^{17}$ см⁻³, расчётная температура на поверхности мишени оказывается ≤ 3000 К, что значительно меньше температуры плавления вольфрама (3695 К).

Результаты спектральных измерений показаны на рис. 9 в опыте без газовой завесы и на рис. 10 в опыте с завесой азота с $n \approx 8 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

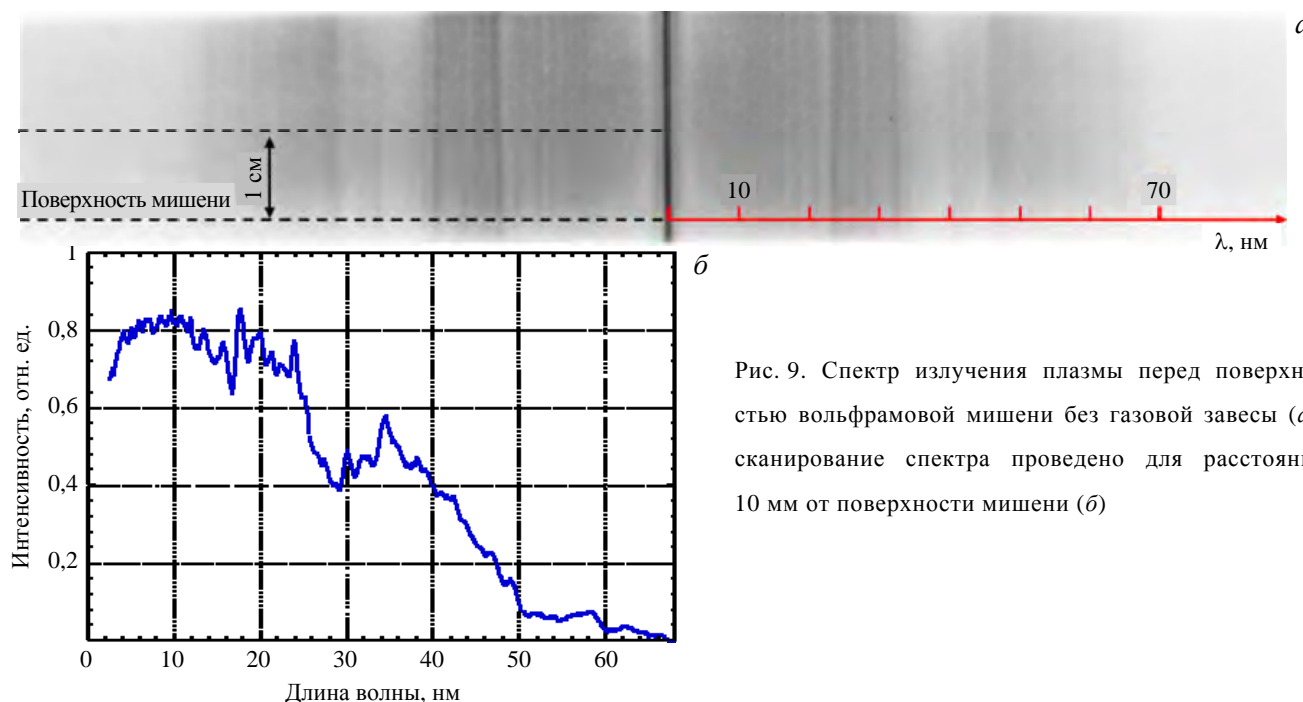


Рис. 9. Спектр излучения плазмы перед поверхностью вольфрамовой мишени без газовой завесы (а); сканирование спектра проведено для расстояния 10 мм от поверхности мишени (б)

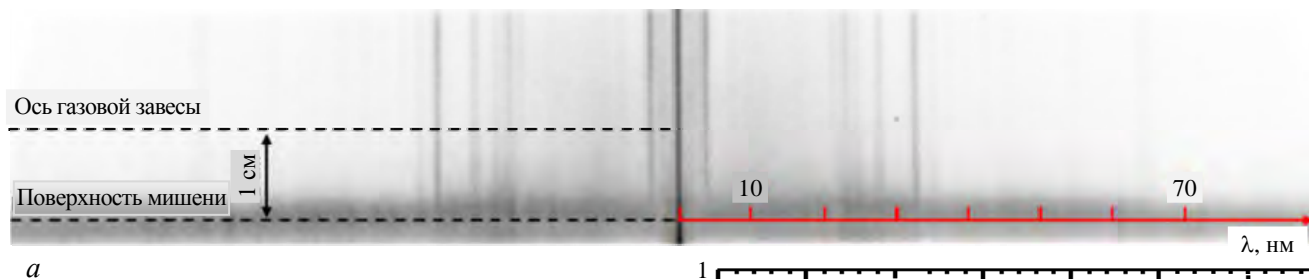
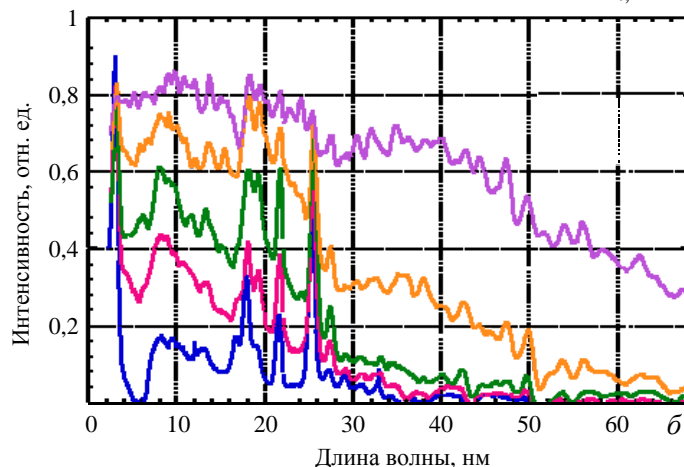


Рис. 10. Спектр излучения плазмы перед поверхностью вольфрамовой мишени с использованием газовой завесы (а), расстояния от поверхности мишени, для которых проведено сканирование спектров: — 24, — 10, — 6, — 4, — 2 мм (б)



Результаты скоростной съёмки свечения плазмы в спектральных диапазонах МР-ВУФ показаны на рис. 11. Видно, что в отсутствие газовой завесы интенсивное излучение вольфрамовой плазмы наблюдается по всей исследуемой области, на расстояниях более 6 см от поверхности образца.

При использовании газовой завесы из азота с плотностью атомов $n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ результаты измерения плотности поглощённой энергии и численные расчёты динамики температуры образца показывают, что в ходе эксперимента температура большей части поверхности вольфрамовой мишени достигает температуры кипения. Однако источник излучения оказывается локализован вблизи мишени и не отходит от неё далее 1 см. Максимум яркости излучения наблюдается лишь в узком слое, в непосредственной близости от поверхности мишени. Даже в случае $n < 1,4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ азот препятствует распространению вольфрамовых примесей вдоль силовых линий магнитного поля навстречу водородному плазменному потоку.

Проведём оценки составляющих энергобаланса в процессе взаимодействия водородного плазменного потока с азотной струёй и вольфрамовой мишенью. Энергия водородного плазменного потока при диаметре потока перед газовой завесой $\approx 10 \text{ см}$ составляет $\approx 500 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$. Часть этой энергии, поглощаемой азотной завесой, расходуется на её нагрев, ионизацию и излучение. Для ионизации азота до He-подобного состояния суммарно требуется $\approx 270 \text{ эВ}$ на ион. При температуре азотной плазмы $\approx 40 \text{ эВ}$ (следует из анализа линейчатых спектров азота рис. 10) затраты на ионизацию и нагрев азота в завесе составляют при плотности ионов $\approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3} \leq 30 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$. Излучательная способность азотной плазмы при этих температурах составляет $\approx 10^{-28} \text{ Вт} \cdot \text{см}^3$ [15], что приводит к потерям на излучение $\approx 300 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$. При менее плотной газовой завесе ($5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) на ионизацию и разогрев азота газовой завесы потребуется не более $2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$, а на излучение — $20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$. Следует отметить, что до по-

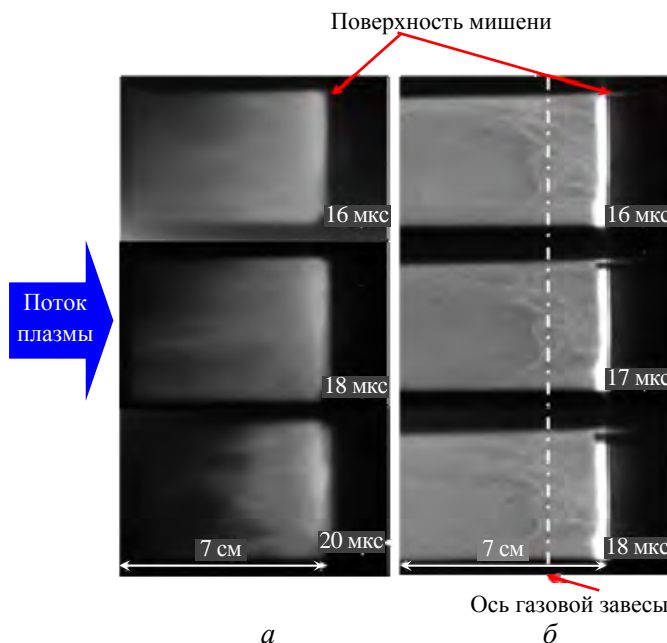


Рис. 11. Динамика свечения мишени плазмы: а — без газовой завесы; б — с азотной завесой $n \approx 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Здесь $t = 0$ — время старта ускорителя

ловины излучения из плоского плазменного слоя газовой завесы направляется на поверхность вольфрамовой мишени.

Энергия, приходящая на мишень, расходуется на нагрев вольфрама, его испарение и образование плазмы вольфрама. Тепловое излучение с поверхности вольфрама за всё время взаимодействия не превышает $0,1 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$. Тепловая энергия, необходимая для нагрева и испарения 1 мкм вольфрама, составляет $0,8 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$. За время воздействия потока без газовой завесы, по данным расчётов, до температуры кипения нагревается $<2 \text{ мкм}$ вольфрама. Суммарно энергия теплового излучения и затраты на испарение вольфрама не превышают $2 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$.

Поскольку тепловая энергия, поглощаемая вольфрамовым калориметром, согласно измерениям находится в диапазоне $20\text{—}45 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, то приходящая на мишень энергия, в основном, расходуется на разогрев, ионизацию испаренного с поверхности вольфрама и излучение образующейся вольфрамовой плазмы (см. рис. 10, 11, б). В итоге, испарение вольфрама за счёт снижения тепловой нагрузки на поверхность уменьшается, при этом распространение плазмы вольфрама навстречу водородному плазменному потоку ограничивается образующейся высокоионизованной азотной плазмой.

Следует отметить, что дугообразование, в том числе множественное [16], которое является важным каналом передачи энергии от приповерхностной плазмы к вольфраму в токамаках, в наших экспериментальных условиях не наблюдалось.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследовано влияние азотной газовой завесы на экранировку вольфрама при воздействии на него мощных потоков водородной плазмы и на локализацию паров вольфрама вблизи облучаемой поверхности мишени.

Установлено, что газовая завеса из азота с плотностью атомов $2\cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ перед вольфрамовой мишенью снижает тепловую нагрузку на мишень до уровня в $2\text{—}2,5$ раза меньше предельного уровня энергии, поглощаемой вольфрамом при импульсном воздействии мощного потока водородной плазмы без газовой завесы. Экспериментально определена зависимость плотности поглощённой мишенью энергии от плотности завесы.

Результаты регистрации свечения плазмы с пространственно-временным разрешением показали, что в наших экспериментальных условиях наличие азотной газовой завесы перед мишенью препятствует распространению вольфрама на расстояния более 1 см вдоль силовых линий магнитного поля навстречу налетающему плазменному потоку.

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках научного проекта РФФИ № 20-21-00153.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pshenov A.A., Eksaeva A.A., Krasheninnikov S.I., Marenkov E.D. Vapor shielding of solid targets exposed to high heat flux. — *Physics Procedia*, 2015, vol. 71, p. 14—19.
2. Skovorodin D.I., Pshenov A.A., Arakcheev A.S., Eksaeva E.A., Marenkov E.D., Krasheninnikov S.I. Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during large ELMs. — *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 022501.
3. Пшенов А.А., Кукушкин А.С., Крашенинников С.И. Влияние поперечного переноса в диверторной области на излучение инжектируемой примеси и переход в режим детачмента. — *Физика плазмы*, 2020, т. 46, № 6, с. 483.
4. Pitts R.A. et al. Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, p. 100696.
5. Schmid K., Manhard A., Linsmeier Ch., Wiltner A., Schwarz-Selinger T., Jacob W., Mändl S. Interaction of nitrogen plasmas with tungsten. — *Nuclear Fusion*, 2010, vol. 50, p. 025006.
6. Golubeva A.A., Kovalenko D.V., Lidzhigoryaev S.D., Barsuk V.A., Bobyr N.P., Mednikov A.A., Klimov N.S., Huang Q., Terentyev D., Ashikawa N., Chernov V.M. Modification of surfaces of reduced-activation ferritic–martensitic steels upon irradiation by pulsed deuterium plasma with parameters typical for peripheral plasma disruption. — *J. of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, 2022, vol. 16, № 1, p. 23—32.
7. Emelyanova O.V. et al. Surface modification of low activation ferritic–martensitic steel EK-181 (Rusfer) by high temperature pulsed plasma flows. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 2015, vol. 365, p. 218—221.

8. Позняк И.М., Архипов Н.И., Карелов С.В., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Свойства примесей вольфрама, образующихся в плазме при облучении вольфрамовых мишеней мощными плазменными потоками. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 70.
9. Архипов Н.И., Васенин С.Г., Житлухин А.М., Половцев Н.А., Сафронов В.М., Топорков Д.А. Многокадровая МКП-камера для МР и ВУФ спектроскопии мишени плазмы. — Приборы и техника эксперимента, 1998, № 1, с. 128.
10. Arkhipov N. et al. Absolute VUV spectroscopy of an eroding graphite target using a calibrated CCD camera. — J. of Nuclear Materials, 1999, vol. 266—269, p. 751—753.
11. Tabata T., Ito R., Nakai Y., Shirai T., Funatake Y. Partial Cross-Sections for Single-Electron Capture of Hydrogen Ions Colliding with Gaseous Atoms and Molecules. Osaka Prefectural Radiation Research Institute, Technical Report 11, 1990.
12. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. — М.: Атомиздат, 1978.
13. Ивано К., Ueda Y., Takizuka T. Pulse shape dependence of vapor shielding efficiency during transient loads. — Plasma and Fusion Research, 2021, vol. 16, p. 140092-1—140092-5.1.
14. Гаврилов В.В., Еськов А.Г., Житлухин А.М., Кочнев Д.М., Пикуз С.А., Позняк И.М., Рязанцев С.Н., Скобелев И.Ю., Топорков Д.А., Умрихин Н.М. Встречное столкновение высокоэнергетичных плазменных потоков в продольном магнитном поле. — Физика плазмы, 2020, т. 46, № 7, с. 606—612.
15. Clark R., Abdallah J., Post D. Radiation rates for low Z impurities in edge plasmas. — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220—222, p. 1028—1032.
16. Будаев В.П., Химченко Л.Н., Грашин С.А., Карпов А.В. Эффекты дугообразования при действии плазмы на вольфрамовые компоненты первой стенки в токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 51.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 МОСКВА, ТРОИЦК, ул. ПУШКОВЫХ, вл. 12, РОССИЯ



Санджи Джангарович Лиджигорьев, м.н.с.
sandji96@mail.ru



Даниил Алексеевич Бурмистров, м.н.с.
burmistrov@triniti.ru



Валерий Васильевич Гаврилов, в.н.с., д.ф.-м.н.
vvgavril@triniti.ru



Владислав Андреевич Костюшин, м.н.с.
vakostyushin@triniti.ru



Игорь Михайлович Позняк, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.
teufida@gmail.com



Анита Викторовна Пушина, инженер
anitaowl@yandex.ru



Дмитрий Анатольевич Топорков, с.н.с.
toporkov@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2022 г.

После доработки 3 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 63—71.

УДК 536.468, 546.45

ВОЗМОЖНОСТЬ СТРАТИФИКАЦИИ ВОДОРОДА В УСЛОВИЯХ АВАРИИ С ИСТЕЧЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ИЗ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ В ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ТОКАМАКА

А.Д. Васильев, К.С. Долганов, А.Е. Киселёв, П.С. Кондратенко, Л.В. Матвеев, В.Н. Семёнов

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН (ИБРАЭ РАН), Москва, Россия

В аварийных ситуациях на термоядерном реакторе токамак, сопровождающихся поступлением воды в вакуумную камеру вследствие повреждения системы охлаждения первой стенки/бланкета или дивертора (авария типа LOCA), возможно выделение свободного водорода при высокотемпературном окислении бериллия и, в меньшей степени, вольфрама и углерода, образующих поверхность стен вакуумной камеры и дивертора. В ряде аварийных сценариев в вакуумную камеру может поступать также воздух из помещений контейнмента. При достаточно больших концентрациях водорода в образующейся парогазовой смеси в вакуумной камере возможно возникновение пожара или взрыва, создающих угрозу конструктивной целостности реактора. Важнейшим явлением, влияющим на формирование области с повышенной концентрацией водорода, является стратификация водорода. Поэтому анализ безопасности термоядерного реактора типа токамак, в том числе перспективной российской установки ТРТ, должен включать численные оценки возможности стратификации выделившегося в ходе аварии водорода. В статье представлена физическая модель, позволяющая оценить характерные параметры и расположение зоны с повышенным содержанием водорода при аварии LOCA, сопровождающейся поступлением воздуха в вакуумную камеру.

Ключевые слова: термоядерный реактор, авария с истечением теплоносителя, окисление бериллия, пограничный слой, аналитическая модель, диффузия пара, кинетика окисления, генерация водорода, концентрация газов в водородно-паровоздушной смеси.

POSSIBILITY OF HYDROGEN STRATIFICATION UNDER ACCIDENT CONDITIONS WITH COOLANT LOSS FROM THE COOLING SYSTEM INTO VACUUM VESSEL AT TOKAMAKS

A.D. Vasiliev, K.S. Dolganov, A.E. Kiselev, P.S. Kondratenko, L.V. Matveev, V.N. Semenov

Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

During accidents at the ITER thermonuclear reactor associated with the outflow of water from the first wall or the divertor cooling system into the vacuum vessel (LOCA-type accidents), hydrogen can be released as a result of high-temperature oxidation of structural materials (beryllium and, to a lesser extent, tungsten and carbon). In a number of accident scenarios, the air can also enter the vacuum chamber from the surrounding room. With sufficiently high concentrations of hydrogen in the resulting vapor-gas mixture in the vacuum chamber, a fire or explosion may occur, threatening the structural integrity of the reactor. The most important phenomenon affecting the formation of a zone with an increased concentration of hydrogen is the stratification of hydrogen. Therefore, the safety analysis of a thermonuclear reactor should include numerical estimates of the possibility of stratification of the hydrogen released during the accident. The paper presents a physical model that allows estimating the characteristic parameters and location of a zone with a high hydrogen content in the LOCA accident accompanied by air entering the vacuum chamber.

Key words: thermonuclear reactor, coolant outflow accident, beryllium oxidation, boundary layer, analytical model, vapor diffusion, oxidation kinetics, hydrogen generation, gas concentrations in a hydrogen-vapor-air mixture.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-72-86

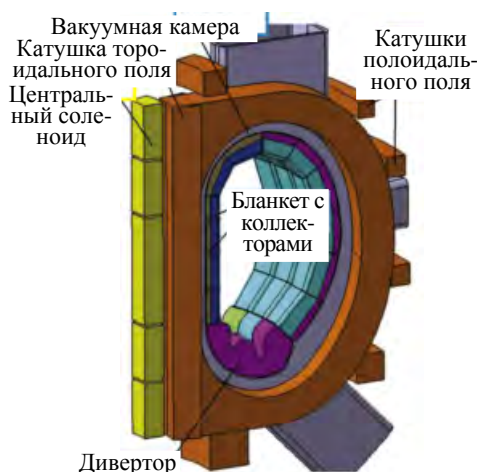


Рис. 1. Схематический разрез ВК токамака

ВВЕДЕНИЕ

В аварийных ситуациях, связанных с истечением воды из системы охлаждения первой стенки (ПС) или дивертора в вакуумную камеру (ВК) термоядерного реактора токамак (так называемые аварии типа LOCA [1, 2]) (рис. 1), образующийся в ВК пар вступает в экзотермическую реакцию с горячими металлическими поверхностями и металлической пылью. Эта реакция сопровождается образованием водорода. Процессы окисления бериллия, генерации водорода, образования взрывоопасных смесей в ВК и последствия их возможного горения подробно обсуждаются в [1—7].

Учитывая конструктивные особенности токамака, нельзя исключить также и поступление воздуха внутрь ВК (авария типа LOVA). В результате в ВК может сформироваться взрывоопасная парогазовая смесь, допускающая (в зависимости от соотношения концентраций водорода, воздуха и пара) горение или даже детонацию.

Таким образом, для формирования взрывоопасной смеси в ВК необходимо выполнение следующих условий: поступление в ВК окислителя (кислорода в составе воздуха); образование топлива (горючего газа водорода) в ходе окисления конструкционных материалов поступающим в ВК водяным паром; формирование в ВК газовой атмосферы с таким составом компонентов смеси, который удовлетворяет концентрационным критериям для возникновения горения и/или перехода горения в детонацию.

Этим условиям удовлетворяет сценарий аварии с разрывом контура охлаждения ПС или дивертора внутри ВК с дополнительной разгерметизацией границ ВК, например, коммуникационных портов или диагностических окон (сценарий 1). Таким образом, при подобной аварии вода поступает в объём ВК через течь в системе охлаждения, а воздух — через другую течь на границе ВК.

Альтернативным вариантом для доступа воздуха в ВК является двойной разрыв контура охлаждения устройств, расположенных внутри ВК: дивертора или ПС (сценарий 2). В нормальном режиме эксплуатации токамака обращённые к плазме тепловоспринимающие пластины (тайлы) дивертора и ПС охлаждаются потоком недогретой до температуры насыщения воды, прокачиваемой через систему пронизывающих их трубок (рис. 2, а). Охлаждающие трубки являются частью соответствующего контура охлаждения дивертора или ПС (рис. 2, б). Под двойным разрывом понимается разрыв контура охлаждения внутри и снаружи ВК. В этом сценарии происходит истечение воды из системы охлаждения и внутри ВК, и вне ВК. При этом часть трубопровода между двумя разрывами формирует байпасную линию между шахтой, в которой помещается ВК вместе с криостатом, и объёмом внутри ВК, что также приводит к поступлению воздуха в ВК, но в данном случае через тот же разрыв, через который поступает вода [3].

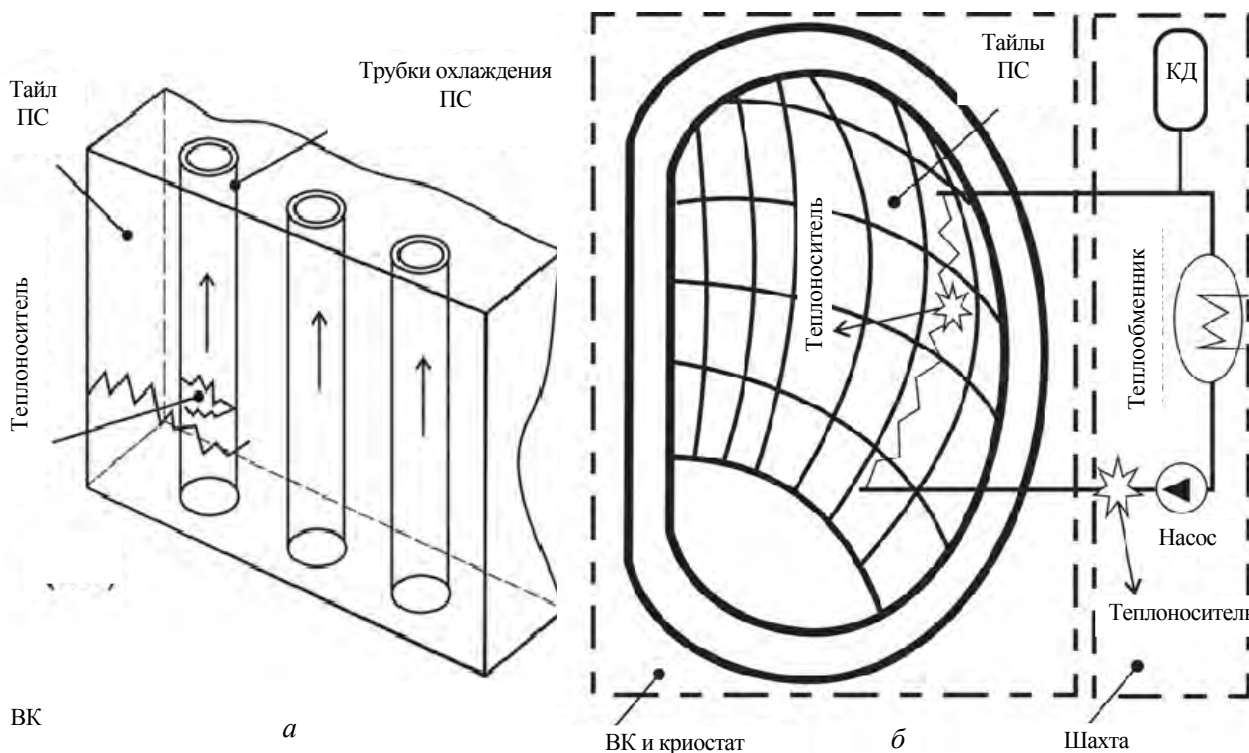


Рис. 2. Схема рассматриваемых узлов истечения из контура охлаждения ПС токамака при аварии LOCA: а — разрыв внутри ВК; б — разрыв вне ВК

В обоих сценариях также будет происходить выход взрывоопасной газовой смеси за пределы ВК в систему сброса давления (VVPSS в терминологии ИТЭР) с возможностью последующего взрыва в этой системе.

На практике для оценки горючести парогазовой смеси в рамках расчётных оценок водородной взрывобезопасности под защитными оболочками реакторных установок на АЭС используется концентрационный треугольник, описывающий экспериментальные данные и называемый в литературе диаграммой Шапиро—Моффетте [8]. На рис. 3 показана диаграмма Шапиро—Моффетте, используемая, в частности, в программе для ЭВМ COCOSYS с теплогидравлическими моделями в сосредоточенных параметрах [9, 10]. На этой диаграмме жёлтая зона описывает область концентраций, где возможно ограниченное горение в направлении «вверх», оранжевая зона — область полного сжигания с распространением пламени во всех направлениях, красная зона — область возможной детонации смеси.

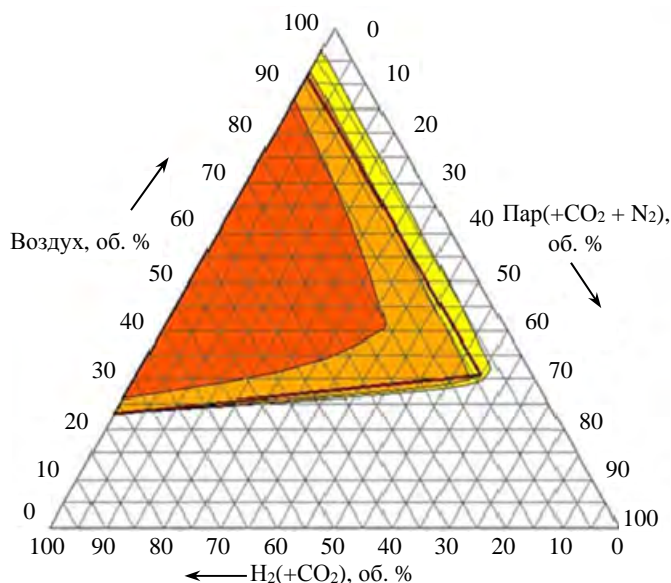


Рис. 3. Диаграмма Шапиро—Моффетте для смесей водород—воздух—пар для давления 1 бар и температуры окружающей среды [9]

Для реализации концентрационных критериев горения и детонации чрезвычайно важным является вопрос о возникновении стратификации водорода в системе. Очевидно, что в этом случае вероятность достижения указанных критериев существенно повышается.

Таким образом, анализ безопасности токамаков при авариях с течью воды из системы охлаждения в ВК требует численных оценок количества, скорости наработки водорода и состава газовой атмосферы, формирующейся в процессе окисления водяным паром поверхностей конструкционных материалов (Be, W, C), в том числе частиц в пылевых слоях. В настоящей статье описана физическая модель, позволяющая на качественном уровне оценить возможность стратификации водорода, образующегося при окислении бериллия и других конструкционных материалов при разгерметизации

ВК, сформулирована постановка задачи, проанализированы характеристики процессов истечения воды в ВК, течения водяного пара в основном объёме ВК и конвективного переноса водорода в пограничном слое и предложена общая структура распределения водорода в ВК с учётом влияния крупномасштабного течения в основном объёме ВК, подведены итоги работы.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для оценки максимально возможной наработки водорода при аварии LOCA рассмотрим в качестве примера основные конструктивные параметры токамака ИТЭР, определяющие рассматриваемые процессы [11, 12]:

Внутренний объём ВК, м ³ . . .	1727
Высота внутреннего объёма ВК, м . . .	~10
Ширина внутреннего объёма ВК (в радиальном направлении), м . . .	~5
Площадь поверхности ПС, м ² . . .	675
Давление в контурах охлаждения ПС и дивертора, МПа . . .	2—4
Температура воды в контурах охлаждения ПС и дивертора, °С . . .	105—150

Массы и бериллия, и вольфрама в ИТЭР составляют около 13 т [13]. Поэтому потенциально при полном окислении всего бериллия могло бы образоваться 2,9 т водорода, для чего понадобилось бы 26 т водяного пара. В действительности, конечно, количество образующегося водорода в ходе аварии будет значительно меньше.

Итоговая масса водорода, выделяющегося в результате аварии LOCA, определяется, главным образом, реакцией окисления бериллия в паровой атмосфере. Меньший вклад в наработку водорода вносят реакции окисления вольфрама и углерода. Интенсивность окисления бериллия определяется температурой бериллиевых поверхностей (в трёх различных геометриях: поверхность тайлов, осаждённая пыль на поверхностях, взвешенная в атмосфере пыль), площадью этих поверхностей и массопереносом пара и водорода в атмосфере на границе с окисляющимся бериллием.

Оценки, основанные на имеющихся корреляциях окисления Be, показывают, что в ходе гипотетической аварии LOCA интегральная наработка водорода составит порядка 20 кг при максимальных температурах меньше $T = 900\text{—}1000\text{ K}$ [14, 15] и несколько десятков кг при более высоких максимальных температурах поверхностей. Следует, однако, иметь в виду, что из-за достаточно большой неопределённости данных по массе и геометрии пыли, кинетике окисления и сложности детального описания многомерных процессов тепло- и массопереноса в ходе аварии LOCA неопределённость результатов интегрального моделирования остаётся достаточно высокой. Поэтому, например, в Предварительном отчёте в обоснование безопасности ИТЭР [16] и в отчёте Технологического института Карлсруэ [17] для оценки величины источника водорода в ВК принимались консервативные предположения о стехиометричности смеси водорода с воздухом при давлении, близком к атмосферному (с учётом срабатывания предохранительных клапанов в ВК), с учётом окисления около 100 кг бериллиевой пыли. Соответствующая масса водорода составила 20 кг и трактуется авторами этих работ как оценка сверху.

Следует отметить, что в данной работе не учитывается переток водорода из ВК в другие сосуды (барботажный бак, дренажный бак) в результате срабатывания предохранительных клапанов, а также не учитываются системы инертирования ВК или рекомбинации водорода, рассматриваемые, например, в проекте ИТЭР. Вопросы, связанные с реализацией этих элементов и систем в конкретном токамаке, а также с условиями срабатывания и производительности систем водородной взрывобезопасности, выходят за рамки данного исследования и могут быть рассмотрены в дальнейшем применительно к конкретному проекту токамака.

Общая картина процессов, протекающих в ВК после её разгерметизации, состоит в следующем.

В начальный интервал времени весь объём камеры заполняется водяным паром, образующимся за счёт испарения воды, истекающей в ВК через разрыв контура охлаждения. Поскольку внутренняя поверхность камеры покрыта бериллиевыми тайлами с толщиной бериллия $d = 6\text{—}10\text{ мм}$, происходит частичное окисление бериллия с выделением разогретого молекулярного водорода.

Вблизи всей внутренней границы камеры образуется слой газовой смеси $\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2$ с пониженной (в сравнении с водяным паром) плотностью. На боковой части границы в этом слое за счёт сил плавучести возникает свободно-конвективное течение, уносящее водород к верхней границе ВК (рис. 4). Плотность в слое может быть также понижена дополнительно за счёт нагрева от стенки (что также способствует конвекции), но тепловая задача в данном исследовании не рассматривается, поэтому мы не учитываем этот эффект.

Повышенная концентрация водорода возникает вблизи верхней и нижней границ ВК за счёт

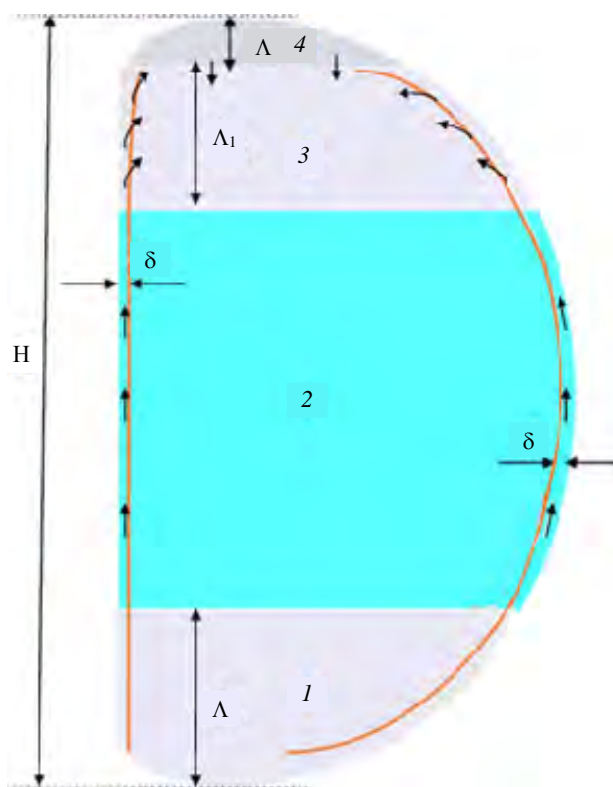


Рис. 4. Схематическое изображение зон с различной концентрацией H_2 в ВК, формируемых в ходе аварии LOCA. Вдоль боковых границ ВК формируются пограничные слои. Стрелками показаны направления миграции водорода: 1 — слой с конвекцией Рэлея—Бенара, включая придонный слой, обогащённый водородом; 2 — область водяного пара; 3 — стратифицированный слой, обогащённый водородом; 4 — прижатый к потолку слой с максимальной концентрацией водорода

окисления бериллия на них с выделением водорода (см. рис. 4). Здесь происходит встречная диффузия водорода от границы и водяного пара по направлению к ней. Вблизи нижней границы ВК возникает неустойчивая стратификация водорода, которая может привести к возникновению конвекции Рэлея—Бенара. На формирование общей структуры распределения обогащённой водородом газовой смеси существенное влияние оказывает крупномасштабное вихревое течение во внутренней части объёма ВК.

Анализу перечисленных процессов, необходимому для прояснения общей картины распределения водорода, посвящены следующие разделы.

СКОРОСТЬ И ВРЕМЯ ИСТЕЧЕНИЯ ВОДЫ В ВК

Процесс истечения воды в ВК из системы охлаждения, номинальное давление в которой составляет 2—4 МПа в зависимости от петли охлаждения, относящейся к первой стенке или дивертору, и местоположения течи, а температура принимает значение 105—150 °С [11], носит характер двухфазного критического истечения. При этом на выходе пароводяной смеси из разрыва давление практически равно давлению насыщения воды при температуре в системе охлаждения, а критический расход не зависит от давления в объёме ВК [18]. Оценка критического расхода по модели [19] показывает, что он при указанных давлениях и температуре всего на 15—20% меньше, чем расход однофазной (не вскипающей) воды, который определяется уравнением Бернулли. Таким образом, пренебрегая этой разницей, можно написать

$$\frac{1}{2} \rho' u^2 = \frac{J^2}{2\rho'} \approx p_0 - p_s, \quad (1)$$

где p_0 — давление в системе охлаждения; p_s — давление насыщения при температуре в системе охлаждения, считаем $p_s \ll p_0$; ρ' — плотность воды; u — скорость её истечения через отверстие; J — критический удельный (на единицу площади сечения разрыва) расход истекающей двухфазной смеси.

Предполагая, что процесс испарения воды в двухфазной среде является более быстрым, чем само истечение, и, учитывая то, что расход J — постоянная величина, получаем характерное время заполнения объёма ВК паром до давления $\sim 0,15$ МПа, соответствующего уставке системы защиты ВК от превышения давления:

$$\tau_1 = \frac{V\rho''}{sJ} = \frac{V\rho''}{s\rho'u_0} = \frac{V}{s\alpha u_0}, \quad (2)$$

где V — объём ВК; s — площадь сечения разрыва; $u_0 = \sqrt{2 \frac{p_0}{\rho'}}$; $\alpha = \frac{\rho'}{\rho''}$; ρ'' — плотность водяного пара при давлении $\sim 0,15$ МПа.

При $s \sim 10^2$ см² (например, при множественном одномоментном разрыве трубок охлаждения ПС), $V \sim 2 \cdot 10^9$ см³, $\alpha \sim 600$, $u_0 \sim 6 \cdot 10^3$ см/с получаем оценку $\tau_1 \sim 10$ с.

Оценка (2) справедлива при условии, что в процессе истечения вязкость незначительна, что требует выполнения неравенства

$$a \gg \sqrt{\frac{l\nu_l}{u_0}}, \quad (3)$$

где a — минимальный поперечный размер отверстия; l — характерный размер длины истечения из трубок системы охлаждения в ВК; ν_l — кинематическая вязкость воды. Неравенство (3) означает малость толщины пограничного слоя, образующегося на боковой поверхности отверстия в сравнении с поперечными размерами отверстия. При $l \sim 1$ см, $\nu_l \sim 1$ см²/с, $u_0 \sim 10^3$ см/с неравенство сводится к требованию $\Delta \gg 3 \cdot 10^{-2}$ см.

Ясно, что оценка (2) для характерного времени заполнения объёма ВК паром является лишь первым приближением. Детальный расчёт времени заполнения ВК должен включать в себя конфигурацию и геометрические параметры канала истечения, местоположение течи, определение режима критического истечения двухфазного теплоносителя и т.д., что может привести к изменению первоначальной оценки в несколько раз.

Проверим, что время, в течение которого происходит истечение воды в ВК, значительно превышает время полного испарения капель и/или струй после начала процесса истечения. К настоящему времени процесс хорошо изучен [20—23]. К быстрому испарению приводит вскипание — рост системы паровых пузырьков. С учётом того, что вода в системе охлаждения имеет температуру, значительно превышающую температуру насыщения воды при низком давлении в ВК, возникает перегрев воды, поступающей в ВК. Для больших значений перегрева воды $\Delta T_n = T - T_{\text{sat}}(p)$ (T — температура воды, $T_{\text{sat}}(p)$ — температура насыщения в зависимости от давления p) выше 90 К число объёмных гетерогенных центров кипения в воде достигает таких значений, что реализуются эффективные частоты зародышеобразования $G \geq 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$. Отметим, что такие большие перегревы будут характерны для начальной фазы истечения воды в ВК в ходе аварии LOCA. В интервале перегревов $50 \text{ К} < \Delta T < 90 \text{ К}$ эффективная частота образования зародышевых пузырьков оценивается как

$$10^5 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} < G < 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}.$$

На основе термодинамической теории флуктуации и энергетического баланса был получен критический размер зародышевого пузырька, являющийся достаточным для его дальнейшего роста:

$$R_{\text{cr}} = \frac{2\sigma v'}{r - p_{\text{sat}}(v'' - v')}, \quad (4)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения воды, Н/м; v' и v'' — удельный объём жидкости (воды) и пара соответственно, м³/кг; r — удельная теплота парообразования, Дж/кг; $p_{\text{sat}} = p_{\text{sat}}(T)$ — давление насыщения, Па.

Решением для динамики радиуса пузырька от времени $R(t)$ с учётом начального условия, соответствующего равенству радиуса пузырька при $t = 0$ критическому размеру, является следующая зависимость, полученная в [20]:

$$R(t) = R_{\text{cr}} + 2K \sqrt{\frac{3t}{\pi}}, \quad (5)$$

где параметр K равен

$$K = \frac{\lambda \Delta T_n}{r \rho'' \chi^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь λ , χ и ρ'' — теплопроводность воды, температуропроводность воды и плотность пара соответственно; ΔT_n — величина перегрева воды. Формула (6) получена в предположении, что изменение температуры пара и величины перегрева невелико в ходе роста пузырьков.

Наконец, приступим к оценке характерного времени t_f , в течение которого вся вода в ВК испарится. Для этого приравняем массу пара, образовавшегося в единице объёма из всех пузырьков в ходе их роста за время t_f , начальной массе воды в единице этого объёма:

$$\rho'' \frac{4}{3} \pi \left[2K \sqrt{t_f} \right]^3 G t_f = \rho'. \quad (7)$$

Из выражения (7) получим следующую оценку для t_f :

$$t_f \approx \left(\frac{3\rho'}{4\rho''\pi G} \right)^{2/5} \left[\frac{r\rho''\chi^{1/2}}{2\kappa\Delta T_n} \right]^{2/15}. \quad (8)$$

Положим для оценки $\Delta T_n = 50 \text{ К}$. Тогда после подстановки теплофизических параметров в выражение (8) оценим характерное время испарения воды:

$$t_f \approx 1 \text{ мс}. \quad (9)$$

Мы действительно видим, что характерное время испарения воды в ВК очень мало (миллисекундный масштаб времени) и значительно меньше характерного времени истечения воды в ВК (порядка 1 с для течи большого размера и более длительное время для течей меньшего эквивалентного диаметра). Таким образом, можно сказать, что вскипание воды носит взрывной характер.

ДИНАМИКА КРУПНОМАСШТАБНОГО ТЕЧЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В ВК

Нижняя оценка для числа Рейнольдса, характеризующего течение водяного пара сразу после заполнения ВК, соответствует $Re > \frac{u_0 L}{\nu_g}$, где L — характерный линейный размер ВК, ν_g — кинематическая вязкость пара. Считая, что $u_0 \approx 10^3$ см/с, и принимая во внимание, что $\nu_g = \nu = 10^{-1}$ см²/с и $L \sim 10^3$ см, приходим к выводу, что начальное значение числа Рейнольдса

$$Re(0) > 10^7 \quad (10)$$

и, таким образом, течение пара в основной части объёма ВК соответствует режиму сильно развитой турбулентности. Поэтому в соответствии с основными положениями модели Колмогорова—Обухова [18] изменение со временем кинетической энергии пара, отнесённой к единице массы, можно качественно описать уравнением

$$\frac{d}{dt} U^2(t) \sim -\frac{U^3(t)}{L}. \quad (11)$$

Здесь $U(t)$ — крупномасштабная скорость вихревого течения, зависящая от времени t . Уравнение (11) справедливо при выполнении неравенства

$$\frac{L}{U(0)} \ll t < \frac{L^2}{\nu Re_{cr}}, \quad (12)$$

где $Re_{cr} \sim 10^3$ — критическое значение числа Рейнольдса, отвечающее переходу к ламинарному режиму течения. Неравенство (12) обеспечивает то, что искомая закономерность соответствует инерционному интервалу. Из уравнения (11) находим зависимость скорости от времени

$$U(t) \sim \frac{L}{t}. \quad (13)$$

Отсюда на времени порядка продолжительности процесса окисления бериллия $\tau \sim 10^3$ с [7] при температуре бериллия $T \approx 1000$ °С скорость крупномасштабного течения имеет порядок $U \sim 1$ см/с. Согласно (13) зависящее от времени число Рейнольдса имеет оценку

$$Re(t) \sim \frac{L^2}{\nu t}. \quad (14)$$

Отметим, что правая часть неравенства (12) гарантирует, что закономерность (11) соответствует турбулентному режиму течения в основной части объёма ВК. Переход к ламинарному течению происходит при $\tau_2 \sim Re_{cr}^{-1} \frac{L^2}{\nu} \sim 10^4$ с, когда скорость достигает значения $U_{cr} \sim \frac{\nu}{L} Re_{cr} \sim 10^{-1} \frac{см}{с}$.

В непосредственной близости к внутренней границе ВК становится существенной вязкость, благодаря которой образуется подслой, в котором течение пароводородной смеси замедляется. Оценка его толщины Δ получается из соотношений [18]

$$\Delta \sim \frac{\nu}{V_*}, \quad V_* = U \sqrt{\frac{C}{2}}, \quad (15)$$

где V_* — величина, имеющая порядок скорости турбулентных пульсаций вблизи стенки; C — коэффициент сопротивления, удовлетворяющий уравнению [18]

$$\sqrt{\frac{2\kappa^2}{C}} = \ln(C Re(t)), \quad (16)$$

где $\kappa \approx 0,4$ — постоянная Кармана. При $U \sim 1$ см/с согласно (15), (16) имеем $\Delta \sim 1$ см.

СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Окисление бериллия сопровождается выделением водорода и тепла, благодаря чему пристеночный слой газа оказывается менее плотным, приводя к возникновению подъёмной силы (силы плавучести). В результате на боковой внутренней поверхности ВК в этом слое возникает свободно-конвективный пограничный слой (СКПС), выносящий кверху (к потолку ВК) обогащённую водородом газовую смесь. Сразу оговоримся, что мы не рассматриваем в данной статье окисление пыли, взвешенной в атмосфере ВК.

Формируемый на боковой внутренней поверхности ВК концентрационно-тепловой СКПС имеет следующие характеристики. Скорость течения $V_{BL} \sim \sqrt{\beta g H}$, где g — ускорение земного тяготения; H — размер ВК по вертикали; $\beta \sim \text{rat} \cdot c_l / 2$ — среднее относительное уменьшение плотности газовой смеси благодаря обогащению её водородом; c_l — относительная молярная концентрация водорода на границе твёрдой стенки (понятие «твёрдой стенки» поясняется далее) с газовой фазой; $\text{rat} \approx (\mu_{\text{H}_2\text{O}} - \mu_{\text{H}_2}) / \mu_{\text{H}_2\text{O}}$, где $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ и μ_{H_2} — молекулярные массы водяного пара и водорода соответственно. При $H \sim L \sim 10^3$ см, $\beta \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ скорость течения в СКПС имеет порядок $V_{BL} \sim (1-3)10^2$ см/с, а время, характеризующее СКПС, имеет оценку $\tau_{BL} \sim \frac{H}{V_{BL}} \sim 3-10$ с. Число Рейнольдса $\text{Re}_{BL} \sim \frac{V_{BL} H}{\nu} \sim 10^6$ (ν — кинематическая вязкость пароводородной смеси, $\nu \approx \nu_g \sim 0,1$ см²/с).

Приведённые оценки свидетельствуют о том, что течение в СКПС происходит в турбулентном режиме и является значительно более быстрым в сравнении с течением в основном объёме. Время τ_{BL} также мало по сравнению с полным временем выгорания бериллия $\tau \sim 10^3$ с для температуры $T \sim 1000$ К. Всё это говорит о том, что течение в СКПС идёт в квазистационарном режиме, так что зависимость его характеристик от времени возникает как от параметра через поток водорода с твёрдой границы.

По аналогии с тепловым свободно-конвективным пограничным слоем [18] поток водорода, обеспечиваемый рассматриваемым нами турбулентным концентрационно-тепловым СКПС, определяется выражением

$$q_{BL}(c_l) \sim \frac{Dc_l}{H} \text{Ra}_{BL}^{1/3}. \quad (17)$$

Здесь $q_{BL}(c_l)$ — нормированная на плотность газовой смеси плотность потока водорода, уносимого СКПС; $\text{Ra}_{BL} = \frac{g\beta H^3}{\nu D}$ — число Рэлея, адаптированное к задаче о концентрационно-тепловом СКПС; D — коэффициент диффузии водорода в смеси.

В самом начале процесса окисления в качестве твёрдой стенки металла выступают внутренняя (обращённая внутрь ВК) поверхность бериллия ПС, поверхность бериллиевой пыли (т.е. фактически не твёрдая, а пористая поверхность) или поверхность вольфрама (для дивертора). Мы предполагаем, что в процессе окисления эти поверхности будут покрыты твёрдой плёнкой оксидов BeO или WO₃ или же пористым слоем пыли BeO (в случае окисления бериллиевой пыли) (рис. 5). Таким образом, эти поверхности оксидов будут считаться твёрдыми стенками после начала окисления. Отметим, что данные оксидные слои ограничивают поток пара непосредственно к поверхности металла и поток водорода в область пристеночного газового пограничного слоя. Твёрдые плёнки оксидов выступают в качестве защитных слоёв в значительно большей степени, приводя к параболической кинетике окисления, при которой скорость окисления об-

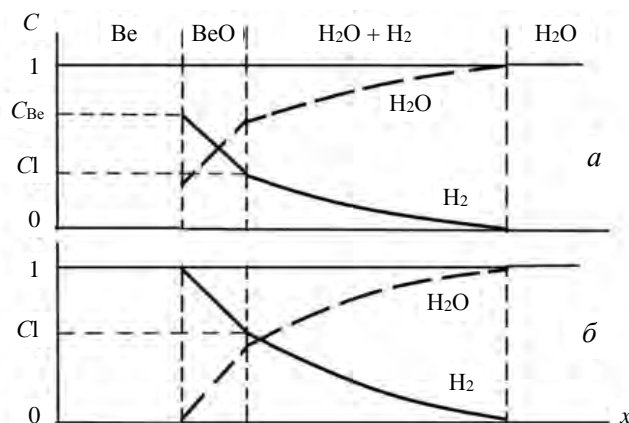


Рис. 5. Схематическое изображение профилей концентрации водяного пара и водорода при окислении бериллия: а — случай «медленной» кинетики реакции окисления, когда она является лимитирующим фактором; б — случай «быстрой» химической кинетики

ратно пропорциональна квадратному корню из времени. В то же время защитные свойства пористого слоя бериллиевой пыли значительно менее выражены в силу относительной «прозрачности» этого слоя для водяного пара (и водорода). Поэтому в данном случае кинетика окисления будет более «быстрой», а именно линейной по времени, при такой кинетике скорость окисления не зависит от времени.

Оценим теперь относительную концентрацию молекулярного водорода на границе газа и оксидного слоя в боковой части СКПС c_l , определённую как доля молекул H_2 в пароводородной смеси $H_2O + H_2$, так что $0 \leq c \leq 1$. Обозначим коэффициент массоотдачи $Q_l(t)$, т.е. нормированную на плотность чистого водорода молярную плотность потока молекулярного водорода из слоя оксида бериллия к его границе с газом при условии, что концентрация водорода на этой границе $c_l = 0$. Тогда условие непрерывности потока водорода на границе при $c_l \neq 0$ принимает вид

$$Q_l(t)(1 - c_l) = q_{BL}(c_l). \quad (18)$$

Отметим, что величина $Q_l(t)$ не зависит от концентрации. Причина в том, что среднее расстояние между молекулами в газе на границе много больше, чем в твёрдой фазе. Таким образом, $Q_l(t)$ (м/с) — это мера интенсивности реакции окисления, которую можно применять и для окисления бериллиевых тайлов, и для окисления пылевых слоёв из Ве. Множитель $(1 - c_l)$ в левой части уравнения (18) становится существенен в случае так называемого парового голодания, когда реакция окисления ограничивается массопереносом пара через погранслои. Напомним, что $q_{BL}(c_l)$ — это нормированный поток водорода (м/с) в СКПС. Отметим, что мы можем качественно оценить «диффузионное» и «кинетическое» сопротивление реакции окисления, оценивая левую (при $c_l \sim 0,5$) и правую части соотношения (18) соответственно.

В двух предельных случаях уравнение (18) имеет простые решения:

$$c_l(t) \approx \left(\frac{Q_l(t)}{q_{BL}(c) \Big|_{c \rightarrow 0}^{4/3}} \right)^{3/4} = Q_l^{3/4} \left(\frac{2}{gD^2 \text{rat}} \right)^{1/4} \text{ при } Q_l(t) \ll q_{BL}(t) \quad (19)$$

и

$$c_l(t) \approx 1 - \frac{q_{BL}(t)}{Q_l(t)} \text{ при } Q_l(t) \gg q_{BL}(t). \quad (20)$$

Отметим, что возможность реализации неравенства $Q_l(t) \gg q_{BL}(t)$ может, в принципе, возникнуть на ранних временах $t \ll \tau$ в случае, когда скорость реакции $Q_l(t)$ определяется диффузией через оксидный слой бериллия внутри слоя ВеО (назовём это состояние режимом лимитизации внутридиффузионного сопротивления), и тогда $Q_l(t) \propto t^{0.5}$. На этих временах скорость реакции будет ограничиваться диффузией через внешний пограничный слой газовой смеси (режим лимитизации внешнедиффузионного сопротивления).

При относительно низкой температуре бериллия фактором, ограничивающим скорость протекания реакции, будет химическая кинетика. Другими словами, в этих условиях химическая кинетика может составлять основное «сопротивление» для протекания реакции. Скорость реакции окисления Q (моль/см²/с), как известно, сильно зависит от температуры поверхности T : $Q = CK = Ck_0 \exp(-E_a/T)$ (предполагаем первый порядок реакции по окислителю [1—3, 24]), где C (моль/см³) — концентрация окислителя (пара) непосредственно на поверхности бериллия; $K = k_0 \exp(-E_a/T)$ (м/с) — коэффициент скорости реакции; k_0 (м/с) — предэкспоненциальный множитель; E_a — энергия активации, выраженная в градусах К. Соотношение между «сопротивлением» химической кинетики и, например, внешнедиффузионным сопротивлением атмосферного пограничного слоя («сопротивление» оксидного слоя не учитываем) можно установить, сравнив величины K и D/Δ . Последняя величина при $p \sim 0,1$ МПа и $\Delta = 1$ см порядка 1 см/с, а величина K при $T \approx 900$ К порядка 10^{-4} см/с, т.е. на несколько порядков меньше (для оценки использовались данные по E_a и k_0 из работ [1, 2]). Это значит, что при температуре порядка или ниже указанного значения скорость реакции окисления целиком определяется внутридиффузионным сопротивлением. При этом характерное время реакции, т.е. поглощения всего пара в объёме ВК, составляет большие значения $\gg 10^3$ с, относительная концентрация пара на поверхности бериллия ~ 1 . Внутридиффузионное сопротивление сравнивается с

внешнедиффузионным при $T \sim 1000$ К для случая окисления бериллиевой пыли. Если рассматривать окисление твёрдой бериллиевой поверхности в соответствии с корреляцией INL для плотного слоя Ве, то эта температура составляет $T \sim 1400$ К. Наконец, если экстраполировать на высокую температуру кинетику окисления по корреляции, полученной на основе анализа данных экспериментов НИИЭФА им. Д.В. Ефремова [25], то даже при достижении температуры плавления бериллия внутридиффузионное сопротивление несколько превышает внешнедиффузионное сопротивление в пограничном слое.

Как уже указывалось, в приведённых оценках не учитывалась возможность нагрева металлического слоя за счёт реакции окисления и остаточного тепловыделения. В рамках развития модели в будущем планируется получить решение тепловой задачи с учётом этих процессов.

На рис. 6 показана концентрация водорода от времени для различных значений температуры и двух характерных конфигураций бериллия: сплошная металлическая поверхность и металлическая пыль. Корреляции для окисления взяты из работы [2], в которой приводятся как константы окисления плотного бериллия, так и данные по окислению слоя пыли. Отметим, что эти константы окисления предполагают строго линейную зависимость окисления от времени. Скорость окисления пылевого слоя рассчитывается по определённому алгоритму, исходя из скорости окисления твёрдого Ве, данный расчёт приводится в [1, 2] и более подробно представлен в [7].

Для расчётов использованы следующие параметры: плотность вещества пыли $\rho_d \approx 1820$ кг/м³, средняя плотность частиц пыли в слое $\rho \approx 1$ г/см³, пористость слоя $\varepsilon = 0,45$, удельная поверхность пылевых частиц в слое на 1 кг пыли $s_D \approx 1630$ м²/кг, соответствующая диаметру частицы около 2 мкм, толщина слоя пыли $\Delta = 2$ мм. Также приняты следующие параметры для кинематической вязкости $\nu = 10^{-5}$ м²/с и эффективного коэффициента диффузии в парогазовой смеси $D = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с.

На рис. 6 видно, что температуры $T = 600$ °С для пылевой поверхности и $T = 900$ °С уже вполне достаточны для установления высокой концентрации водорода вблизи внешней поверхности металла.

Приведём ещё несколько комментариев относительно результатов, показанных на рис. 6. В расчётах предполагалось, что характерное время заполнения ВК водяным паром составляет $\tau_1 \approx 40$ с. Тем не менее это время считалось значительно больше времени установления квазистационарного решения уравнения (18). В результате динамика относительной концентрации водорода на границе СКПС для плотного слоя Ве в начальный момент времени снижалась в связи с постепенным ростом давления в системе и выходила на некоторое постоянное значение в дальнейшем. Для графиков, относящихся к случаю окисления пыли, такого снижения не наблюдается потому, что динамика окисления пыли принципиально пропорциональна плотности водяного пара в модели окисления пыли. В результате относительная концентрация водорода на границе СКПС практически сразу выходит на постоянную величину.

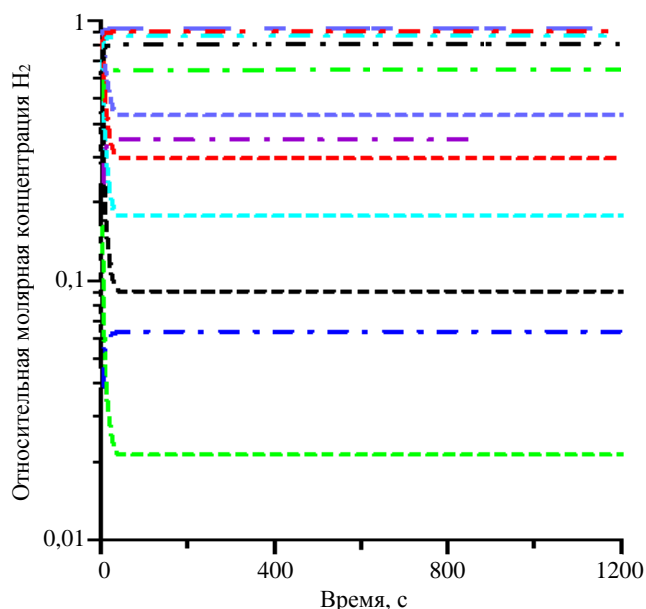


Рис. 6. Динамика относительной молярной концентрации водорода в смеси пар—водород на боковой границе твёрдой стенки ВК при различных температурах. Графики получены из численного решения уравнения (18) для двух геометрий металлического бериллия: пылевой слой (dust [7]), T равно: — — — 873, — — — 973, — — — 1073, — — — 1173, — — — 1273, — — — 1373, — — — 1473 К; твёрдая поверхность (dense [2]), T равно: - - - 1073, - - - 1173, - - - 1273, - - - 1373, - - - 1473 К

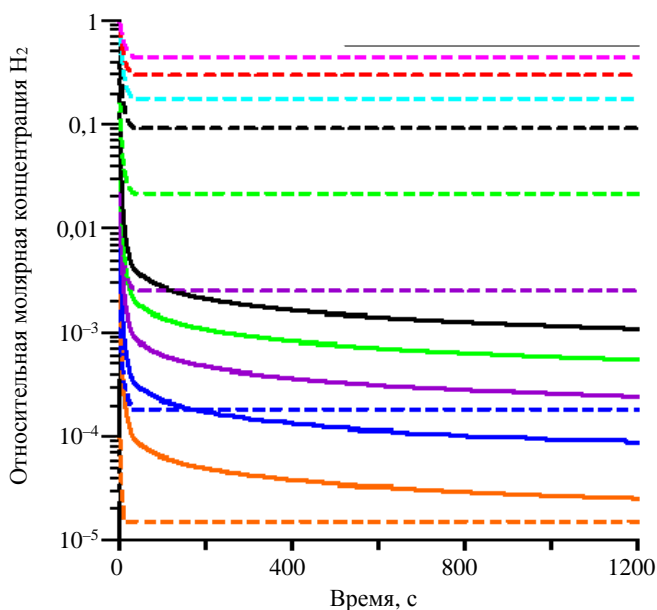


Рис. 7. Динамика относительной молярной концентрации водорода в смеси пар—водород на боковой границе твёрдой стенки ВК при различных температурах. Графики получены из решения уравнения (18) для твёрдой поверхности бериллиевых тайлов с использованием приближенной параболической корреляции окисления, полученной на основании данных работы [25], T равно: — 773, — 873, — 973, — 1073, — 1173 К; корреляции INL для плотного бериллия [2], T равно: - - - 773, - - - 873, - - - 973, - - - 1073, - - - 1173, - - - 1273, - - - 1373, - - - 1473 К

мощную кинетику окисления в корреляции INL для плотного Ве в сравнении с экспериментальными результатами НИИЭФА им. Д.В. Ефремова.

Отметим, что показатель степени n в корреляции окисления, полученной из анализа результатов НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, значительно ближе к $n = 0,5$, чем к $n = 1$ (как в корреляции INL). Это использовано при построении графиков на рис. 7. В результате концентрация H_2 постепенно снижается на всём временном интервале.

Поэтому для более глубокого понимания нужны дополнительные детальные эксперименты по окислению Ве, включающие зависимости от времени и анализирующие различные геометрии (сплошной слой и пылевой слой). Эксперименты должны охватывать широкий диапазон температур, включая, в первую очередь, относительно низкие ($T \sim 400\text{—}800$ °С), но также и высокие температуры ($T \sim 1000\text{—}1200$ °С), в том числе приближающиеся к температуре плавления бериллия и даже выше.

Итак, полученные результаты показывают, что вероятность достижения пороговых значений концентрации топлива (водорода) для возникновения горения и детонации значительно выше для бериллиевой пыли при одной и той же температуре. Однако при достаточно высокой температуре для случая окисления сплошной бериллиевой поверхности также возможно приближение к пороговым значениям. Ещё более высокие значения концентрации водорода ожидаются в самом верху ВК вблизи её потолка (см. рис. 4).

КОНВЕКЦИЯ РЭЛЕЯ—БЕНАРА

В нижней части ВК расположен дивертор. Вольфрамовая поверхность дивертора при высокой температуре также подвергается окислению водяным паром с выходом водорода (с другой по отношению к бериллию интенсивностью). Изложенные далее соображения, строго говоря, относятся к горизонтальным и не имеющим слишком большого наклона к горизонтали частям поверхности дивертора.

В связи с выделением водорода газовая смесь вблизи поверхности дивертора оказывается обогащена водородом. Следует иметь в виду, что дивертор выполнен из вольфрама и перекрывает почти всю нижнюю

Установившаяся концентрация H_2 на границе СКПС во много раз (при высокой температуре более чем на порядок, а при низкой температуре даже на 2—3 порядка) превышает этот параметр для окисления плотного слоя Ве (тайлы ПС). Это означает, что даже если площадь пылевых слоёв в ВК на порядки меньше, чем площадь бериллиевой облицовки, всё равно необходимо при анализе учитывать окисление пыли. При высокой температуре вся толщина пылевого слоя полностью окисляется, что можно видеть из обрыва графиков в определённые моменты времени.

На рис. 7 отдельно показаны результаты сравнения зависимостей концентрации водорода на границе СКПС от времени для бериллиевой поверхности ПС (твёрдый слой), полученных по корреляциям INL и корреляциям для окисления отечественного бериллия, полученным на основании результатов работы [25]. Из сравнения графиков видно, что лишь для относительно низкой температуры ($T = 773\text{—}873$ К) наблюдается качественное согласие результатов, полученных по двум корреляциям. При высокой температуре корреляция INL даёт значительно более высокие результаты, что означает значительно более

(донную) часть ВК. Анализ имеющихся экспериментальных данных [26] позволяет сделать вывод о том, что при температуре $T < 900$ К скорость генерации водорода при окислении вольфрама сравнима с этим параметром для случая окисления бериллия. Однако с ростом температуры кинетика окисления бериллия начинает расти быстрее и при температуре $T > 1050$ К становится интенсивнее кинетики окисления вольфрама примерно на порядок величины.

В начальный интервал времени происходит встречная диффузия потоков водорода вверх и водяного пара вниз, приводящая к расширению слоя обогащённой водородом смеси. Этот процесс продолжается до тех пор, когда толщина слоя Λ (см. рис. 4) достигает порога, определяющего переход к естественной конвекции типа конвекции Рэлея—Бенара. Порог определяется критическим значением числа Рэлея $Ra_B = Ra_{B,cr}$, $Ra_{B,cr} \sim 10^3$ [18]. Число Рэлея в этой задаче определено как

$$Ra_B = \frac{g\beta_B \Lambda^3}{\nu D}. \quad (21)$$

Здесь β_B — относительное уменьшение плотности газовой смеси благодаря обогащению её водородом на нижней внутренней границе ВК. При $\beta_B \sim 0,1$ критическая толщина $h_{cr} = \left(\frac{\nu D Ra_{B,cr}}{g\beta_B} \right)^{1/3} \sim 1$ см. Она

достигается за время $\tau_{cr} \sim \frac{h_{cr}^2}{4D} \sim 1$ с. Далее верхняя граница обогащённого водородом слоя благодаря теперь уже конвективному переносу сдвигается вверх согласно уравнению

$$\frac{dh}{dt} = b \frac{c}{h} Ra_B^\gamma, \quad (22)$$

где $b \sim 1$; $\gamma = 1/4$ при $10^3 < Ra_B < 10^5$ — ламинарный режим; $\gamma = 1/3$ при $Ra_B > 10^5$ — турбулентный режим.

ОБЩАЯ СТРУКТУРА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВОДОРОДА С УЧЁТОМ ВЛИЯНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ВЕТРА

Начнём с обсуждения распределения водорода непосредственно у потолка ВК. Оно формируется за счёт выделения водорода с самого потолка. Возникает встречная диффузия водорода вниз от границы и пара навстречу. Снизу толщина образующегося таким способом обогащённого водородом слоя ограничивается крупномасштабным турбулентным течением в основном объёме — турбулентным ветром, который перемешивает пароводородную смесь с разными концентрациями водорода. Отсюда понятно, что толщина прилегающего к верхней границе ВК обогащённого водородом диффузионного газового слоя будет иметь порядок толщины вязкого подслоя крупномасштабного течения Δ (см. рис. 4), которая на временах $t \sim \tau \sim 10^3$ с имеет оценку $\Delta \sim 1$ см. Аналогично (18) из условия баланса массы водорода возникает уравнение для концентрации водорода на потолке c_c :

$$Q_c(t)(1 - c_c) = \frac{D(c_c - c_l)}{\Delta}, \quad (23)$$

где $Q_c(t)$ — нормированная на концентрацию газовой смеси и единицу площади плотность потока молекулярного водорода со слоя оксида бериллия к верхней границе ВК при условии, что концентрация водорода на этой границе равна нулю $c_c = 0$. Из (23) имеем

$$c_c = c_l + \frac{Q_c(t)(1 - c_l)}{Q_c(t) + \frac{D}{\Delta}}. \quad (24)$$

Из сравнения (19), (20) и (17) с (24) приходим к выводу, что в случае режима лимитизации внутридиффузного сопротивления отношение концентрации на потолке к её значению на боковой границе ВК равно

$$\frac{c_c}{c_l} \sim 1 + \frac{Q_c \Delta}{Q_l H} Ra_{BL}^{1/3}. \quad (25)$$

Полагая в выражении $Ra_{BL} = \frac{g\beta H^3}{\nu D}$, $Q_c \sim Q_l$, $\beta \sim 10^{-2}—10^{-1}$, $H \sim L \sim 10^3$ см и $D \sim 10^{-1}$ см²/с, заключаем, что может иметь место $c_c \gg c_l$. Таким образом, концентрация водорода в слое порядка $\Delta \sim 1$ см на потолке ВК может быть значительно больше концентрации в СКПС (на боковой стенке ВК), результаты расчёта которой показаны на рис. 6.

Благодаря влиянию турбулентного ветра (крупномасштабного течения в объёме ВК) поток газовой смеси, обусловленный действием пограничного слоя на боковой границе, способствует обогащению водородом основной части объёма ВК, расположенной ниже прижатого к потолку горизонтального слоя толщиной Δ .

Снизу вблизи дна ВК с учётом проведённого анализа при условии, что $\Lambda < h_{cr}$ (h_{cr} — критическая толщина по отношению к зарождению конвекции Рэлея—Бенара), возникает ситуация, вполне аналогичная той, что имеет место вблизи потолка. В данном случае перенос водорода также осуществляется диффузионным путём, и возникает обогащённый водородом горизонтальный слой толщиной Λ (см. рис. 4), в котором концентрация определяется выражением

$$c_b \approx \frac{Q_b(t)}{Q_b(t) + \frac{D}{\Lambda}}, \quad (26)$$

где $Q_b(t)$ — относящаяся к дну плотность потока водорода, определённая аналогично $Q_c(t)$.

В обратном случае, когда $\Lambda > h_{cr}$, перенос водорода происходит посредством конвекции Рэлея—Бенара, и тогда концентрация водорода в придонном слое c_b толщиной Λ определяется формулами (19), (20), в которых следует произвести замены

$$c_l \rightarrow c_b; Q_l(t) \rightarrow Q_b(t); q_{BL} \rightarrow q_{RB} \sim \frac{Dc_b}{\Lambda} Ra_{RB}^{1/3}, \text{ где } Ra_{RB} \sim \frac{g\beta_B \Lambda^3}{\nu D}. \quad (27)$$

Для возникновения горения или детонации водорода необходимо также наличие доступного воздуха (см. рис. 3) (во Введении были перечислены два сценария, когда это становится возможным).

В случае сценария 1 происходит одновременное поступление в ВК воды и воздуха через два отдельных разрыва. Отметим, что для характерного сечения обоих разрывов около 0,01 м² массовый расход воды будет значительно превышать расход воздуха, а характерные времена заполнения ВК будут порядка 10 с (для водяного пара) и 10³ с (для воздуха).

При реализации сценария 2 в первые секунды после начала аварии в ВК будет поступать только вода. В зависимости от места расположения течи (верхний, средний или нижний уровень) время задержки между началом поступления воды и началом поступления воздуха может составлять от 10 до 10² с. Таким образом, учитывая характерные временные масштабы рассмотренной задачи стратификации H₂ (см. рис. 6 и 7), существует вероятность реализации условий горения/детонации водородно-паровоздушной смеси (см. рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итогом настоящей работы является физическая модель, предназначенная для выполнения качественных оценок структуры распределения водорода, в том числе и возможности его стратификации, в вакуумной камере токамака в аварийных ситуациях, связанных с поступлением воды из системы охлаждения первой стенки или дивертора (авария типа LOCA) и последующим окислением бериллия. Основными элементами модели являются пограничный слой на боковой границе ВК, диффузия вблизи потолка ВК, турбулентное течение в основном объёме ВК — турбулентный ветер, а также диффузия и конвекция вблизи дна ВК.

С использованием разработанной модели установлено, что вблизи потолка и дна ВК за счёт встречной диффузии водорода и водяного пара образуются относительно тонкие $\Delta \sim 1$ см горизонтальные слои газовой смеси с концентрацией водорода $c > 0,1$. Ниже такого слоя у потолка благодаря действию вос-

ходящего свободно-конвективного пограничного слоя на боковой поверхности границы ВК образуется область с меньшими, но также повышенными концентрациями водорода.

Полученные расчётные оценки свидетельствуют о необходимости дальнейших прецизионных исследований, включая экспериментальные, распределения водорода в объёме ВК на установках типа токамак в рамках решения задач водородной безопасности.

Работы выполнены в рамках НИР «Развитие законодательной и нормативной базы в области использования атомной энергии, включая новые типы ядерных установок, термоядерные и гибридные системы» федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» комплексной программы Российской Федерации «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Merrill Brad J., Moore Richard L., Sharpe J. Phillip.** A preliminary assessment of beryllium dust oxidation during a wet bypass accident in a fusion reactor. — *Fusion Engineering and Design*, 2009, vol. 84, p. 1285—1288.
2. **Moore Richard L.** Final Report on ITER Task Agreement 81-08. Idaho National Laboratory, Idaho Falls, Idaho 83415, March 2008, INL/EXT-08-13894.
3. **Сорокин С.И., Давыдов Д.А.** Моделирование химического взаимодействия бериллиевой облицовки с водяным паром в замкнутой полости. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2004, вып. 1, с. 10—20.
4. **Давыдов Д.А., Холопова О.В., Колбасов Б.Н.** Образование и деградация оксидных плёнок на бериллии. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2010, вып. 2, с. 39—49.
5. **Пашков А.Ю.** Оценка возможности образования и взрыва гремучей смеси после аварии с истечением воды и прорывом воздуха в вакуумную камеру ДЕМО-ТИН. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 2, с. 78—91.
6. **Iseli M.** In-vessel hydrogen deflagration and detonation in ITER-FEAT. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 54, p. 421—430.
7. **Васильев А.Д., Долганов К.С., Киселёв А.Е., Матвеев Л.В., Семёнов В.Н.** Инженерная модель окисления слоя бериллиевой пыли в условиях аварии с истечением теплоносителя из системы охлаждения в вакуумную камеру ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, т. 45, вып. 2, с. 37—49.
8. **Shapiro Z.M., Moffette T.R.** Hydrogen Flammability Data and Application to PWR Loss-of-Coolant Accident. WAPD-SC-545, Westinghouse Electric Corp. — Pittsburgh: Bettis Plant, 1957.
9. **Statu** Report on Hydrogen Management and Related Computer Codes. NEA/CSNI/R (2014) 8, June 2014.
10. **Bentaib A., Meynet N., Bleyer A.** Overview on hydrogen risk research and development activities: methodology and open issues. — *Nucl. Eng. Technol.*, 2015, vol. 47, p. 26—32.
11. **ITER** Technical Basis. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2002.
12. **Technical** Basis for the ITER Final Design Report. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2004.
13. **Fukuda M., Seki Y., Ezato K., Yokoyama K., Nishi H., Suzuki S., Hirai T.** Performance evaluation of tungsten for ITER divertor toward mass production. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 167(3), Article 112283; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2021.112283>.
14. **Chuyanov V., Topilski L.** Prevention of hydrogen and dust explosion in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2006, vol. 81, p. 1313—1319.
15. **Redlinger R., Baumann W., Breitung W., Dorofeev S., Gulden W., Kuznetsov M., Lelyakin A., Necker G., Royl P., Singh R.-K., Travis J., Vesper A.** 3D-analysis of an ITER accident scenario. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 75—79, p. 1233—1236.
16. **ITER** Preliminary Safety Report. V. I and II, ITER_D_3ZR2NC v1.0, 2010.
17. **Three-Dimensional** Analysis of Combustible Mixture Generation in an ITER-FEAT First Wall Coolant Leak Scenario. Report FZKA-6663, Karlsruhe, 2001.
18. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Гидродинамика. — М.: Физматлит, 2006.
19. **Семенов В.Н., Стародубцева Л.П., Соков Л.М.** Неравновесная модель истечения теплоносителя через трещины в трубах для обоснования концепции «Течь перед разрушением». — *Известия Академии наук. Сер. Энергетика*, 2004, № 2, с. 101—107.
20. **Plesset M.S., Zwick S.A.** The growth of vapour bubbles in superheated liquids. — *J. of Applied Physics*, 1954, vol. 25, № 4, p. 38—43.
21. **Френкель Я.И.** Кинетическая теория жидкостей. — Л.: Наука, 1975. 592 с.
22. **Скрипов В.П.** Метастабильная жидкость. — М.: Наука, 1972. 307 с.
23. **Ермаков Г.В., Липнягов Е.В.** Критерий гомогенности вскипания перегретых жидкостей. — *Теплофизика и аэромеханика*, 2008, т. 15, № 4, с. 667—675.
24. **Сорокин С.И., Давыдов Д.А.** Исследование константы скорости реакции при окислении водяным паром компактного и пористого бериллия и бериллиевого порошка. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2002, вып. 3—4, с. 102—117.
25. **Ovchinnikov I., Komarov A., Kuznetsov V., Titov V.** Real-time measurement of hydrogen generation level during beryllium dust oxidation by steam depending on the dust arrangement geometry. — *Fusion Engineering and Design*, 2006, vol. 81, p. 2073—2084.
26. **Smolik G.R.** Tungsten Alloy Oxidation Behavior. Tungsten Alloy Oxidation Behavior. Report EGG-FSP-10166, March 1992, Idaho National Laboratory, Idaho Falls, US.

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ РАН (ИБРАЭ РАН), 115191
МОСКВА, БОЛЬШАЯ ТУЛЬСКАЯ ул. 52, РОССИЯ



Александр Дмитриевич Васильев, с.н.с., к.ф.-м.н.
vasil@ibrae.ac.ru



Кирилл Сергеевич Долганов, заведующий лабораторией, к. техн. н.
dolganov@ibrae.ac.ru



Аркадий Евгеньевич Киселёв, заведующий отделением, д. техн. н.
ksv@ibrae.ac.ru



Петр Сергеевич Кондратенко, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н.
kondrat@ibrae.ac.ru



Леонид Владимирович Матвеев, директор ИБРАЭ РАН, д.ф.-м.н.
matweev@ibrae.ac.ru



Владимир Николаевич Семёнов, заместитель заведующего отделением, д.ф.-м.н.
semenov@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 23 марта 2023 г.

После доработки 2 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 72—86.

УДК 538.945

МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ, ОХЛАЖДАЕМЫХ ЖИДКИМИ ХЛАДАГЕНТАМИ, ПРИ ВВОДЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

В.Р. Романовский, М.Н. Макаренко

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Проведён анализ возможных макроскопических механизмов разрушения сверхпроводящих свойств высокотемпературного сверхпроводника на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, охлаждаемого жидким гелием или азотом, при вводе в него переменного тока. Показано, что их природа может носить как тепловой характер, так и теплоэлектродинамический, в основе которого лежит взаимосвязанное изменение электромагнитного поля, индуцированного внутри сверхпроводника, и его температуры. Перед возникновением неустойчивых состояний может наблюдаться интенсивная стабильная диссипация энергии, которая не учитывается в существующей теории потерь. Они приводят к стабильным закритическим значениям введённого тока и электрического поля, индуцированного внутри сверхпроводника перед возникновением неустойчивости, и соответственно высоким допустимым перегревам. Обсуждённые результаты расширяют рамки практического использования высокотемпературных сверхпроводников.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник, транспортный ток, вольт-амперная характеристика, токовые неустойчивости.

DESTRUCTION MECHANISMS OF SUPERCONDUCTIVITY OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTORS COOLED BY LIQUID COOLANT DURING AC CURRENT CHARGING

V.R. Romanovskii, M.N. Makarenko

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

An analysis of the current-carrying capacity of the intensively cryo-cooled (liquid helium and nitrogen) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductor during alternating current charging was performed. Mechanisms for the occurrence of current instability were formulated, which depend on the related changes of the temperature and electrodynamic state. It is shown that before the onset of unstable states, an intense stable dissipation of energy, which is not taken into account in the existing theory of losses, may occur. These stable modes can be defined as overloaded modes. They lead to stable overcritical values of the induced electric field inside the superconductor before the occurrence of instability. The results obtained extend the frame of the practical application of high-temperature superconductors.

Key words: high-temperature superconductor, transport current, voltage-current characteristic, current instability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-87-96

ВВЕДЕНИЕ

Проблема исследования механизмов нарушения работоспособности сверхпроводящих токонесущих элементов магнитных систем является одной из актуальных проблем технической сверхпроводимости. Как известно, особенностями процессов, протекающих в сверхпроводниках, являются диссипативные явления, обусловленные, например, изменяющимся внешним магнитным полем или вводимым током. Они могут приводить к преждевременному разрушению сверхпроводящего состояния.

В настоящее время высокотемпературные сверхпроводники второго поколения (на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) рассматриваются в качестве одного из возможных проводников для токонесущих элементов электромагнитных систем термоядерных установок. Решение возникающих при этом проблем, например, стабильности сверхпроводящего состояния при вводе тока [1], работоспособности проводов на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при высоких механических напряжениях [2], позволяет сформулировать физико-технические основы проектирования электрофизических установок на их основе.

В связи с этим в настоящей статье сформулированы теплоэлектродинамические механизмы, лежащие в основе формирования устойчивых режимов работоспособности высокотемпературного сверхпроводника на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, охлаждаемого жидким криохладагентом, при интенсивной токовой нагрузке, которая возникает при вводе в него переменного тока.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В общем случае динамика макроскопических состояний сверхпроводящих сред должна быть описана многомерными нестационарными уравнениями Фурье и Максвелла, позволяющими учесть пространственные и временные особенности неизотермического проникновения электромагнитного поля внутрь сверхпроводника. Однако проводимые при этом численные расчёты громоздки и трудоёмки в силу математической сложности используемых моделей и методов, которые, как правило, ориентируются на использование метода конечных элементов [3—5]. Как следствие, анализ механизмов, лежащих в основе возникновения неустойчивых состояний, весьма затруднителен. Для их понимания можно использовать более простые модели [6, 7].

Рассмотрим, как и в классической работе Бина [8], проблему устойчивости сверхпроводящего состояния бесконечно длинной пластины ($-a < x < a$; $-b < y < b$; $-\infty < z < \infty$; $b \gg a$). Предположим, что:

— сверхпроводник на основе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ находится в постоянном внешнем магнитном поле B , параллельном его поверхности, которое полностью проникло в пластину;

— сверхпроводник охлаждается жидким гелием или азотом;

— в пластину в направлении оси z вводится переменный ток, который изменяется во времени по синусоидальному закону с пиковым значением I_m ;

— вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается степенным законом, в котором зависимость критического тока от температуры аппроксимируется линейной зависимостью.

В рамках данных предположений воспользуемся, как и в [6], нульмерным приближением. Тогда электрическое поле E и температура T , индуцированные в сверхпроводящей пластине, будут зависеть от плотности тока J , вводимого в пластину. Соответственно формирование состояний высокотемпературного сверхпроводника может быть описано системой уравнений вида

$$C(T)dT/dt = -q(T)/a + E(t)J(t); \quad T(0) = T_0; \quad (1)$$

$$E(t) = E_c [J(t)/J_c(T, B)]^{n(T, B)}; \quad (2)$$

$$J(t) = I_m \sin(2\pi ft)/S; \quad (3)$$

$$J_c(T, B) = J_{c0}(B)(T_{cB}(B) - T)/(T_{cB}(B) - T_0). \quad (4)$$

Здесь C — удельная теплоёмкость сверхпроводника; E_c — условно заданная критическая напряжённость электрического поля, используемая для определения критической плотности тока J_c ; J_{c0} и T_{cB} — критические параметры сверхпроводника при температуре хладагента и заданном магнитном поле B ; n — показатель нарастания вольт-амперной характеристики; f — частота изменения вводимого тока; $S = 4ab$ — площадь поперечного сечения пластины.

Как известно, установившиеся условия охлаждения твёрдого тела жидким хладагентом характеризуются наличием пузырькового и плёночного режимов кипения. Опишем согласно [9] тепловой поток $q(T)$ с поверхности в жидкий криохладагент, учитывающий оба режима кипения, соотношениями

$$q(T) \left[\text{Вт/см}^2 \right] = \begin{cases} 2,15(T - T_0)^{1,5}, & T \leq T_0 + \Delta T_{cr}; \\ 0,06(T - T_0)^{0,82}, & T > T_0 + \Delta T_{cr} \end{cases} \quad (5)$$

при охлаждении сверхпроводника жидким гелием, принимая $T_0 = 4,2$ К и $\Delta T_{cr} = 0,6$ К, и

$$q(T) \left[\text{Вт/см}^2 \right] = \begin{cases} 0,04(T - T_0)^{2,4}, & T \leq T_0 + \Delta T_{cr}; \\ 0,036(T - T_0)^{0,76}, & T > T_0 + \Delta T_{cr}, \end{cases} \quad (6)$$

полагая $T_0 = 77,3$ К и $\Delta T_{cr} = 10$ К при охлаждении сверхпроводника жидким азотом.

Температурную зависимость теплоёмкости $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ будем рассчитывать по формуле

$$C(T) \left[\text{Дж/(см}^3 \cdot \text{К)} \right] = \begin{cases} 2,6868 \times 10^{-4} / T^2 + 1,0135 \cdot 10^{-4} T + \\ + 2,5338 \times 10^{-6} T^3 + 7,1712 \cdot 10^{-9} T^5, & T \leq 26 \text{ К}; \\ 2,0228 \times 10^{-4} T^2 - 7,8163 \cdot 10^{-9} T^4, & T > 26 \text{ К} \end{cases} \quad (7)$$

согласно работе [10].

Параметры J_{c0} , T_{cB} и n для различных значений температуры хладагента и внешнего магнитного поля будем определять на основе теории, предложенной в [11]. На рис. 1 показаны расчётные зависимости $J_c(T, B)$ и их линейные аппроксимации, а также кривые $n(T, B)$, вычисленные согласно [11]. Они использовались для соответствующих оценок J_{c0} , T_{cB} и n для заданных значений T_0 и B .

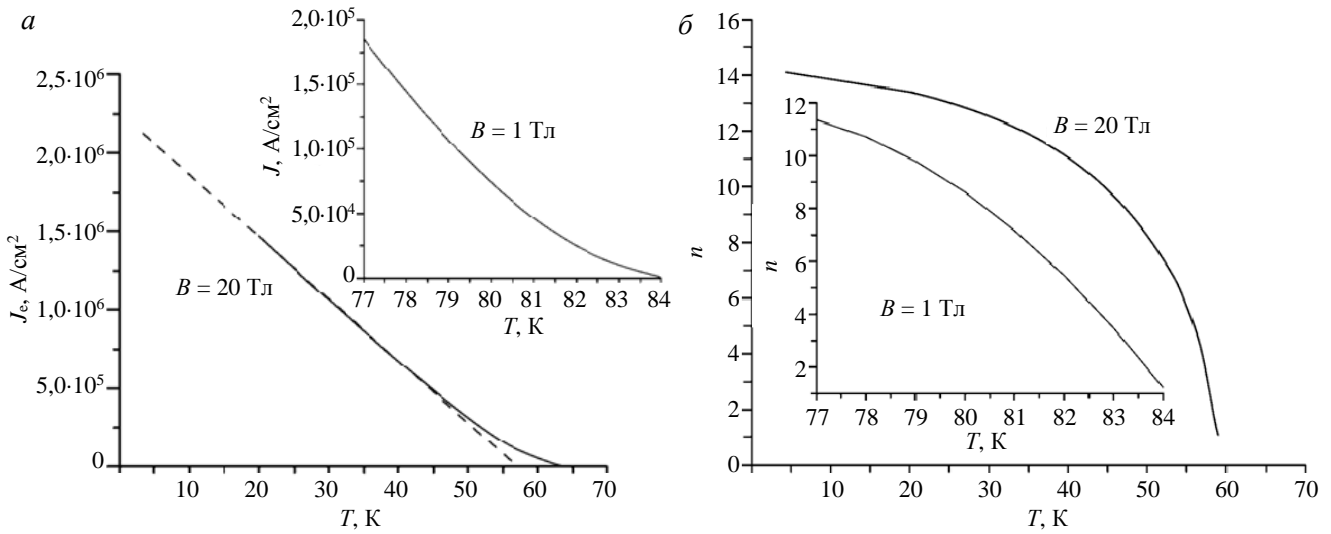


Рис. 1. Температурно-полевые зависимости $J_c(T, B)$ и их линейные аппроксимации (а) и значения $n(T, B)$ (б) для $YBa_2Cu_3O_7$ при различных индукциях внешнего магнитного поля, рассчитанные согласно [11]

Определение предельно допустимого тока, стабильно протекающего в сверхпроводящей пластине, выполним также в предположении, что температура, электрическое поле и плотность тока изменяются квазистационарно, т.е. в приближении бесконечно медленного ввода тока ($dl/dt \rightarrow 0$), как это было сделано в [12]. Тогда квазистационарные значения температуры и напряжённости электрического поля как функции плотности введённого тока J следуют из решения уравнения

$$EJ = q(T)/a \tag{8}$$

с учётом уравнений (2)—(4).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Обсудим, используя сформулированные модели, физические особенности срыва токонесущей способности высокотемпературного сверхпроводника, охлаждаемого жидкими криохладагентами, когда в него вводится переменный ток.

На рис. 2 показана динамика температуры, электрического поля и тепловых потерь в $YBa_2Cu_3O_7$ с геометрическими параметрами $2a = 10^{-4}$ см, $2b = 1$ см при вводе в него тока с малой частотой ($f = 10$ Гц) и различных пиковых значениях I_m , близких к предельно допустимому. Предполагалось, что сверхпроводник находится во внешнем магнитном поле с индукцией $B = 20$ Тл и охлаждается жидким гелием. Расчёт данных состояний был выполнен согласно модели (1)—(7). При моделировании тепло-

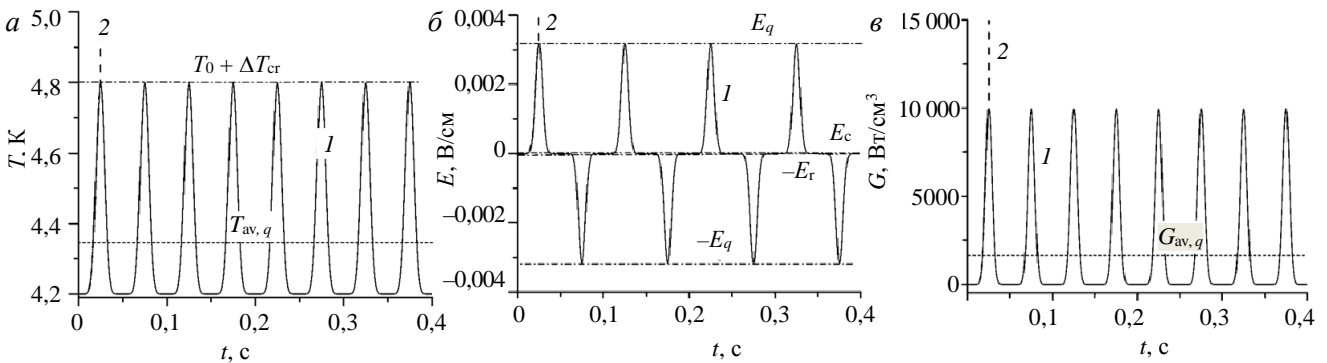


Рис. 2. Изменение температуры (а), электрического поля (б) и тепловые потери (в) в сверхпроводящей пластине на основе $YBa_2Cu_3O_7$, охлаждаемой жидким гелием, при стабильном $I_m = 314,7$ А (1) и нестабильном $I_m = 314,8$ А (2) вводе переменного тока с частотой $f = 10$ Гц

электродинамических состояний рассматриваемого сверхпроводника его критические параметры принимались равными $J_{c0} = 2,11 \cdot 10^6$ А/см² ($I_{c0} = J_{c0}S = 211$ А) и $E_c = 10^{-5}$ В/см, значения n и критической температуры сверхпроводника были приняты равными $n = 14$, $T_{cB} = 57$ К согласно зависимостям, показанным на рис. 1.

Представленные результаты описывают метастабильную эволюцию температуры, напряжённости электрического поля и тепловых потерь, индуцированных в сверхпроводнике. Из них следует, что нарушение токонесущей способности рассматриваемого сверхпроводника, охлаждаемого жидким гелием, является следствием его теплового перегрева, инициирующего переход от пузырькового режима кипения к плёночному. В этом случае максимально допустимые пиковые значения электрического поля, тока и температуры, после превышения которых возникает неустойчивость, равны $E_q = 3,17 \cdot 10^{-3}$ В/см $\gg E_c$, $I_q = 314,7$ А $> I_{c0} = 211$ А, $T_q = 4,8$ К (см. рис. 2). Они также следуют из модели (2)—(4), (8) и условия $T_q = T_0 + \Delta T_{cr}$. В результате допустимые значения электрического поля, индуцированного вводом переменного тока, более чем в 300 раз превышают условно заданную величину E_c и почти в 1,5 раза выше условного значения критического тока I_{c0} . Как следствие, при вводе тока наблюдаются высокие устойчивые пиковые значения тепловых нагрузок (см. рис. 2, в). Отметим, что, как показывают расчёты на основе модели, учитывающей пространственное изменение температуры и напряжённости электрического поля в направлении оси x , малая толщина сверхпроводника практически не приводит к влиянию поперечного размера на формирование его теплоэлектродинамических состояний.

Состояния, показанные на рис. 2, могут быть описаны и в терминах усреднённых значений, определив их как

$$T_{av} = \frac{1}{t} \int_0^t T dt, \quad G_{av} = \frac{1}{t} \int_0^t EJ dt, \quad W_{av} = \frac{1}{t} \int_0^t \frac{q}{a} dt.$$

В качестве иллюстрации на рис. 3, а показаны соответствующие зависимости от времени усреднённой температуры сверхпроводника T_{av} при протекании по нему стабильного ($I_m = 314,7$ А) и нестабильного ($I_m = 314,8$ А) токов. Представленные результаты показывают, что установившиеся колебания температуры сверхпроводника при устойчивом вводе переменного тока, близкого к току возникновения неустойчивости, происходят в окрестности характерного граничного значения $T_{av,q}$. Аналогичные флуктуации вокруг характерного граничного значения $G_{av,q}$ наблюдаются и у джоулевых потерь энергии. При этом между этими значениями существует прямая связь (рис. 3, б). Она не учитывается в существующей теории потерь. Как следствие, либо среднее значение максимально допустимой температуры сверхпроводника $T_{av,q}$ перед началом перехода в нормальное состояние, либо соответствующее значение тепловыделения $G_{av,q}$ определяет границу устойчивых состояний, ниже которой будут происходить стабильные флуктуации теплоэлектродинамических состояний сверхпроводника. Значения $T_{av,q}$ и $G_{av,q}$ также показаны на рис. 2, а, в, демонстрируя, что пиковые тепловые нагрузки, которые может устойчиво выдержать сверхпроводник, весьма значительны и заметно превышают значения $T_{av,q}$ и $G_{av,q}$.

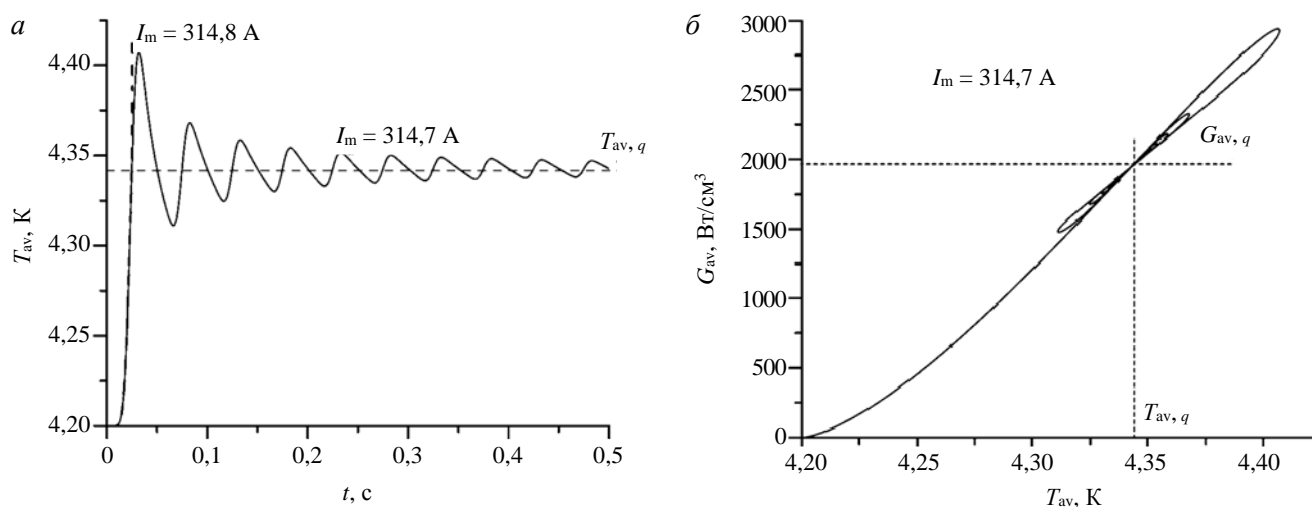


Рис. 3. Изменение во времени усреднённых значений температуры (а) и зависимость средних значений тепловых потерь от средней температуры сверхпроводника (б) вблизи границы устойчивости при $f = 10$ Гц, которая описывается взаимосвязанными значениями ($T_{av,q}$, $G_{av,q}$)

На рис. 4 показаны температурно-амперная и вольт-амперная характеристики рассматриваемого сверхпроводника при вводе как постоянного тока в приближении $dI/dt \rightarrow 0$ (пунктирная кривая), так и переменного тока с частотой $f = 10$ Гц (сплошная кривая) вплоть до границы токовой неустойчивости. Видно, что для заданных параметров результаты расчётов правых частей характеристик как в рамках нестационарной (1)—(7), так и квазистационарной (2)—(4), (8) моделей практически не отличаются друг от друга. Это объясняется тем, что при использовании в качестве хладагента жидкого гелия установив-

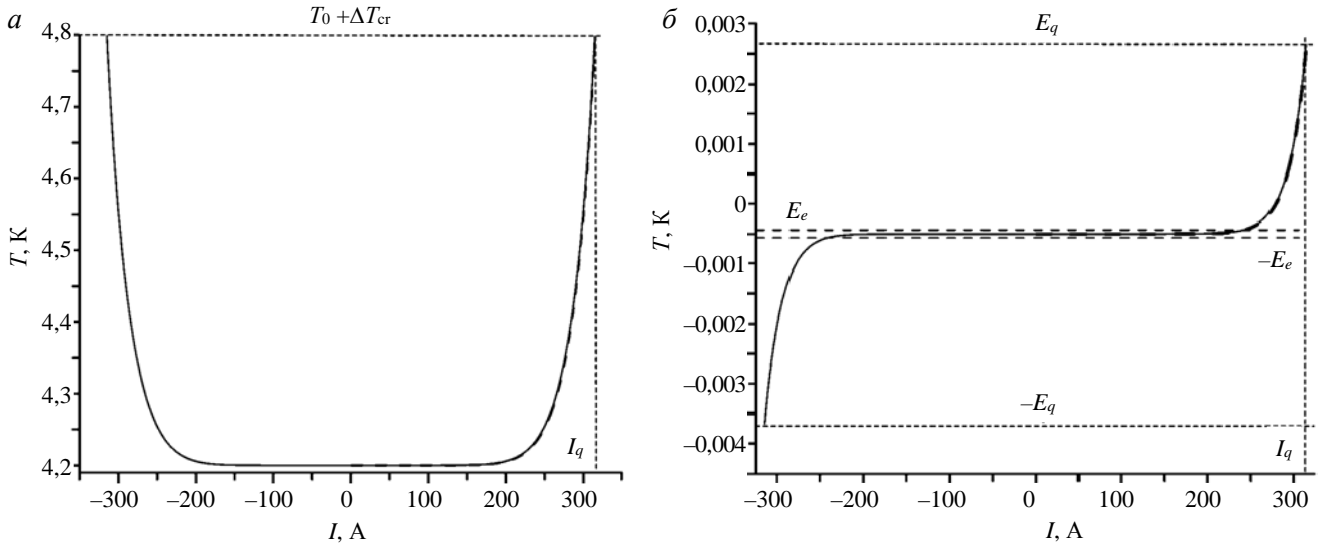


Рис. 4. Нестационарные (—, $f = 10$ Гц) и статические (---) зависимости $T(I)$ и $E(I)$ при стабильном вводе тока с пиковым значением $I_m = 214,7$ А

шиеся состояния сверхпроводника формируются за очень короткое время, как следует из рис. 2. Аналогичные зависимости наблюдаются и при увеличении частоты вводимого тока. На рис. 5 показаны температурно-амперная и вольт-амперная характеристики рассматриваемого сверхпроводника как при вводе постоянного (пунктирная кривая), так и переменного (сплошная кривая) токов с частотой $f = 100$ Гц. Видно, что разница между квазистационарными и нестационарными состояниями сверхпроводника, охлаждаемого жидким гелием, которые возникают при высокой частоте вводимого тока, практически отсутствует. Следовательно, измеряемая в экспериментах вольт-амперная характеристика сверхпроводника, охлаждаемого жидким гелием, при вводе переменного тока практически не будет зависеть от частоты вводимого тока.

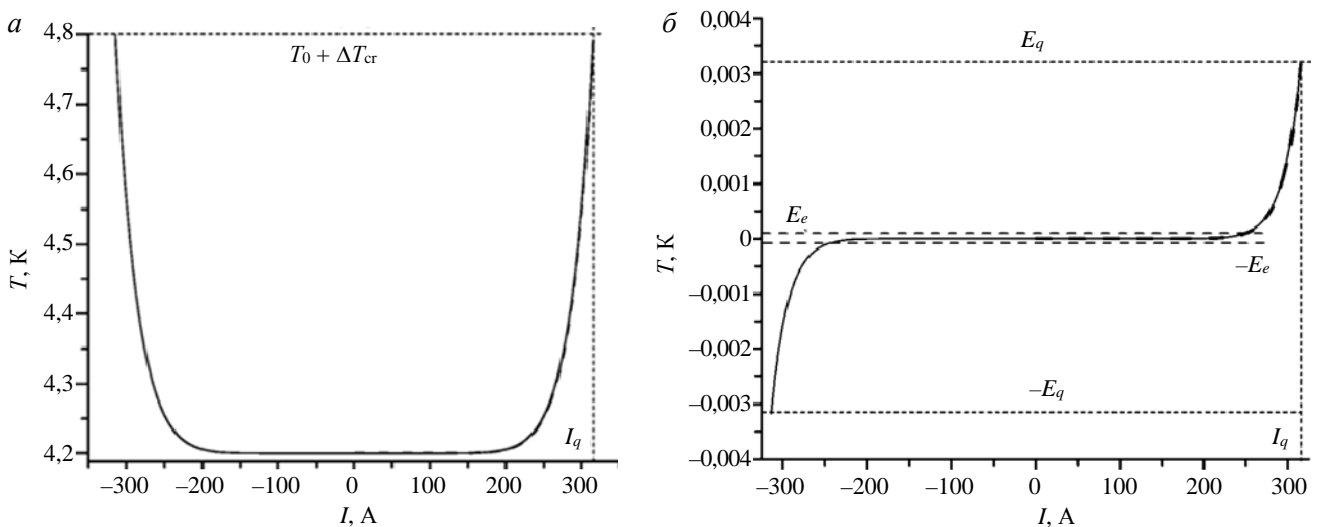


Рис. 5. Нестационарные (—, $f = 100$ Гц) и статические (---) зависимости $T(I)$ и $E(I)$ сверхпроводника, охлаждаемого жидким гелием, при стабильном вводе в него тока с пиковым значением $I_m = 314,4$ А

Результаты, показанные на рис. 2—5, наглядно демонстрируют существование теплового механизма нарушения токонесущей способности высокотемпературного сверхпроводника при вводе в

него переменного тока различной частоты. Он будет наблюдаться, когда сверхпроводник охлаждается жидким хладагентом, у которого мал критический перегрев, за пределами которого происходит переход от пузырькового кипения к плёночному. Для данных режимов охлаждения (см. рис. 4 и 5) наклон кривых $E(I)$ и $T(I)$ перед возникновением неустойчивости положителен ($\partial E/\partial I > 0$, $\partial T/\partial I > 0$). Поэтому с точки зрения формирования вольт-амперной и температурно-амперной характеристик сверхпроводника токовая неустойчивость начинает развиваться при устойчивом нарастании электрического поля и температуры [13]. Однако токовая неустойчивость может возникать при достижении условий [12, 13]

$$\partial E/\partial I \rightarrow \infty, \partial T/\partial I \rightarrow \infty. \quad (9)$$

По своему физическому смыслу они означают, что на вольт-амперной и температурно-амперной характеристиках сверхпроводника может существовать особая точка с неограниченно большим значением дифференциального сопротивления. Она разделяет вольт-амперную или температурно-амперную характеристики сверхпроводника, рассчитанные в квазистационарном приближении (2)—(4), (8), на устойчивую ($\partial E/\partial I > 0$, $\partial T/\partial I > 0$) и неустойчивую ($\partial E/\partial I < 0$, $\partial T/\partial I < 0$) ветви. При этом допустимый перегрев и значение вводимого тока зависят не только от свойств хладагента, но и от свойств сверхпроводника. Параметры срыва ввода тока могут варьироваться в широком диапазоне [13]. В связи с этим возникает вопрос о существовании токовой неустойчивости, которая может возникать в сверхпроводящих средах, охлаждаемых жидким хладагентом, до начала перехода от пузырькового режима кипения к плёночному. Обсудим механизм возникновения токовой неустойчивости в рассмотренном сверхпроводнике при вводе в него переменного тока, когда он охлаждается жидким азотом, т.е. когда температура перехода от пузырькового режима кипения к плёночному существенно выше, чем у жидкого гелия.

На рис. 6 показаны вольт-амперная (рис. 6, а) и температурно-амперная (рис. 6, б) характеристики, рассчитанные для рассматриваемого сверхпроводника, находящегося в постоянном внешнем магнитном поле $B = 1$ Тл, при протекании по нему постоянного тока, когда он возрастает квазистационарно ($dI/dt \rightarrow 0$). Расчёты были выполнены для режима пузырькового кипения при охлаждении сверхпроводника жидким азотом на основе модели (2)—(4), (8). При этом в расчётах задавались следующие параметры: $n = 11$, $E_c = 10^{-5}$ В/см, $J_{c0} = 1,74 \cdot 10^5$ А/см², $T_{CB} = 82$ К, как следует из результатов, показанных на рис. 1. Соответственно согласно (2)—(4), (8) расчётные значения параметров срыва ввода имеют следующие значения:

$$E_q = 1,18 \cdot 10^{-3} \text{ В/см} \gg E_c, I_q = 24,29 \text{ А} > I_{c0} = 18,54 \text{ А}, T_q = 78,17 \text{ К} < T_0 + \Delta T_{cr}.$$

Результаты рис. 6 показывают, что в рассматриваемом сверхпроводнике, охлаждаемом жидким азотом, его токонесущая способность в квазистационарном приближении нарушается до перехода от пузырькового режима кипения к плёночному. Другими словами, согласно условию (9) имеет место теплоэлектродинамический характер нарушения токонесущей способности сверхпроводника, когда токовая неустойчивость возникает в силу изменения не только температуры, как в случае использования жидкого гелия, но и индуцированного электрического поля. Тогда для данных условий охлаждения в основе механизма возникновения токовой неустойчивости при вводе в сверхпроводник переменного тока также будет лежать коллективное изменение и электромагнитного поля, и температуры, которое приведёт к нетривиальным значениям допустимых потерь энергии.

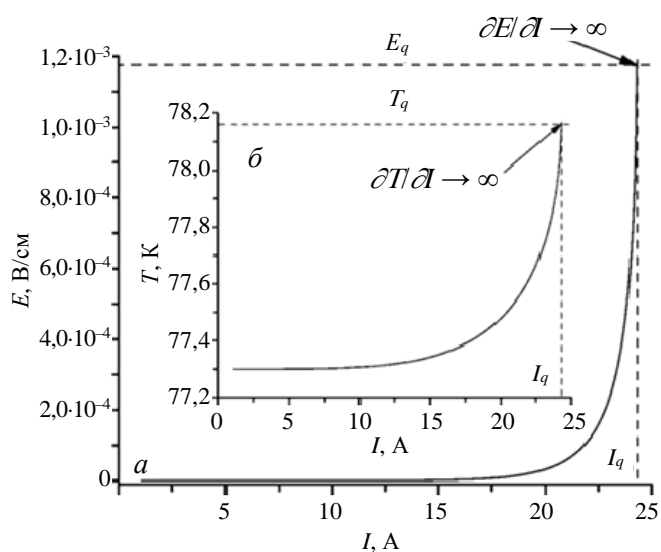


Рис. 6. Устойчивые ветви вольт-амперной (а) и температурно-амперной характеристик размещенной на поле а пластины на основе $YBa_2Cu_3O_7$, охлаждаемой жидким азотом, при вводе постоянного тока (б)

На рис. 7 показаны зависимость от времени температуры сверхпроводника и напряжённость электрического поля при вводе в него стабильного ($I_m = 27,5$ А) и нестабильного ($I_m = 27,6$ А) токов с частотой $f = 10$ Гц. Приведённые результаты наглядно демонстрируют совместное формирование теплоэлектродинамических состояний сверхпроводника, которые возникают вблизи границы стабильности вводимого тока. Видно, что динамика температуры и электрического поля имеет бифуркационный характер, когда сверхпроводящее состояние может либо сохраниться, либо разрушиться в режиме пузырькового охлаждения при незначительном изменении I_m . В результате существует максимально возможное

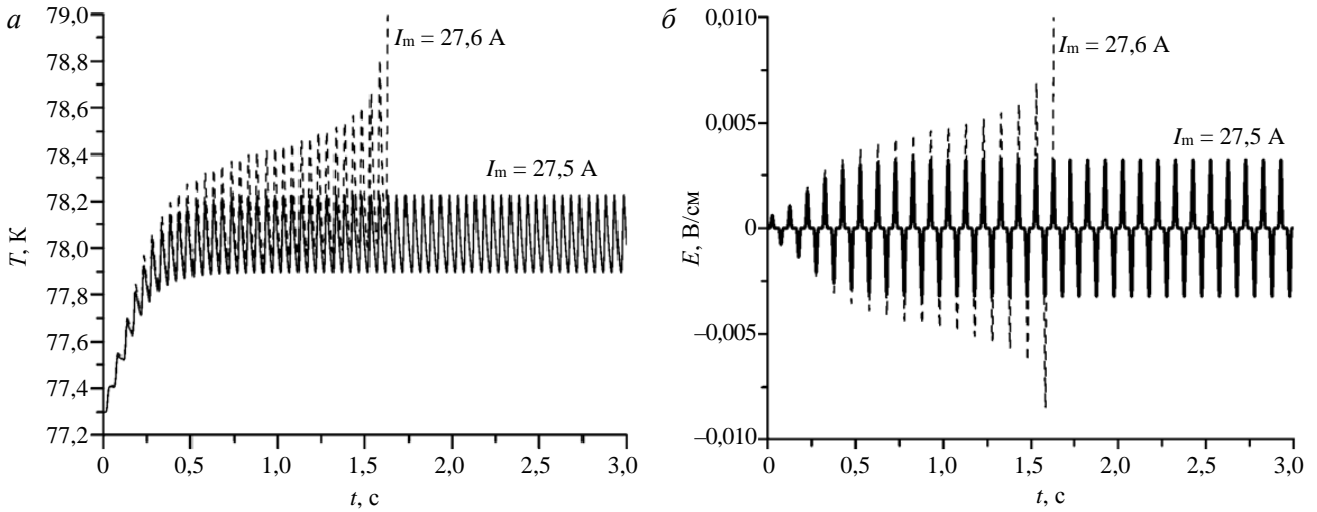


Рис. 7. Динамика температуры (а) и электрического поля (б) в сверхпроводнике, охлаждаемого жидким азотом, вблизи границы неустойчивости при $f = 10$ Гц

пиковое значение вводимого переменного тока. Его промежуточное значение между максимальным током, при котором нестабильность не возникает, несмотря на высокий стабильный перегрев сверхпроводника и, следовательно, высокие стабильные тепловые потери, и минимальным током, после превышения которого токовая нестабильность возникает, определяет границу устойчивости перегруженного состояния переменного тока. Существование максимально допустимой токовой нагрузки приводит к максимально допустимым и взаимосвязанным значениям напряжённости электрического поля, температуры и, в конечном счёте, к критическому значению потерь энергии, после превышения которого сверхпроводимость разрушается. Подобные параметры срыва ввода тока будут зависеть от частоты вводимого тока, который до начала перехода от пузырькового режима кипения к плёночному может принимать высокие пиковые значения. В частности, при $f = 10$ Гц значение I_m в 1,48 раза больше условно заданного значения критического тока I_{c0} , а устойчивое значение E_m в 320 раз превышает заранее установленное критическое значение электрического поля E_c .

Поэтому при интенсивных условиях охлаждения, которые обеспечивает жидкий азот, предельно стабильные режимы переменного тока также могут быть определены как перегруженные. В результате в сверхпроводнике могут иметь место высокие допустимые потери энергии, которые не приводят к разрушению сверхпроводимости. Для иллюстрации сказанного на рис. 8 показаны соответствующие зависимости усреднённых тепловых потерь в сверхпроводнике и теплового потока в хладагент как функции от его усреднённой температуры. Видно, что для данного стабильного режима ввода тока допустимое среднее значение мощности тепловыделения может превышать 150 Вт/см³ (понятно, что пиковые значения будут ещё больше). Как следствие, зависимости $G_{av}(t)$ и $T_{av}(t)$ позволяют найти границу устойчивых со-

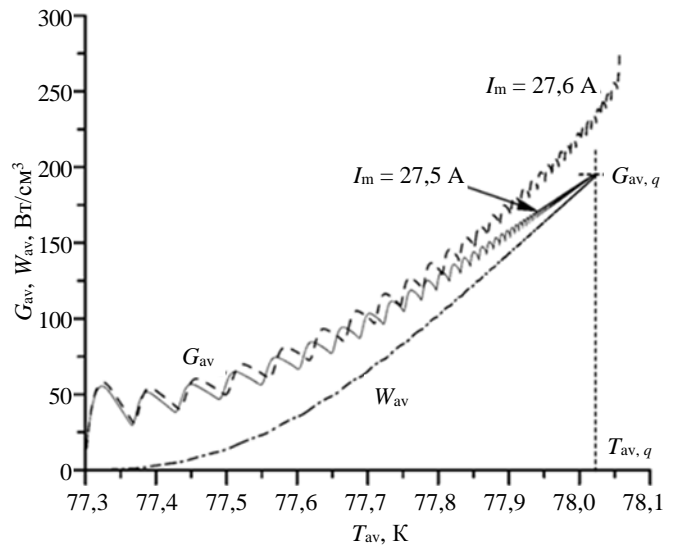


Рис. 8. Зависимость средних значений тепловых потерь и теплового потока в хладагент от средней температуры сверхпроводника вблизи границы устойчивости при $f = 10$ Гц

стояний в терминах усреднённых значений. На рис. 9 показано изменение усреднённой температуры сверхпроводника при протекании по нему переменного тока, когда она либо не превышает значение $T_{av,q}$ при $I_m = 27,5$ А, либо превышает $T_{av,q}$ при $I_m = 27,6$ А. Соответственно в первом случае введённый ток устойчив, а во втором — токовый режим сверхпроводника нестабилен.

Интенсивное охлаждение сверхпроводника жидким азотом также приводит к ярко выраженному динамическому гистерезису его вольт-амперной характеристики. Как следует из результатов моделирования, показанных на рис. 10, при устойчивых режимах ввода тока вид вольт-амперной характеристики сверхпроводника, охлаждаемого жидким азотом, существенно отличается от вольт-амперной характеристики, формирующейся у сверхпроводника, охлаждаемого жидким гелием (см. рис. 4, б, 5, б). Это отличие является следствием различной длительности переходного процесса от начального состояния к установившимся. Его наглядно демонстрируют кривые, показанные на рис. 2 и 7. Существование длительного переходного процесса при охлаждении сверхпроводника жидким азотом следует учитывать в экспериментах.

Обсудим механизмы устойчивого формирования перегруженных режимов при вводе переменного тока. На рис. 11 показаны результаты моделирования устойчивых теплоэлектродинамических состояний сверхпроводника при вводе переменного тока с частотой 10 Гц. Показанные кривые описывают их установившиеся колебания, которые имеют место после протекания пе-

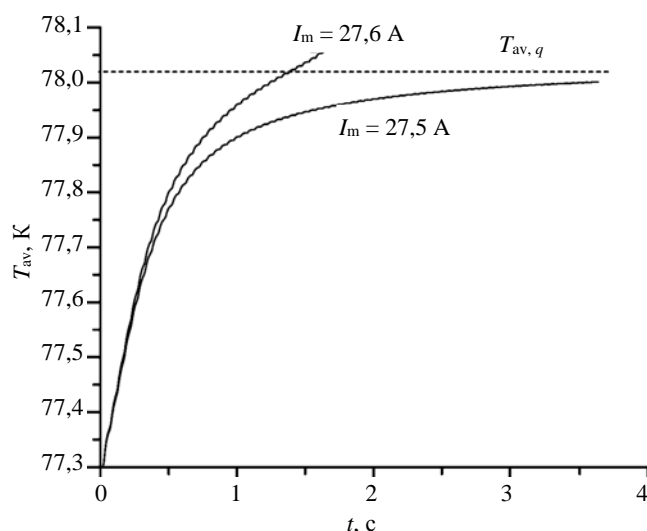


Рис. 9. Изменение во времени средней температуры сверхпроводника, охлаждаемого жидким азотом, вблизи границы устойчивости при $f = 10$ Гц

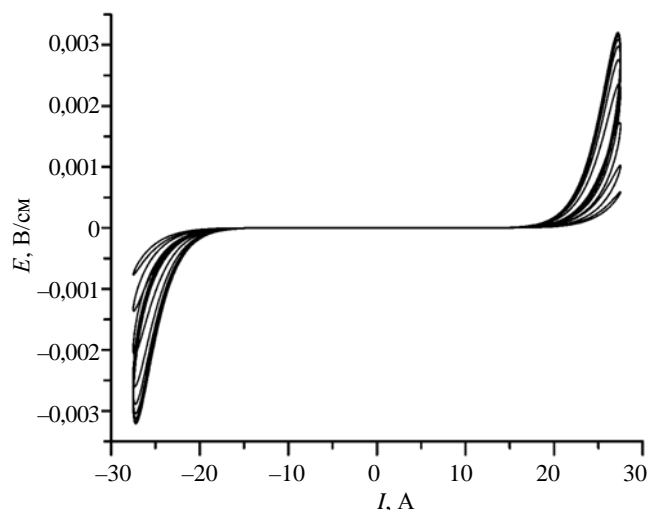


Рис. 10. Вольт-амперная характеристика сверхпроводника, охлаждаемого жидким азотом, при стабильном перегруженном режиме ($I_m = 27,5$ А, $f = 10$ Гц)

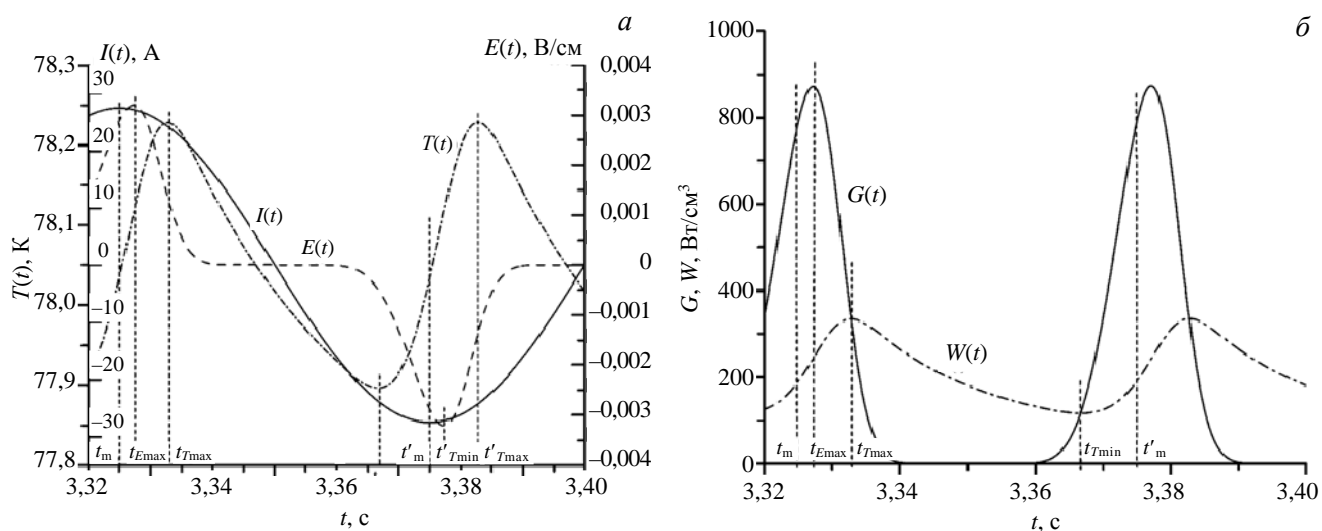


Рис. 11. Характерные стадии, которые лежат в основе формирования стабильных перегруженных состояний при вводе переменного тока ($I_m = 27,5$ А, $f = 10$ Гц): а — изменение во времени температуры $T(t)$, тока $I(t)$ и напряжённости электрического поля $E(t)$; б — изменение во времени тепловых потерь G и теплового потока в хладагент W

реходного периода ввода тока, и значения $|E_{\max}|$ и T_{\max} не изменяются со временем. Они демонстрируют наличие четырёх характерных временных окон ($t_m - t_{E_{\max}}$, $t_{E_{\max}} - t_{T_{\max}}$, $t_{T_{\max}} - t_{T_{\min}}$, $t_{T_{\min}} - t'_m$), лежащих в основе формирования перегруженных состояний сверхпроводника. Для определённости стадия, начинающаяся после того, как введённый ток становится равным пиковому значению при $t = t_m$ ($m \gg 1$), рассмотрена как первая стадия формирования устойчивых состояний. Она существует в интервале $t_m < t < t_{E_{\max}}$. Здесь $t_{E_{\max}}$ — время, при котором индуцированное электрическое поле принимает максимальное значение, а вводимый ток, уменьшающийся со временем, становится равным соответствующему значению тока срыва ввода постоянного тока I_q . Однако на этой стадии электрическое поле и температура всё ещё увеличиваются от соответствующих значений E_m и T_m , так как увеличивающееся со временем тепловыделение G превышает тепловой поток в хладагент W (см. рис. 11, б). Данные закономерности существуют в силу того, что ток, протекающий по сверхпроводнику, нестабилен на этом этапе, так как он всё ещё выше, чем ток срыва ($I(t) > I_q$). Между тем токовой нестабильности не возникает. Это объясняется тем, что, во-первых, вводимый ток уменьшается. Во-вторых, при $E > E_c$ на динамику электродинамического состояния сверхпроводника существенное влияние оказывает температурная зависимость удельной теплоёмкости сверхпроводника [12].

Тепловыделение принимает максимальное значение при $t = t_{E_{\max}}$ (см. рис. 11, б) — это временная граница начала второго этапа, когда при $t > t_{E_{\max}}$ индуцированное электрическое поле начинает уменьшаться в силу того, что вводимый ток не только уменьшается со временем, но и становится меньше тока срыва I_q . В то же время, как следует из рис. 11, б, уменьшающееся со временем тепловыделение на этой стадии ($t_{E_{\max}} < t < t_{T_{\max}}$) всё ещё больше увеличивающегося со временем теплового потока в хладагент. Здесь $t_{T_{\max}}$ — время, когда тепловыделение сравнивается с тепловым потоком в охладитель и, как следствие, температура сверхпроводника достигает максимума при $t = t_{T_{\max}}$. Именно поэтому температура сверхпроводника продолжает расти на второй стадии (см. рис. 11, а).

Взаимное уменьшение вводимого тока и индуцированного электрического поля приводит к стадии, когда тепловыделение становится меньше теплового потока к теплоносителю, — это начало третьей стадии, которая наблюдается при $t > t_{T_{\max}}$ (см. рис. 11, б). Её начальный период характеризуется устойчивым уменьшением вводимого тока, электрического поля и температуры (см. рис. 11, а). Эта стадия заканчивается в момент времени $t_{T_{\min}}$, когда $G = W$. После этого ($t > t_{T_{\min}}$) тепловыделение начинает превышать теплоотвод (см. рис. 11, б) — это начало четвёртой стадии, когда температура сверхпроводника снова начинает повышаться. В конце этой стадии (при $t = t'_m$) температура сверхпроводника равна T_m , а электрическое поле и ток равны соответствующим пиковым значениям $-E_m$ и $-I_m$. Последующие стадии, развивающиеся в соответствии с обсуждёнными механизмами формирования стабильных переменного-токовых состояний, повторяются.

ВЫВОДЫ

Существуют различные механизмы возникновения токовых неустойчивостей при вводе в сверхпроводник переменного тока, который охлаждается криожидкостями. Токовая неустойчивость в высокотемпературных сверхпроводниках может, во-первых, возникнуть вследствие тривиального перегрева поверхности сверхпроводника выше температуры перехода от режима пузырькового кипения к режиму плёночного кипения на стадии устойчивого нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника. Во-вторых, разрушение сверхпроводимости может происходить в силу метастабильности теплоэлектродинамических состояний сверхпроводника даже при сохранении пузырькового режима охлаждения. Их взаимосвязанное развитие приводит к тому, что граница устойчивости сверхпроводящих состояний описывается критическим значением тепловых потерь энергии, индуцированных в сверхпроводнике вводимым током.

Вероятность теплового механизма возникновения токовой неустойчивости, т.е. влияние кризиса кипения на устойчивость электродинамических состояний высокотемпературного сверхпроводника, будет повышаться с уменьшением показателя нарастания вольт-амперной характеристики сверхпроводника. Эта закономерность объясняется тем, что при этом будет повышаться допустимый перегрев сверхпроводника [12] и температура сверхпроводника перед возникновением неустойчивости может достичь значения температуры, при которой происходит переход от пузырькового режима кипения хладагента к плёночному. В целом тепловой механизм возникновения токовой неустойчивости характерен для высокотемпературных сверхпроводников, охлаждаемых жидкими хладагентами с низким температурным запасом, определяющим переход от пузырькового режима охлаждения к плёночному. Поэтому он будет

наблюдаться при охлаждении сверхпроводников жидким гелием. Как показывают дополнительные расчёты, он также соблюдается и при использовании в качестве хладагента жидкого водорода.

Анализ токонесущей способности сверхпроводников, охлаждаемых жидким азотом, изначально должен основываться на определении теплоэлектродинамических условий нарушения стабильного формирования состояний сверхпроводника. Он может также проводиться с учётом существования характерных допустимых усреднённых значений температуры $T_{av, q}$ и тепловых потерь $G_{av, q}$, которые описывают границу динамического равновесия флуктуационных значений T_{av} и G_{av} . Превышение либо $T_{av, q}$, либо $G_{av, q}$ приведёт к необратимому разрушению сверхпроводимости.

В целом обсуждённые результаты показывают, что применение перегруженных режимов переменного тока допустимо для многих сверхпроводниковых устройств. При этих режимах стабильные тепловые потери и соответствующее повышение температуры сверхпроводника могут быть весьма значительными. Особенности их формирования необходимо учитывать при определении потерь в высокотемпературных сверхпроводниках, так как существующая теория, основанная на изотермическом приближении, не позволяет их учесть.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт».

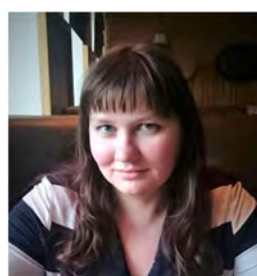
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Романовский В.Р. Неустойчивости в технических сверхпроводниках. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 45—50.
2. Кривых А.В., Поляков А.В. Электромеханические свойства ВТСП-2-проводов с лентой-подложкой из нержавеющей стали AISI 310S при температурах жидкого гелия и азота. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 41—46.
3. Hong Y., Zheng J., Huang Z., Zhang J. Dynamic response simulation of the HTS bulk over an actual permanent magnet guideway using different $E-J$ relationships. — J. of Superconductivity and Novel Magnetism, 2022, vol. 35, p. 1049—1058.
4. Ohya M. Numerical analysis on transient stability of large helical device conductor. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2022, vol. 32, № 6, p. 4701004 (4).
5. Wu Y., Li X., Badcock R.A., Long N.J., Amemiya N., Fang J., Jiang Z. AC Loss simulation in HTS coil windings coupled with an iron core. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2022, vol. 32, № 6, p. 4701505 (5).
6. Altov V.A., Kulysov N.A., Sytchev V.V. Stability of composite superconductors under AC conditions. — Advances in Cryogenic Engineering. Edited by K.D. Timmerhaus, R.P. Reed, A.F. Clark. — NY, Plenum Press, 1977, vol. 22, p. 408—413.
7. Vysotsky V.S., Sytnikov V.E., Repnikov V.V., Lobanov E.A., Zmitrenko N.V., Rakhmanov A.L. Heating development analysis in long HTS objects with cooling. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2005, vol. 15, № 2, p. 1655—1658.
8. Swartz P.S., Bean C.P. A Model for magnetic instabilities in hard superconductors: the adiabatic critical state. — J. of Applied Physics, 1968, vol. 39, № 11, p. 4991—4998.
9. Brentari E.G., Smith R. Nuclear and film pool boiling design correlations for O₂, N₂, H₂ and He. — Adv. Cryo. Engn., 1965, vol. 10, p. 325—341.
10. Muller K.H., Andrikids C. Flux jumps in melt-textured Y—Ba—Cu—O. — Phys. Rev., 1994, vol. B49, p. 1294—1307.
11. Inoue M., Kiss T., Mitsui D. et al. Current transport properties of 200 A-200 m-Class IBAD YBCO coated conductor over wide range of magnetic field and temperature. — IEEE Trans. Appl. Supercond., 2007, vol. 17, p. 3207—3210.
12. Polak M., Hlasnik I., Krempasky L. Voltage-current characteristics of Nb—Ti and Nb₃Sn superconductors in flux creep region. — Cryogenics, 1973, vol. 13, № 12, p. 702—711.
13. Romanovskii V.R. Basic Macroscopic Principles of Applied Superconductivity. — Taylor & Francis Group, 2021, CRC Press: Boca Raton. London. New York. 413 p.



Владимир Рэманович Романовский, в.н.с., д.ф.-м.н., почётный работник науки и техники РФ, лауреат премий им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности, действительный член Нью-Йоркской академии наук, член Американского общества инженеров электротехники и электронщиков (IEEE), награждён золотой медалью «Distinguished Leader» Американским библиографическим институтом, золотой медалью «International scientist of the year» Кембриджского университета, серебряной медалью «International man of the Millennium» Кембриджского университета, многочисленными сертификатами издательства «Marquis Who's Who»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

mosrem@rambler.ru



Марина Николаевна Макаренко, заместитель начальника отдела сверхпроводниковых, криогенных и магнитных технологий; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
panina-marina@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2023 г.

После доработки 3 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 87—96.

УДК 533.9.072

РАЗВИТИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА NESTOR И МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

*М.Н. Шленский^{1, 2}, Е.Д. Длугач¹, Б.В. Кутеев¹*¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-физический институт», Москва, Россия

Работа посвящена созданию усовершенствованной нейтронной модели плазмы гибридной реакторной установки (ГРУ) ДЕМО-ТИН, которая использовалась кодами, реализующими метод Монте-Карло для моделирования переноса излучения (MCNP и SuperMC). Старая упрощённая модель источника нейтронов не учитывала влияния пучка нейтральной инжекции на распределение интенсивности скорости реакции синтеза, а также имела нереалистичную форму (эллипс в вертикальном сечении). Создана новая модель, которая построена на основе актуальных представлений о распределениях температуры и плотности в плазме, учитывает высокий вклад нейтральной инжекции в формирование популяции быстрых ионов, а также задана массивом элементарных объёмов, что позволяет задавать произвольную форму распределения интенсивности генерации нейтронов с необходимой точностью. Показано влияние формы плазмы на распределение потока первичных (нерассеянных) нейтронов по полоидальному углу, а также на перенос нейтронов и сопутствующие процессы вне плазмы (в blankets, divertor и первой стенке).

Ключевые слова: термоядерный источник нейтронов (ТИН), система нейтральной инжекции (СНИ), моделирование плазмы, нейтронный выход, нейтронная нагрузка, нейтронные модели, метод Монте-Карло.

DEVELOPMENT OF NEUTRON-PHYSICAL MODEL OF HYBRID REACTOR DEMO-FNS BY MEANS OF NESTOR CODE AND MONTE-CARLO METHOD

*M.N. Shlenskii^{1, 2}, E.D. Dlugach¹, B.V. Kuteev¹*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The paper is devoted to development of an improved neutronics plasma model of the hybrid fusion reactor DEMO-FNS, which was used by codes implementing the Monte-Carlo method for modeling radiation transport (MCNP and SuperMC). The old simplified model of the neutron source did not take into account the effect of the neutral injection on the intensity distribution of the fusion reaction rate, and also had an unrealistic shape (an ellipse in vertical cut). The new model was developed and it is based on current data of temperature and density distributions in plasma, takes into account the high contribution of neutral injection to fusion reaction rate, and is also built by an array of elementary volumes, which allows user to set an arbitrary shape of the probability distribution of neutron appearing (as a result of fusion reaction) with the necessary accuracy. The influence of the plasma shape on the distribution of the primary (not scattered) neutron flux along the poloidal angle, as well as on neutron transfer and related processes outside the plasma (in the blanket, divertor and first wall) is shown.

Key words: fusion neutron source (FNS), neutral beam injection (NBI), plasma modeling, neutron yield, neutron wall loading (NWL), neutron models, Monte-Carlo method.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-97-110

ВВЕДЕНИЕ

Термоядерные реакторы, в которых между изотопами водорода (D и T) осуществляются реакции синтеза более тяжёлых ядер, являются интенсивными источниками нейтронов (ТИН). Наиболее перспективной для ТИН является реакция синтеза ядер дейтерия и трития, в результате которой генерируются нейтроны с энергией 14,05 МэВ. Некоторый вклад (около 1%) в генерацию нейтронов в такой смеси даёт и реакция синтеза ядер дейтерия, в результате которой рождаются нейтроны с энергией 2,45 МэВ. Среди направлений развития ТИН можно выделить два основных: чистые термоядерные реакторы (как ИТЭР и ДЕМО) и ГРУ. Бланкет чистого термоядерного реактора содержит конструкционные материалы, литийсодержащие материалы и, возможно, некоторые размножители нейтронов, такие как бериллий или свинец. Бланкет ГРУ может содержать, помимо уже названных, делящиеся материалы (²³⁹Pu, ²⁴¹Pu, ²³³U, ²³⁵U) или минорные актиниды (Np, Am, Cm), и/или ядерные сырьевые материалы (²³²Th или ²³⁸U) [1].

ГРУ, использующие делящиеся материалы в blankets, можно выделить в отдельный класс установок — гибридные системы синтез-деление (ГССД). ГССД имеют принципиальные отличия от чистого

термоядерного реактора и ГРУ с blanketом с подавленным делением, где термоядерные нейтроны обеспечивают реакции размножения (n, xn) в Ве или Рб с последующими реакциями захвата сырьевыми изотопами ^{232}Th или ^{238}U . К параметрам плазмы ГССД предъявляются значительно более низкие требования по сравнению с «чистыми» термоядерными реакторами: коэффициент усиления термоядерной мощности $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{heat}} \sim 1$, где P_{fus} — энергия, выделяемая в плазме в результате реакции синтеза, P_{heat} — мощность, вводимая в плазму для её нагрева. Причиной этого является значительное (в десятки раз) умножение количества нейтронов и выделяемой энергии реакции деления в их blanketах [2]. В таких системах при использовании минорных актинидов (МА) в качестве размножителя нейтронов при подкритичности системы $k_{\text{эф}} = 0,95$ коэффициент умножения первичных нейтронов может в теории достигать значения 39, а количество свободных нейтронов 25 [2]. Высокая эффективность генерации свободных нейтронов делает такие реакторы перспективными для решения задач наработки ядерного топлива, трития и переработки радиоактивных отходов, а также для разработки новых технологий и материалов, необходимых для создания чистых термоядерных реакторов [2, 3].

Воздействие нейтронов на материалы установки ТИН вызывает в них радиационные повреждения, трансмутацию нуклидов, накопление газообразных продуктов (в первую очередь гелия и водорода), а также нагрев [4]. Указанные процессы приводят к изменению свойств конструкционных и функциональных материалов, их охрупчиванию, разбуханию, разрушению и формированию наведённой радиоактивности [4]. В ГССД значительную роль в радиационном повреждении материалов играют также вторичные нейтроны, образующиеся в результате взаимодействия термоядерных нейтронов с делящимися материалами. Так, для ТИН с одинаковой термоядерной мощностью радиационные повреждения примерно в 2 раза выше в случае наличия делящихся материалов в blanketе [5].

В самых сложных условиях работы находятся компоненты реактора, обращённые к плазме [4]: первая стенка и дивертор. Они испытывают наибольшую нейтронную нагрузку, работают при самых высоких температурах, подвержены бомбардировке ионами, вылетающими из плазмы, принимают на себя потоки энергии и частиц при срывах разряда [5, 6]. Отметим, что важное значение имеют локальные, а не средние значения нагрузок. Именно локальные значения определяют соответствие свойств материалов условиям работы. Поэтому важно знать точное распределение нейтронной нагрузки на первую стенку и дивертор. Значения нейтронной нагрузки на стенку от первичных нейтронов синтеза определяются геометрией плазмы, распределением интенсивности синтеза нейтронов в её объёме, а также угловым и энергетическим распределением продуктов синтеза [7—9].

Влияние способа описания источника нейтронов на распределение нейтронной нагрузки подробно рассмотрено в [8], где приведены краткий обзор и сравнение схем расчётов — от примитивных для токамаков круглого сечения, созданных в 70-е годы XX века, до более совершенных, учитывающих треугольную форму (D-образную) сечения плазмы. Традиционные упрощённые модели описания источника, как правило, не учитывают детальную геометрию плазмы и пространственное распределение быстрых частиц.

Помимо геометрических факторов, на профиль интенсивности реакции синтеза также существенно влияют состав и режим удержания плазмы. Каждому сценарию соответствуют определённые профили плотности и температуры [10]. Современная модель источника нейтронов должна учитывать изменение состава и кинетических профилей плазмы. Кроме того, использование уже существующих численных кодов для моделирования скоростей синтеза в токамаках далеко не всегда приводит к удовлетворительному согласию с результатами эксперимента [11].

В ГРУ поддержание тока в плазме в режиме непрерывной работы обеспечивается тангенциальной инжекцией атомов дейтерия и бутстреп-током [12]. Проведённый анализ [13] показал, что достигнутый уровень технологий токамаков соответствует возможности создания уникального мощного источника. Эта возможность основана на реализации реакций синтеза в двухкомпонентном (пучок—плазма) токамаке, где значительный вклад в мощность синтеза вносят взаимодействия между надтепловыми дейтронами пучка и ядрами трития фоновой плазмы (или наоборот). В такой системе оптимальные параметры плазмы (плотность и время удержания энергии) ниже, чем требуется для поддержания такой же скорости реакции синтеза в максвелловской плазме [14].

Согласно предварительным оценкам, приведённым для проекта гибридной установки ДЕМО-ТИН в обзоре [15], рабочий интервал для плотности плазмы соответствует $(0,7—1,2)10^{20} \text{ м}^{-3}$. При

этом вклад быстрых частиц пучка в генерацию нейтронов в плазме при общей мощности инжекции 30 МВт составит ~50%. Авторы обзора отмечают важность учёта пространственного и энергетического распределения быстрых ионов при расчёте спектров продуктов синтеза. Влияние инжекции на нейтронный выход и на фазовое распределение потока нейтронов рассмотрено также в работах [16, 17].

Данная работа проведена в рамках проекта НИЦ «Курчатовский институт» по созданию ГРУ ДЕМО-ТИН с мощностью D—T-синтеза 40 МВт и системой нейтральной инжекции мощностью 30 МВт [18]. Целью работы являлось уточнение модели описания объёмного источника нейтронов ДЕМО-ТИН для использования в транспортных кодах, таких как MCNP или SuperMC. Для этого решались следующие задачи:

- разработка кода NESTOR для получения распределения удельной интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы;
- расчёт распределения удельной (в выделенном объёме) интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы и полного выхода нейтронов;
- создание нейтронных моделей плазмы для анализа распределения по полоидальному углу первичной плотности потока нейтронов от источника. Анализ и сравнение различных конфигураций плазмы;
- апробация нового подхода при описании источника нейтронов для нейтронно-физической модели ГРУ. Анализ влияния нового подхода на распределение плотности потока нейтронов в первой стенке, а также на трансмутационные процессы вblankете.

МОДЕЛИ И МЕТОДЫ РАСЧЁТА

Новая модель источника ДЕМО-ТИН позволяет задавать форму и кинетические профили плазмы (температуру и плотность) параметрически, а также рассчитывать в каждой точке плазмы скорость реакции термоядерного синтеза для каждой компоненты плазмы — для максвелловского фона и для быстрых ионов, образованных пучком. В соответствии с полученным распределением скоростей синтеза рассчитывается 2-мерная карта эмиссии нейтронов (в полоидальном сечении). Чтобы использовать эти данные в нейтронных расчётах, область плазмы покрывается сеткой с заданным разрешением, и в каждой ячейке вычисляется суммарная вероятность эмиссии нейтронов. Эти данные используются для вывода форматированного описания источника в синтаксисе, воспринимаемом такими транспортными кодами, как MCNP [19] и SuperMC [20, 21].

Геометрия плазмы и скорости синтеза. Геометрия плазмы описывается системой равновесных магнитных поверхностей (РМП). Сечение РМП (R_ψ, Z_ψ) с радиальной меткой ψ (нормированный полоидальный поток, аналог малого радиуса) можно представить с помощью уравнений в полярной системе координат (a_ψ, θ) для случая с двунолевой конфигурацией (симметрия относительно экваториальной плоскости):

$$R_\psi = R_0 + \Delta_{Sh} + a_\psi \cos(\theta + \delta_\psi \sin \theta); \quad (1)$$

$$Z_\psi = \kappa_\psi a_\psi \sin \theta, \quad (2)$$

где R_0, Δ_{Sh} — большой радиус плазмы и шафрановский сдвиг оси РМП относительно центра сечения плазмы (R_0, Z_0); a_ψ — малый радиус РМП в экваториальной плоскости ($Z = 0$); κ_ψ — параметр вытянутости (или «эллиптичность») сечения РМП; δ_ψ — параметр треугольности сечения РМП; θ — полоидальный (полярный) угол элемента РМП относительно внешней точки в экваториальной плоскости. Приведённый радиус РМП вводится как $\rho_\psi = a_\psi/a_{max}$, где a_{max} — горизонтальный малый радиус «граничной» РМП с $\psi = 1$.

Скорость реакций синтеза и генерации нейтронов плазмой в единице объёма внутри радиального слоя ρ_ψ вычисляется по формуле (для разных сортов частиц)

$$R_{\alpha\beta} = n_\alpha n_\beta \int \sigma(v) v f_\alpha(\mathbf{v}_\alpha) f_\beta(\mathbf{v}_\beta) d^3 \mathbf{v}_\alpha d^3 \mathbf{v}_\beta, \quad (3)$$

где n_α, n_β — локальные плотности ионов сортов α и β ; $v = |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|$ — модуль относительной скорости; $f_\alpha(\mathbf{v}_\alpha), f_\beta(\mathbf{v}_\beta)$ — функции распределения скоростей частиц. Для каждого радиального слоя рассчитывается своя функция распределения скоростей ионов пучка при торможении в нём, которое зависит, главным образом, от отношения начальной энергии ионов к температуре слоя [22, 23]. Для расчётов объёмного распределения генерации нейтронов в синтезе на тепловых ионах (DT) в предположении максвелловского распределения скоростей применяется упрощённое выражение для скорости реакций в единичном объёме с использованием усреднения по функциям распределения $f(v)$:

$$R_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle. \quad (4)$$

Профили температуры и плотности плазмы известны из расчётов равновесия или из экспериментов. Фазовое распределение быстрых ионов рассчитывается специальным модулем программного комплекса VTOR, кратко описанным далее. В рамках данной работы не учитываются генерация нейтронов и образование трития в реакциях DD, поскольку вклад этих процессов незначителен (~1%) ввиду малого сечения DD в выбранном рабочем режиме энергий. Предполагается, что генерация нейтронов происходит по двум основным каналам: в реакции синтеза DT между тепловыми ионами плазмы, где доля трития составляет примерно 50% от общего числа ионов, и в реакции синтеза между горячими ионами D-пучка и тепловыми ионами T плазменной мишени.

Программная реализация описания плазмы. Программный комплекс VTOR (Beam in TORoids) создан и зарегистрирован в 2019 г. в НИЦ «Курчатовский институт» [24]. Комплекс VTOR выполняет быстрые параметрические расчёты эффективности нейтральной инжекции с учётом детальной геометрии плазмы и влияния тороидальных эффектов. Классические аналитические методы [25] в сочетании с подробной статистикой описания пучка кластерами (до 10^{12} частиц) позволяют получать любые распределения частиц в фазовом пространстве с необходимой точностью.

В частности, модуль NESTOR (NEutron Source in TORoids) [26] был использован для расчёта распределения объёмного источника термоядерных нейтронов в плазме с учётом тороидальной конфигурации магнитного поля и вклада нейтральной инжекции в синтез нейтронов. Скорость реакции синтеза между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы рассчитывается по формуле (3) с учётом замедления захваченного иона плазмой. Данные по сечениям реакции импортировались из базы сечений [27].

Модель плазмы и конфигурация РМП для токамака ДЕМО-ТИН показаны на рис. 1. Параметры геометрии плазмы: $R_0/a = 3,2$ м/1 м, вытянутость 2, треугольность 0,5, шафрановский сдвиг магнитной оси 0,1 м. На рис. 1, б показано положение пучка в сечении плазмы. Ось инжекции горизонтальна и смещена относительно магнитной оси: $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м. Такое направление инжектора, вообще

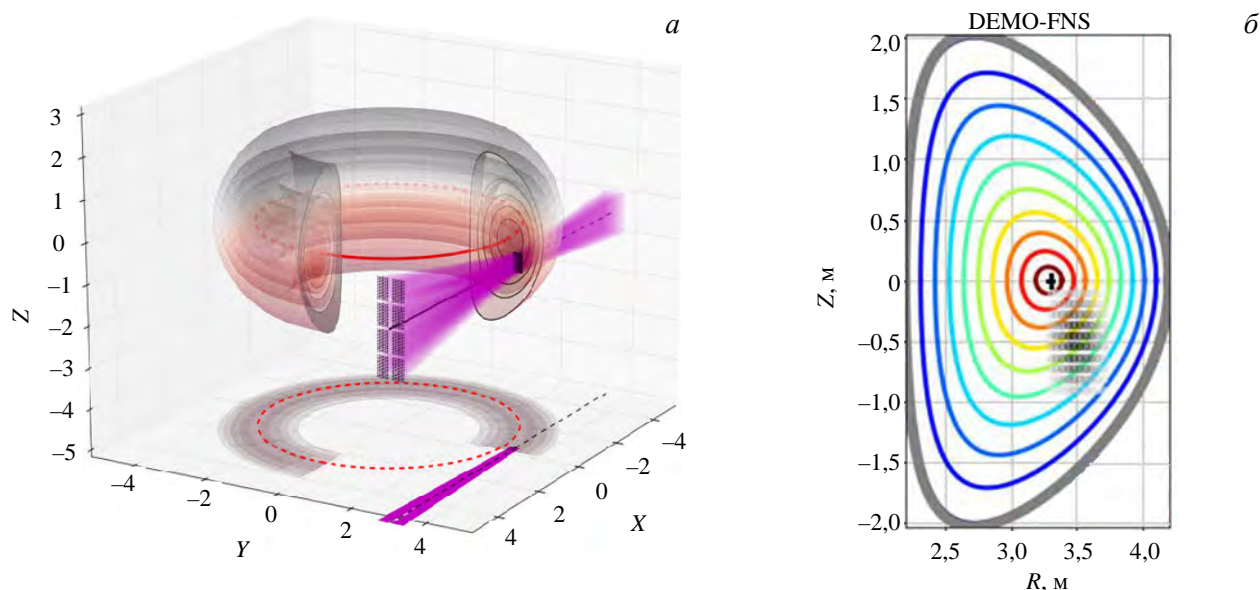


Рис. 1. Система магнитных поверхностей плазмы ДЕМО-ТИН и геометрия инжекции (а); сечение и параметры геометрии плазмы и пучка в расчётах NESTOR: $R_0 = 3,2$ м, $a = 1$ м, $\kappa = 2$, $\delta\psi = 0,5$, $\Delta sh = 0,1$ м, $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м, $W \times H = 0,4 \times 0,8$ м (б)

говоря, не является оптимальным с точки зрения эффективности захвата частиц пучка и генерации тока в плазме; оно выбрано исходя из конструктивных особенностей магнитной системы и конфигурации защиты. Оптимальный захват пучка и генерация тока в плазме соответствуют вводу пучка со стороны внутреннего обвода относительно магнитной оси [22].

Энергия инжектированных атомов дейтерия 500 кэВ. Из-за смещения тангенциального прицела оси пучка наружу от магнитной оси ($R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м) и конечных поперечных размеров пучка ($W \times H = 0,4 \times 0,8$ м) на входе в плазму максимум выделения быстрых ионов и основной захват происходят во внешних слоях плазмы ($\rho_{\psi} = 0,5—0,85$). Мощность инжекции, согласно проекту ДЕМО-ТИН, составляет 30 МВт. Это соответствует величине тока от пучка в плазме ~ 60 А. При выбранной плотности плазменной мишени ($\sim 1 \times 10^{20}$ м $^{-3}$) сквозные потери атомов пучка составят $\sim 3\%$.

Нейтронные модели для анализа источников. С 2016 г. в нейтронных моделях токамака ДЕМО-ТИН использовался упрощённый объёмный источник нейтронов [28]. Данный источник представляет собой вложенные друг в друга слои эллиптических торов (рис. 2, а). Эти слои имитируют плазму, в которой поддерживается реакция синтеза ядер дейтерия и трития. Большой радиус этих торов 3,2 м. Для каждого объёма задаётся вероятность рождения нейтрона, которая убывает от центра к периферии плазменного шнура (рис. 2, б). Распределение вкладов между слоями определяется с помощью расчётов кодом ASTRA [9]. Источник считается изотропным (нейтрон равновероятно может вылететь в любом направлении из выбранной точки), а рождающиеся нейтроны являются моноэнергетическими (14,1 МэВ). Мощность источника принимается равной 40 МВт или $1,42 \cdot 10^{19}$ н./с. Далее этот источник будет обозначаться как «упрощённый источник».

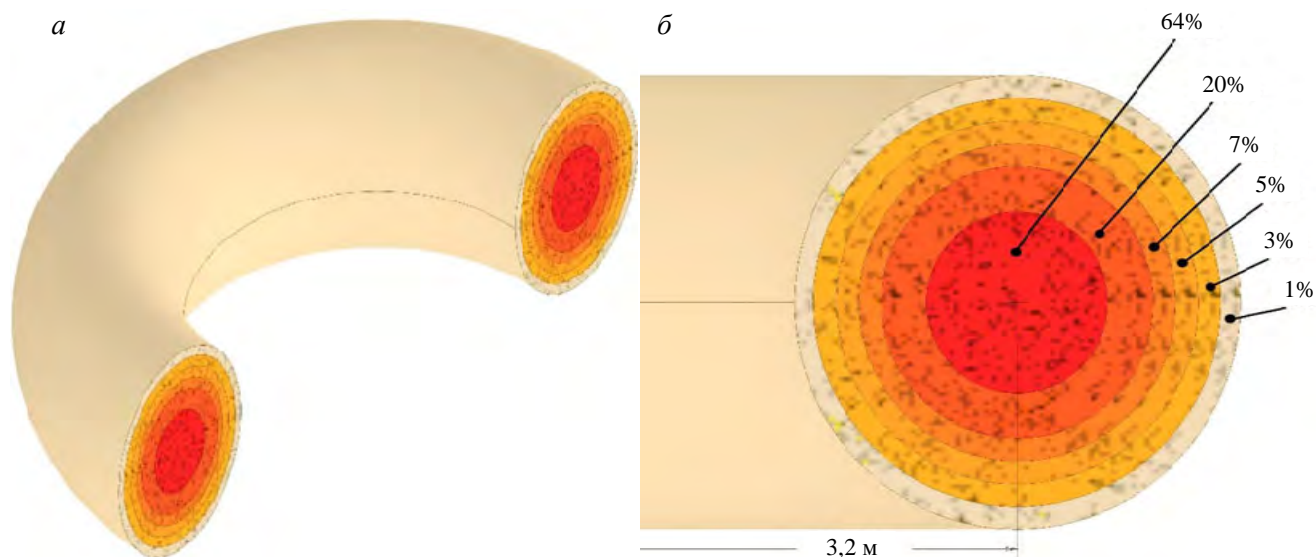


Рис. 2. Упрощённая модель источника нейтронов: а — половинный разрез геометрической модели источника; б — вероятности рождения нейтрона для каждого объёма

Результаты расчётов скоростей реакции синтеза для каждого слоя, ограниченного РМП, с учётом влияния инжектируемого пучка использовались для создания описания новой нейтронной модели для транспортных кодов, реализующих метод Монте-Карло. Проводился перенос распределений на заданную сетку, величина скорости реакции заменялась вероятностью рождения нейтрона в выделенном объёме для использования данных для метода Монте-Карло.

Для новой реалистичной модели источника было принято, что вероятность рождения нейтрона в объёме плазмы зависит от радиальной метки (ρ_{ψ}) РМП относительно магнитной оси, т.е. источник осесимметричный: распределение вероятности рождения нейтрона одинаково в каждом полоидальном сечении тора. Вероятность определялась как отношение скорости реакции синтеза в выделенном объёме к общей скорости реакции (во всём объёме плазмы). Область источника разбивалась по радиусу от главной оси тора на цилиндрические слои, для каждого из которых задавалась вероятность рождения в нём нейтрона. В свою очередь, каждый цилиндрический слой разбивался по высоте горизонтальными плоскостями, и для образующихся участков вероятность рождения нейтрона

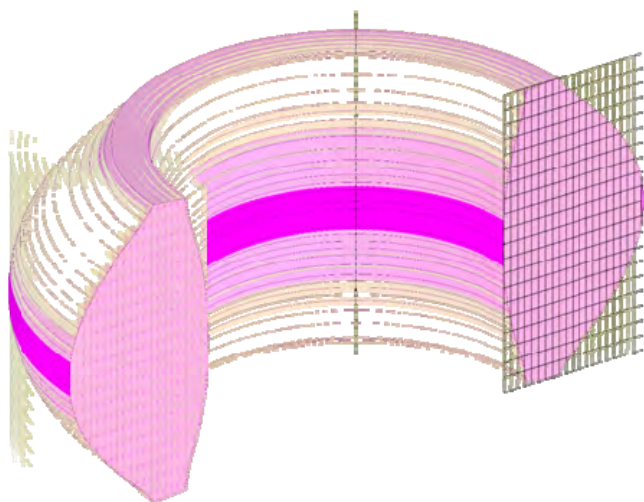


Рис. 3. Визуализация нового реалистичного источника термоядерных нейтронов: розовая область — границы первой стенки и диверторов — область плазмы, внутри которой вероятность рождения нейтрона отлична от нуля; прозрачная жёлтая область — массив цилиндрических слоёв, в каждом из которых задана вероятность рождения нейтрона

определялась как отношение скорости реакции синтеза в данном объёме к скорости реакции во всём слое. Таким образом, объёмный источник представлен массивом цилиндрических слоёв (колец прямоугольного сечения) 20×20 , для каждого из которых вероятность рождения нейтрона пропорциональна произведению профилей вероятностей по радиусу и по высоте. Область источника первичных нейтронов ограничивалась поверхностями первой стенки и диверторов, обращённых к плазме. Визуализация источника и сетка, определяющая форму и пространственное распределение локальных областей генерации нейтронов, показаны на рис. 3. Далее данный источник будет обозначаться как «реалистичный источник».

Для описания реалистичного источника использовался синтаксис MCNP [19]. Использовалась карточка (набор описаний) общего источника SDEF, включающая в себя все параметры,

описывающие источник. Задавались распределение вероятности рождения нейтрона по радиусу (карточка RAD) и зависящее от распределения по радиусу распределение по высоте (EXT FRAD) и ячейка, в которой могут рождаться нейтроны (CEL). Распределения задавались набором дискретных значений. Эти данные загружались в программу SuperMC, где и производился расчёт переноса нейтронов.

Для сравнения упрощённого и реалистичного источников были созданы модели, в которых поток нейтронов за пределами области детекторов (тонкая зелёная область вокруг плазмы) задавался равным нулю (рис. 4). Окружение источника материалом, полностью поглощающим нейтроны, было необходимо для определения потоков нейтронов именно от источника, исключая рассеяние и пролёты нейтронов через центр установки.

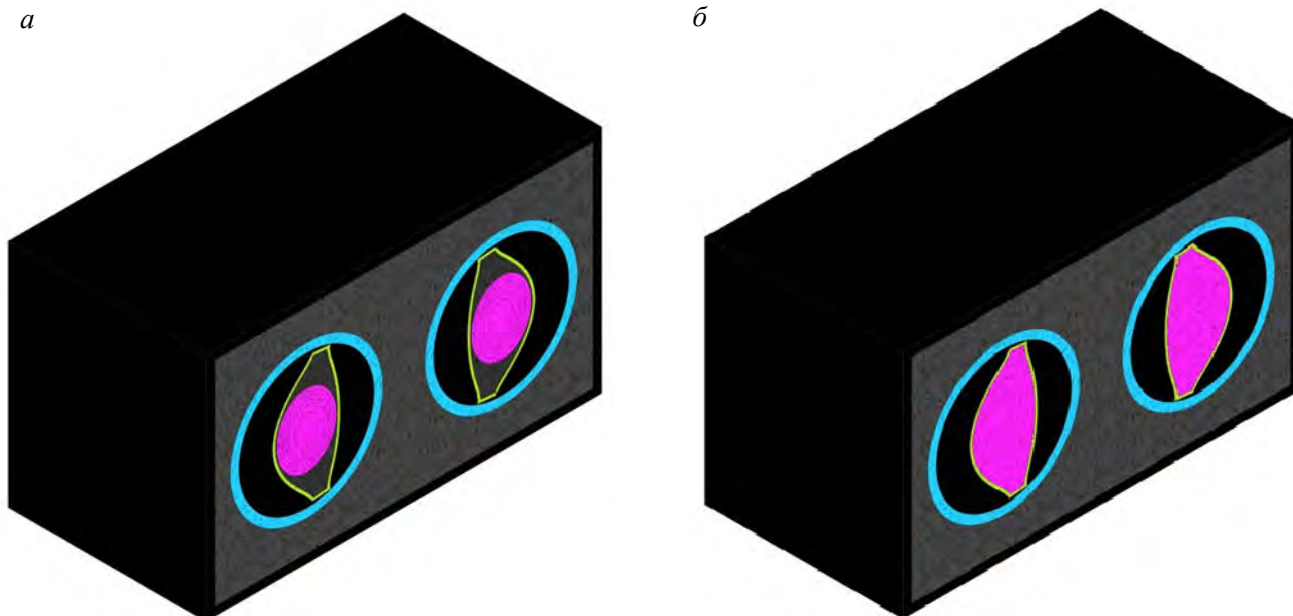


Рис. 4. Трёхмерные модели для определения потока первичных нейтронов на стенку (срединный разрез): *а* — упрощённый источник; *б* — реалистичный источник; розовый элемент — область источника

Сравнивалось распределение плотности потока нейтронов (а также плотности потока энергии, переносимой нейтронами), создаваемого каждым источником, в зависимости от полоидального угла. Отсчёт угла идёт от экваториальной плоскости со стороны внешнего обвода в направлении против часовой стрелки с шагом 10° . В качестве детекторов использовался тонкий слой вокруг границ источника

(зелёный на рис. 4, 5). Этот слой разбивался конечными поверхностями на кольцевые элементы. Плотность потока нейтронов рассматривается как интегральная по энергии величина.

Плотность потока энергии [МВт/м²], переносимой нейтронами через стенку, в данном случае определялась через величину плотности потока нейтронов [(см²·с)⁻¹], а не через плотность одностороннего тока нейтронов через заданную поверхность. Определённая таким образом величина лучше отражает реальные условия работы материалов, учитывая рассеянные и новые нейтроны, образовавшиеся в результате взаимодействия первичных термоядерных нейтронов с материалами установки.

Дополнительно был рассмотрен наиболее примитивный вариант источника нейтронов для токамака в виде окружности, лежащей в экваториальной плоскости токамака, с радиусом 3,2 м. Далее данный источник будет обозначаться как «источник-окружность». Для данного источника была выведена аналитическая зависимость плотности потока от расстояния до окружности и полоидального угла:

$$\varphi(\rho_0, \theta) = \frac{S_0}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} \frac{d\alpha}{A - B \cos \alpha}, \quad (5)$$

где $A = 2R_0^2 + \rho_0^2 + 2R_0\rho_0 \cos \theta$; $B = 2(R_0^2 - R_0\rho_0 \cos \theta)$; φ — плотность потока нейтронов, (см²·с)⁻¹; ρ_0 — расстояние от точки на окружности до точки первой стенки (в вертикальном сечении); θ — полоидальный угол; $S_0 = 1,42 \cdot 10^{19}$ н/с — интенсивность источника; $R_0 = 320$ см — радиус плазменного шнура; α — тороидальный угол (интегрируется поток нейтронов по всей окружности от 0 до 2 π).

Использование аналитической формулы позволило провести проверку результатов SuperMC (только для случая, когда источник находится в вакууме). Для проверки программы был задан максимально приближенный к окружности источник в виде тора с радиусом малой окружности 0,5 см. Далее этот источник будет обозначаться как «тонкий тор». В этом случае источники не окружались поглощающим материалом. При этом можно отметить, что формула (5) справедлива и для случая, когда для точки детектирования часть источника перекрывается стенками реактора: в этом случае для каждой точки, в которой определяется плотность потока нейтронов, будут разные пределы интегрирования по тороидальному углу α .

Для определения влияния рассеянных нейтронов на поток нейтронов в области первой стенки, а также для определения способа описания источника на трансмутационные процессы в blankets были также рассмотрены упрощённые двумерные модели реактора ДЕМО-ТИН (рис. 6). Фактически использовались трёхмерные модели. Однако, поскольку они симметричны в тороидальном направлении, для моделирова-

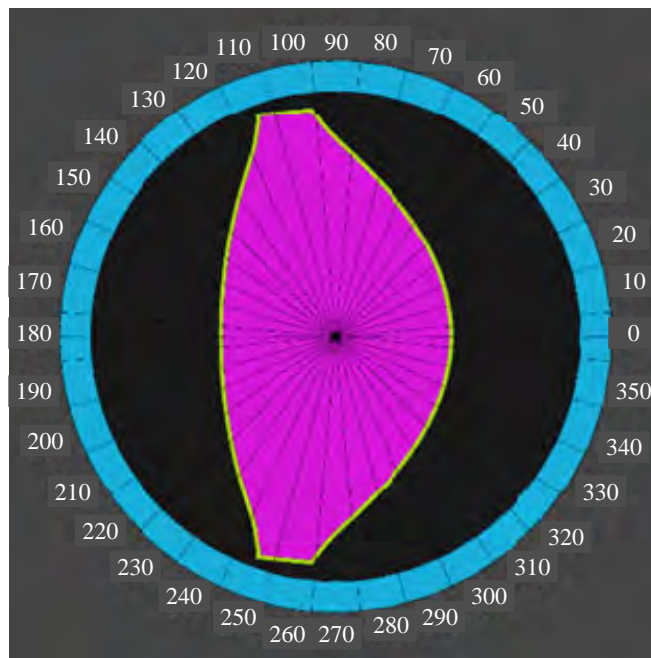


Рис. 5. Разбивка объёма вокруг источника на сектора для определения распределения потока (детекторы зелёные), отмечены значения полоидального угла

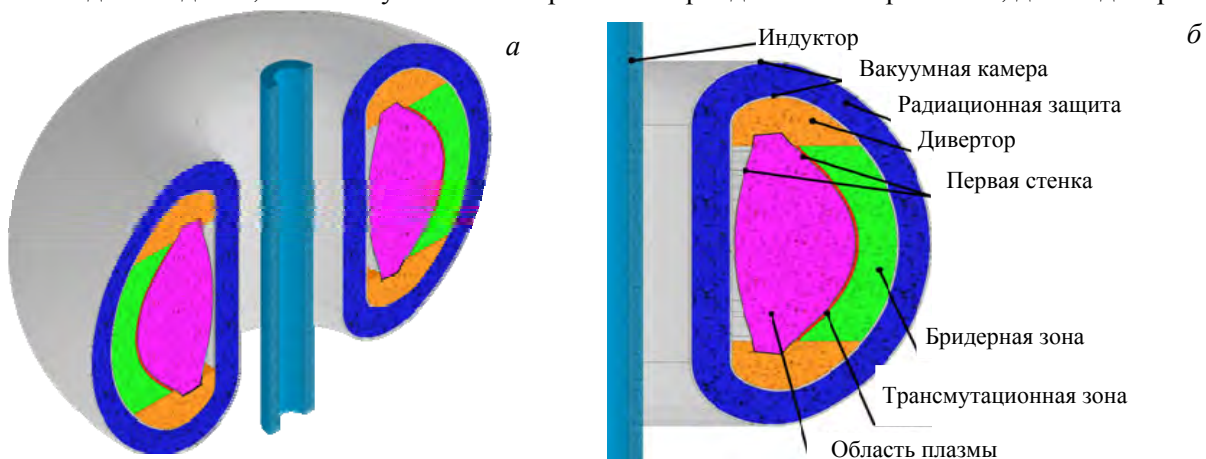


Рис. 6. Упрощённая двумерная модель реактора ДЕМО-ТИН: а — изометрический вид на модель ДЕМО-ТИН в разрезе; б — вертикальный разрез модели ДЕМО-ТИН (показан вариант с реалистичным источником нейтронов)

ния достаточно двух координат. Радиационная защита представляет собой гомогенизированную смесь железа и воды (соотношение объёмов 70 и 30% соответственно), толщина 52 см на внешнем обводе и 64 см на внутреннем. Бланкет двухкомпонентный с зоной деления 4,4 см и бридерной зоной 66,4 см. Зона деления (трансмутационная) состоит из металлического топлива плотностью 15 г/см³ из минорных актинидов и циркония. Эффективный коэффициент размножения нейтронов $k_{эф}$ системы составляет 0,95. Бридерная зона моделирует засыпку Li₄SiO₄ с эффективной плотностью 1,12 г/см³, обогащение по ⁶Li 90%. Был также рассмотрен вариант чисто литиевого blankets без слоя делящихся нуклидов.

В следующем разделе, посвящённом результатам расчётов, все средние значения, относящиеся к полученным распределениям, определяются через среднее арифметическое.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Выход нейтронов и распределение интенсивности их генерации. Распределение интенсивности генерации нейтронов на тепловых ионах плазмы рассчитывается по формуле (4). При параболических профилях температуры и плотности плазмы с максимальными значениями на магнитной оси $T_{эф} = 15$ кэВ, $n_{эф} = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³ и равных долях дейтерия и трития в плазме (0,5/0,5) общее число тепловых ионов каждого сорта (дейтерий или тритий) составит $\sim 4,3 \cdot 10^{21}$ (при объёме плазмы ДЕМО-ТИН ~ 130 м³), скорость реакций в объёме плазмы на тепловых ионах составит $\sim 7 \cdot 10^{18}$ с⁻¹.

Скорость синтеза между быстрыми ионами пучка и тепловыми ионами плазмы рассчитывается по формуле (3) с учётом торможения ионов [22, 23]. Пучок дейтерия 30 МВт (60 А) доставляет в плазму $\sim 3,7 \cdot 10^{20}$ быстрых ионов в секунду, среднее по всему ансамблю быстрых ионов пучка время термализации ~ 1 с, и в среднем каждый быстрый ион на пути торможения реагирует с вероятностью $P_{in} = 0,03$. Если не учитывать потери быстрых ионов, то суммарно все быстрые ионы от пучка 60 А обеспечивают скорость синтеза $1,1 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, а общий нейтронный выход из плазмы составит $1,8 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, в котором более половины ($\sim 60\%$) нейтронов получается из реакций синтеза пучок—плазма. Хотя общая доля быстрых ионов в плазме мала ($\sim 8\%$), средняя по объёму реактивность быстрого иона почти в 20 раз выше, чем теплового. Поэтому суммарная интенсивность синтеза пучок—плазма оказывается в $\sim 1,5$ раза выше интенсивности синтеза на тепловом компоненте. Разница во вкладах в генерацию нейтронов от пучка и от теплового компонента плазмы показана в работе [23]. Отношение энергии первичного нейтрона, умноженной на усреднённую вероятность рождения нейтрона, к энергии быстрого иона пучка (энергетическая эффективность синтеза нейтрона на пучке) $P_{in}E_{in}/E_{NB} \sim 0,85$. Эта величина растёт с увеличением доли быстрых ионов, захваченных вблизи оси плазмы, т.е. при осевом и внутриосевом прицеливании нейтрального пучка. Это ещё раз подтверждает необходимость учёта пространственного выделения быстрых ионов в термоядерных установках, использующих внешние источники нагрева [29].

В реальности потери быстрых ионов пучка могут заметно снизить нейтронный выход из плазмы. Эти потери определяются конфигурацией магнитного поля в токамаке и сильно зависят от крутизны (аспектного отношения R/a) тора. Это не только орбитальные потери ионов (на первой ларморовской орбите, на банановых траекториях), но и потери быстрых ионов, связанные с возбуждением различных неустойчивостей альфвеновского диапазона частот, которые в крутых (сферических) токамаках могут достигать 40% [30]. Если оценить потери быстрых ионов в плазме ДЕМО-ТИН порядка 30%, тогда вклад пучка в синтез нейтронов составит $\sim 52\%$, эффективность синтеза на пучке $P_{in}E_{in}/E_{NB} \sim 0,57$, а полный нейтронный выход $1,47 \cdot 10^{19}$ с⁻¹.

Суммарное распределение вероятности синтеза по сечению плазмы с учётом аппроксимации реальной геометрии полоидального сечения плазмы по формулам (1), (2) показано на рис. 7, а для базового

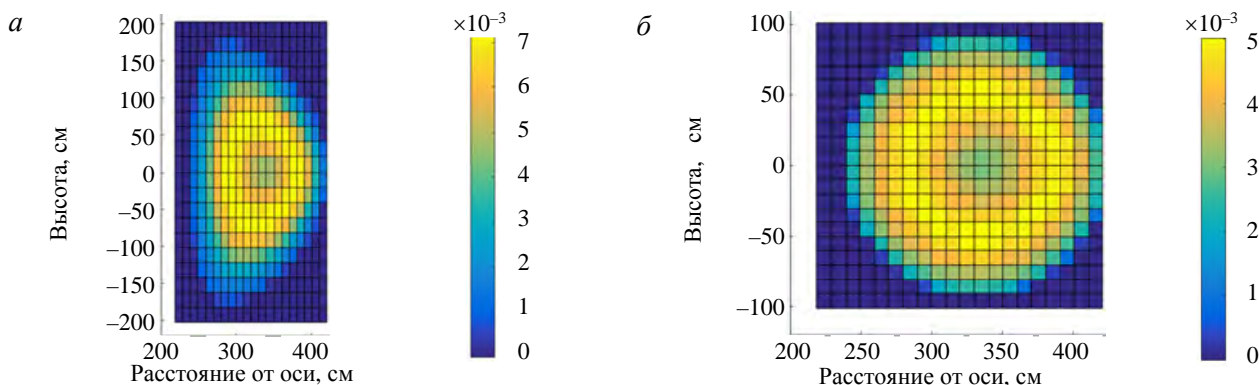


Рис. 7. Карты распределения интенсивности генерации (вероятности рождения) нейтронов в плазме ДЕМО-ТИН при использовании источников разной формы: D-образного (а) и O-образного (б). Полоидальное сечение плазмы. Большой радиус $R_0 = 3,2$ м; малый радиус $a = 1$ м; шафрановский сдвиг оси $\Delta s_h = 0,1$ м; координаты прицела оси пучка $R_{inj} = 3,5$ м, $Z_{inj} = -0,5$ м. Расчётная сетка 20×20

сценария ДЕМО-ТИН. Оно соответствует D-образному реалистичному источнику нейтронов синтеза. Для анализа влияния формы плазмы на распределение нейтронного потока на стенку камеры далее рассмотрен также O-образный источник нейтронов (плазма круглого сечения, рис. 7, б), поскольку источник такой формы рассматривался в упрощённых моделях плазмы, до появления кода NESTOR.

Как видно на рис. 7, учёт кинетических профилей плазмы и высокого вклада внеосевой инжекции приводит к относительному снижению (провалу) интенсивности рождения нейтронов вблизи магнитной оси. Это связано не только с энергетическим и пространственным распределением быстрых ионов от пучка, но и с относительно высокой долей трития в плазме. При учёте потерь быстрых ионов форма 2-мерного профиля интенсивности генерации нейтронов изменится незначительно, хотя глубина провала вблизи оси уменьшается. Наличие в плазме быстрых частиц со скоростями, превышающими альфвеновскую, может возбуждать неустойчивости, приводящие к дополнительному радиальному переносу быстрых ионов. Это, в принципе, должно привести к сдвигу максимума интенсивности синтеза от пучка наружу от магнитной оси.

Распределение плотности потока нейтронов на стенке для различных источников. В первую очередь было проведено сравнение распределения плотности потока нейтронов в области первой стенки для аналитически описанного источника в виде окружности радиусом 3,2 м (формула (5)) и для компьютерной модели источника в виде тонкого тора с таким же большим радиусом. Такое представление источника нейтронов для токамака является самым упрощённым. Результаты показаны на рис. 8. Как видно, распределения практически совпадают. Имеются небольшие расхождения в области 110° и 250° (расхождение 5,9%) и в области экватора на внутреннем обводе (расхождение 1,2%). Эти небольшие отклонения связаны не с различными моделями описания, их можно объяснить различными способами регистрации потоков. Как видно на рис. 4 и 5, детекторы имеют заданную толщину и объём. В случае численного расчёта плотности потока нейтронов от источника в виде тонкого тора результат усреднялся по объёму ячейки. В случае аналитического источника-окружности использовалось расстояние до срединной линии слоя детекторов в одной точке. В области углов 110° и 250° имеется излом поверхности, что вносит отличия между усреднённым значением и вычисленным в одной конкретной точке области.

Сравнение разных профилей плазмы (см. рис. 7) для нового описания источника, а также аналитически заданного источника-окружности с учётом шафрановского сдвига показано на рис. 9. Видно, что сильнее всего отличаются значения плотности первичного потока нейтронов в экваториальной плоскости на внутреннем и внешнем обводах. На внутреннем обводе плотность потока первичных нейтронов от источника с круговым профилем на 19% больше, чем для источника с D-образным профилем. На внешнем обводе разница достигает 20%. При этом аналитически заданный источник-окружность по характеру повторяет распределение от источника с круговым профилем. Но почти во всех областях значения плотности потока от него выше, что связано с тем, что он не окружён поглощающим материалом.

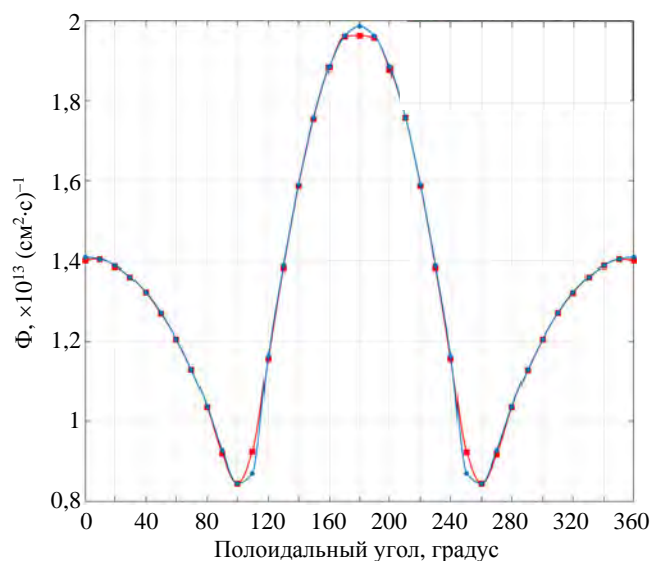


Рис. 8. Распределение плотности потока нейтронов от источника-окружности и тонкого тора: ■ — тонкий тор (SuperMC); — интерполяция (тор); ● — источник-окружность; — интерполяция (окружность)

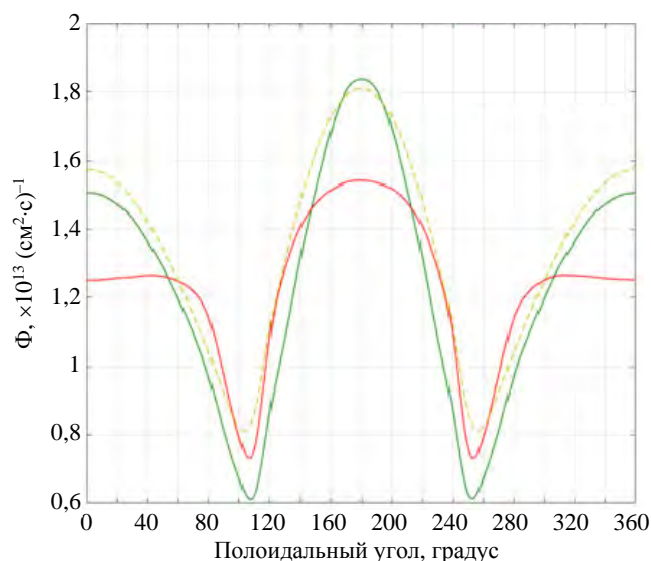


Рис. 9. Сравнение разных профилей для нового описания источника ДЕМО-ТИН и аналитического источника-окружности: — круговой профиль; — D-образный профиль; - - - источник-окружность

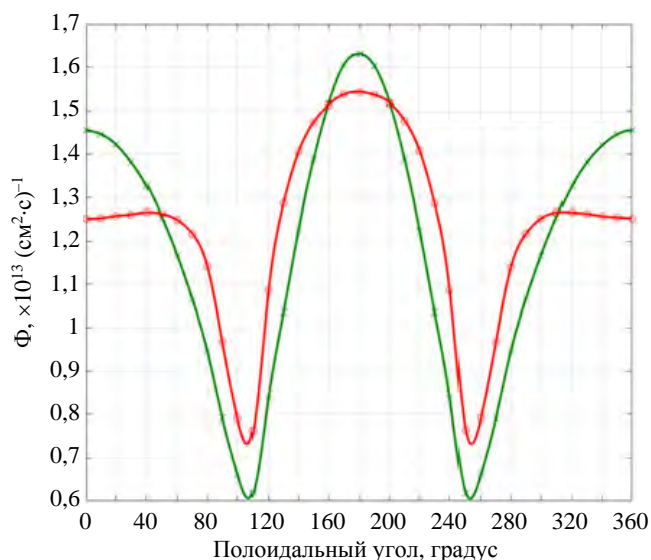


Рис. 10. Распределение плотности потока первичных (нерассеянных) нейтронов на стенке от упрощённого и реалистичного источников: \times — упрощённый источник; — интерполяция (упрощённый); \circ — реалистичный источник; — интерполяция (реалистический)

наиболее примитивного источника-окружности (или тонкого тора) и упрощённого источника (см. рис. 8 и 10). Качественно распределения плотности потока нейтронов от этих источников одинаковы, количественное же отличие между ними составляет в среднем 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе).

Отношение плотности потока нейтронов на внутреннем и внешнем обводах в экваториальной плоскости для упрощённого источника составляет 1,12, а для реалистичного источника 1,23, т.е. потоки на внутреннем обводе немного выше, что объясняется тороидальной геометрией и положением максимумов интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы.

Относительное среднее отклонение от среднего значения потока для упрощённого источника составляет 21,6%, а для реалистичного источника 12,5%, т.е. первичный поток от нового источника более равномерный.

Так как плотность потока энергии, переносимой нейтронами через стенку пропорциональна плотности потока нейтронов, она полностью повторяет распределения этой величины. Средняя плотность потока энергии на стенку от упрощённого источника составляет 0,27 МВт/м², максимальная 0,36 МВт/м²

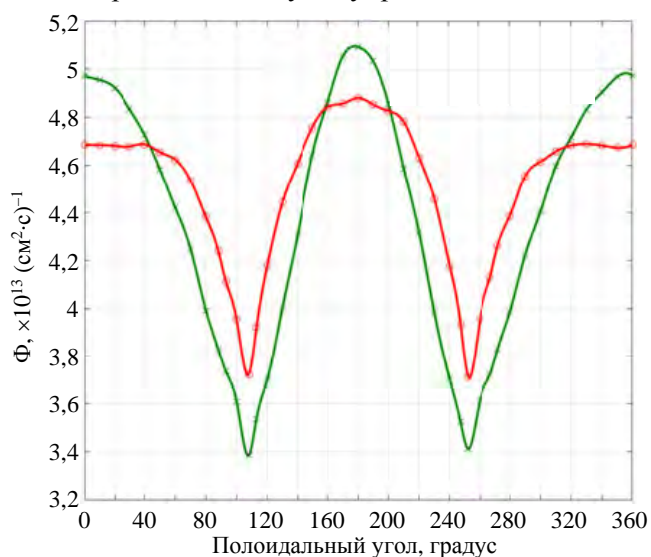


Рис. 11. Распределение плотности потока нейтронов на стенке для двумерной модели ДЕМО-ТИН без делящихся материалов: \times — упрощённый источник; — интерполяция (упрощённый); \circ — реалистичный источник; — интерполяция (реалистический)

На рис. 10 показаны распределение плотности потока нерассеянных (первичных) нейтронов на стенке от упрощённого и реалистичного источников. Как видно, характер распределений отличается в области внешнего обвода: для упрощённого источника плотность потока нейтронов возрастёт по мере приближения к экваториальной плоскости, а для реалистичного источника плотность потока нейтронов слабо убывает по мере приближения к той же точке. В этом направлении (0°) плотность потока нейтронов от упрощённого источника на 12% больше, чем от реалистичного. При этом наибольшая разница наблюдается в районе 120° и 240°: в этом направлении плотность потока первичных нейтронов от реалистичного источника на 27% больше, чем от упрощённого. На внутреннем обводе в направлении 180° разница незначительная — 2,6%. Среднее отклонение по отношению к упрощённому источнику составляет 13,07%.

Также стоит отметить значительное сходство наиболее примитивного источника-окружности (или тонкого тора) и упрощённого источника (см. рис. 8 и 10). Качественно распределения плотности потока нейтронов от этих источников одинаковы, количественное же отличие между ними составляет в среднем 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе).
 Отношение плотности потока нейтронов на внутреннем и внешнем обводах в экваториальной плоскости для упрощённого источника составляет 1,12, а для реалистичного источника 1,23, т.е. потоки на внутреннем обводе немного выше, что объясняется тороидальной геометрией и положением максимумов интенсивности генерации нейтронов по сечению плазмы.
 Относительное среднее отклонение от среднего значения потока для упрощённого источника составляет 21,6%, а для реалистичного источника 12,5%, т.е. первичный поток от нового источника более равномерный.
 Так как плотность потока энергии, переносимой нейтронами через стенку пропорциональна плотности потока нейтронов, она полностью повторяет распределения этой величины. Средняя плотность потока энергии на стенку от упрощённого источника составляет 0,27 МВт/м², максимальная 0,36 МВт/м² (на внутреннем обводе в районе экватора). Для реалистичного источника средняя плотность потока энергии на стенку составляет 0,28 МВт/м², максимальная 0,35 МВт/м².

Введение в модель материалов приводит к тому, что при подсчёте плотности потока нейтронов в детекторах начинают учитываться рассеянные нейтроны из других объёмов, размножение и поглощение нейтронов в материалах. Это выражается в увеличении плотности потока нейтронов в области первой стенки и диверторов. В случае, когда модель (см. рис. 6) описывает реактор с бланкетом, не содержащим делящиеся материалы, характер распределения плотности потока на стенке не изменяется относительно первичного, что видно на рис. 10 и 11.

Для модели с материалами (без делящихся) средняя плотность потока нейтронов на стенке возрастает по отношению к первичному потоку в 3,65

и 3,64 раза для упрощённого и реалистичного источников соответственно, что связано появлением рассеянных и размноженных нейтронов. Отношение потоков на внутреннем и внешнем обводах уменьшается: так, для упрощённого источника оно составляет 1,02, а для реалистичного 1,04. Так же уменьшается и относительное среднее отклонение от среднего значения потока: для упрощённого источника оно составляет 11,2%, а для реалистичного 6,1%, т.е. распределения плотности потока нейтронов становятся почти в 2 раза более равномерными.

Уменьшается и разница между потоком нейтронов на стенке в моделях с упрощённым и реалистичным источниками. Максимальное отклонение в области 120° и 240° составляет 12,9% по отношению к упрощённому источнику (против 27% для нерассеянного потока). На внешнем обводе разница составляет уже лишь 5,8% (против 12% для нерассеянного потока). Среднее отклонение по отношению к упрощённому источнику составляет 6,6% (против 13,07% для нерассеянного потока).

Для модели, учитывающей материалы (без делящихся), средняя плотность потока энергии на стенку с упрощённым источником составляет $0,33 \text{ МВт/м}^2$, максимальная $0,43 \text{ МВт/м}^2$ (на внутреннем обводе в районе экватора). Для реалистичного источника средняя плотность потока энергии на стенку составляет $0,34 \text{ МВт/м}^2$, максимальная $0,40 \text{ МВт/м}^2$.

Также была проведена оценка влияния нейтронного источника на глобальные трансмутационные процессы. Для этого вычислялся коэффициент воспроизводства трития (КВТ) для заданных моделей. Так, для модели с упрощённым источником $\text{КВТ} = 0,58$, а для модели с реалистичным источником $\text{КВТ} = 0,56$, т.е. КВТ упал всего на $\sim 3,4\%$, что можно считать незначительным влиянием.

Наличие делящихся материалов в бланкете ГРУ значительно влияет на распределение плотности потока нейтронов на стенке, величину потоков нейтронов и трансмутационные процессы. На рис. 12 показаны результаты расчёта распределения плотности потока нейтронов на стенке для модели, содержащей делящиеся материалы в бланкете, $k_{\text{эф}}$ системы составляет 0,95.

Первое, на что стоит обратить внимание для распределений в случае наличия делящихся материалов в бланкете, — это сильное изменение отношения потока на внутреннем и внешнем обводах. Так, для первичного (нерассеянного) потока от упрощённого и реалистичного источников это отношение составляет 1,1 и 1,2 соответственно, а для модели с МА 0,88 и 0,87 соответственно. Глобальный максимум в экваториальной области на внутреннем обводе становится локальным. Наибольшее значение плотности потока наблюдается на внешнем обводе в районе 60° и 300° . При этом характер изменения становится идентичным как для модели с упрощённым источником, так и с реалистичным.

Изменения распределений объясняются значительным вкладом в общий поток нейтронов вторичных нейтронов, генерируемых в результате реакции деления МА. Поскольку бланкет расположен на внешнем обводе, там наблюдается значительный рост плотности потока энергии. Увеличение средней плотности потока нейтронов по отношению к первичному потоку составляет 63,8 для модели с упрощённым источником и 59,9 для модели с реалистичным источником.

Максимальная разница плотности потока нейтронов между моделями источников наблюдается вблизи 10° и 350° и составляет лишь 4,75%. Среднее отклонение плотности потока нейтронов по отношению к упрощённому источнику составляет 2,41%, т.е. в модели с делящимися материалами источник вторичных нейтронов деления становится определяющим, а различное описание источника первичных нейтронов влияет слабо на распределение плотности потока энергии.

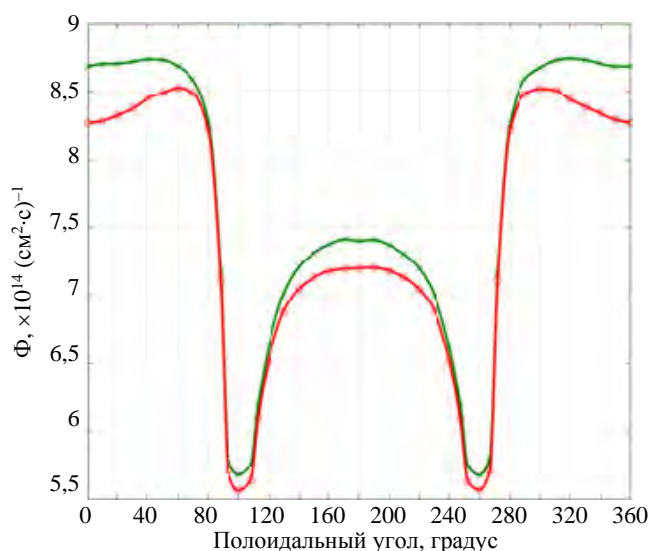


Рис. 12. Распределение плотности потока нейтронов на стенке для двумерной модели ДЕМО-ТИН без делящихся материалов: \times — упрощённый источник; — — интерполяция (упрощённый); o — реалистичный источник; — — интерполяция (реалистический)

По отношению к моделям без делящихся материалов распределения становятся менее равномерными. Однако по отношению к первичному потоку нейтронов они всё равно более равномерны. Отклонение от среднего значения плотности потока нейтронов в случае упрощённого источника составляет 12,6%, а в случае реалистичного 12,1%.

Для модели с МА и упрощённым источником максимальная плотность потока энергии на стенку составляет 1,51 МВт/м², средняя плотность потока энергии 1,16 МВт/м², а для модели с реалистичным источником максимальная плотность потока энергии 1,45 МВт/м², средняя 1,15 МВт/м². Стоит отметить, что плотность потока энергии на материалы первой стенки относительно той, что наблюдается для нерассеянных нейтронов, выросла заметно меньше по сравнению с плотностью потока нейтронов: в 4,3 раза для упрощённого источника и в 4,1 раза для реалистичного. Это связано с тем, что плотность потока энергии зависит не только от суммарной плотности потока нейтронов, но и от спектра.

При наличии МА в бланкете КВТ для модели с упрощённым источником составил 9,10, а для модели с реалистичным источником 8,82, т.е. разница также равна примерно 3%.

Можно отметить одну отличительную черту распределений для случая с МА. В области диверторов (100° и 260°) распределения от рассматриваемых источников поменялись местами: плотность потока нейтронов от упрощённого источника стала больше, чем от реалистичного. Её можно объяснить тем, что от упрощённого источника на внешний обвод попадает больше первичных нейтронов. В результате, когда появляется источник вторичных нейтронов, им генерируется больше нейтронов, чем в случае с реалистичным источником. Вывод подтверждается тем, что увеличение средней плотности потока нейтронов на стенке больше для модели с упрощённым источником, чем с реалистичным.

В сводной таблице представлены наиболее важные метрики, относящиеся к разным вариантам описания источников и моделей, в которых они использовались.

Характеристики распределений нейтронной нагрузки на первую стенку для различных вариантов моделирования

Случай	M, отн. ед.		σ, %		δ, %	NWL, МВт/м ²		КВТ	
	И1	И2	И1	И2	—	И1	И2	И1	И2
Первичный источник	1		21,6	12,5	13,08	0,27	0,28	—	—
Модель без МА	3,65	3,64	11,2	6,1	6,64	0,33	0,34	0,58	0,56
Модель с МА	63,8	59,9	12,6	12,1	2,41	1,16	1,15	9,10	8,82

Примечание: И1 — упрощённый (старый) источник; И2 — реалистичный (D-образный) источник; M — умножение средней плотности потока нейтронов на стенке по отношению к первичному потоку; σ — среднее отклонение плотности потока нейтронов от среднего значения для данного распределения; δ — среднее отклонение плотности потока нейтронов для источника И2 по отношению к И1; NWL — средняя плотность потока энергии, переносимая нейтронами через первую стенку; КВТ — коэффициент воспроизводства трития.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Новый программный код NESTOR разработан и использован для расчёта распределения интенсивности генерации нейтронов в плазме токамака ДЕМО-ТИН и применения в существующих программах (MCNP и SuperMC) для расчётов переноса излучения методом Монте-Карло. NESTOR позволяет гибко задавать форму плазмы в виде магнитных поверхностей, кинетические профили плазмы, а также учитывать инжектируемый пучок при расчёте распределений интенсивности генерации нейтронов.

В работе проанализированы распределения плотности потока нейтронов по полоидальному углу на границе материалов, обращённых к плазме (область первой стенки и диверторов). Во всех случаях максимальные значения плотности потока нейтронов наблюдаются в районе экватора на внешнем и внутреннем обводе, а минимальные значения — в области диверторов. Эти особенности связаны с тороидальной геометрией и вытянутостью вакуумной камеры в вертикальном направлении. При этом соотношение максимумов на внутреннем и внешнем обводах определяется как конфигурацией источника первичных нейтронов, так и источником вторичных нейтронов в виде бланкета.

Рассмотрен простейший вариант описания источника нейтронов в токамаке в виде окружности (или тонкого тора) с радиусом, совпадающим с большим радиусом установки. Распределения плотности потока нейтронов от такого источника и старого упрощённого варианта источника отличаются незначительно: среднее отклонение 3,7%, максимальное отклонение 7,5% (на внешнем обводе на экваторе). При

этом результаты аналитического и численного расчёта нейтронной нагрузки от упрощённого источника практически совпадают, что говорит о корректности результатов, полученных с помощью SuperMC.

Из сравнения распределений первичных нейтронов от упрощённого и реалистичного источников выявлено, что распределение от нового источника более равномерное: среднее отклонение от среднего значения 12,5% для реалистичного против 21,6% для упрощённого. Распределения от упрощённого и реалистичного источников отличаются в среднем друг от друга на 13,08% (по отношению к упрощённому источнику). При этом максимальное отклонение наблюдается в районе 120° и 240° : от реалистичного источника поток на 27% больше. Средняя плотность потока энергии, переносимая нейтронами через стенку, отличается для разных описаний источника незначительно: для упрощённого $0,27 \text{ МВт/м}^2$, для реалистичного $0,28 \text{ МВт/м}^2$, а максимальная $0,36$ и $0,35 \text{ МВт/м}^2$ соответственно.

Учёт нейтронных характеристик и формы конструкций токамака (бланкет и первая стенка) и функциональных материалов за первой стенкой сопровождается ростом плотности потока нейтронов на стенке и увеличением равномерности распределений практически в 2 раза.

На глобальных параметрах системы, таких как коэффициент воспроизводства трития (КВТ), способ описания источника первичных нейтронов сказывается незначительно.

Наличие в ГРУ делящихся материалов в бланкете оказывает существенное влияние на интенсивность и распределение нейтронной нагрузки на стенку. Средняя плотность потока нейтронов увеличивается в десятки раз ($63,8$ и $59,9$ для упрощённого и реалистичного источников соответственно). При этом плотность потока нейтронов в энергетических единицах вырастает меньше, поскольку она зависит не только от суммарной плотности потока нейтронов, но и от спектра, который становится мягче при наличии делящихся материалов в бланкете. Поскольку источник вторичных нейтронов начинает играть решающую роль, влияние источника первичных нейтронов становится малосущественным. Разница между распределениями плотности потока на стенке для разных описаний источника первичных нейтронов составляет в среднем 2,41%. Средняя плотность потока нейтронов в энергетических единицах в первой стенке составляет для модели с упрощённым источником $1,16 \text{ МВт/м}^2$ (максимальная $1,51 \text{ МВт/м}^2$), для модели с реалистичным $1,15 \text{ МВт/м}^2$ (максимальная $1,45 \text{ МВт/м}^2$).

Дальнейшее развитие модели источника термоядерных нейтронов ГССД ДЕМО-ТИН предполагает получение распределений интенсивности генерации нейтронов с учётом оптимального направления инжекции и реального спектра продуктов реакции синтеза.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wu Y.** — Fusion Neutronics. Springer Singapore, 2017.
2. **Kuteev B.V., Goncharov P.R.** Fusion—fission hybrid systems: yesterday, today, and tomorrow. — Fusion Science and Technology, 2020, vol. 76, № 7, p. 836—847.
3. **Stacey W.M.** Transmutation missions for fusion neutron sources. — Fusion Engineering and Design, 2007, vol. 82, № 1, p. 11—20.
4. **Linke J. et al.** Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. — Matter and Radiation at Extremes, 2019, vol. 4, № 5, p. 056201.
5. **Khripunov V.** First wall material damage induced by fusion-fission neutron environment. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 109—111, p. 7—12.
6. **Zhirkin A.V. et al.** Assessment of radiation damage of the first wall of a fusion neutron source DEMO-FNS with a blanket for the transmutation of minor actinides. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, № 12, p. 126053.
7. **Huang L. et al.** Investigation of neutron source model based on EAST plasma shape. — Fusion Engineering and Design, 2020, vol. 153, p. 111487.
8. **Yi-xue C., Yi-can W.** Effect of fusion neutron source numerical models on neutron wall loading in a D—D tokamak device. — Plasma Sci. Technol., 2003, vol. 5, № 2, p. 1749—1754.
9. **Salazar-Cravioto H. et al.** Modeling of a spherical tokamak as an extended neutron source using ASTRA and MCNP. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2020, vol. 48, № 6, p. 1810—1816.
10. **Fausser C. et al.** Tokamak D—T-neutron source models for different plasma physics confinement modes. — Fusion Engineering and Design, 2012, vol. 87, № 5, p. 787—792.
11. **Cecconello M. et al.** Discrepancy between estimated and measured fusion product rates on MAST using TRANSP/NUBEAM. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 59, № 1, p. 016006.
12. **Азизов Э.А. и др.** Использование компактных токамаков в качестве источника нейтронов для решения проблем ядерной энергетики. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 3, с. 3—9.
13. **Гончаров П.Р. и др.** Сопоставление нейтронного выхода классических и сферических токамаков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 36—43.

14. **Jassby D.L.** Optimization of fusion power density in the two-energy-component tokamak reactor. — Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, № 3, p. 453.
15. **Kuteev B.V. et al.** Development of DEMO-FNS tokamak for fusion and hybrid technologies. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 7, p. 073035.
16. **Goncharov P.R.** Spectra of neutrons from a beam-driven fusion source. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, № 6, p. 063012.
17. **Скрекель О.М. и др.** Расчёт нейтронного выхода токамака Глобус-М2 с учётом анизотропии по скоростям функции распределения ионов при нейтральной инжекции атомов высокой энергии. — Письма в ЖТФ, 2021, т. 47, № 4.
18. **Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS Team.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 7, p. 076014.
19. **Forster R.A. et al.** MCNP™. Version 5. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004, vol. 213, p. 82—86.
20. **Wu Y.** Multifunctional neutronics calculation methodology and program for nuclear design and radiation safety evaluation. — Fusion Science and Technology, 2018, vol. 74, № 4, p. 321—329.
21. **Wu Y. et al.** CAD-based Monte Carlo program for integrated simulation of nuclear system SuperMC. — Annals of Nuclear Energy, 2015, vol. 82, p. 161—168.
22. **Длугач Е.Д., Кутеев Б.В.** О влиянии параметров нейтральной инжекции на генерацию неиндукционного тока и выход нейтронов в компактном токамаке. — Физика плазмы, 2022, т. 48, № 10, с. 881—889.
23. **Dlougach E., Shlenskii M., Kuteev B.** Neutral beams for neutron generation in fusion neutron sources. — Atoms, 2022, vol. 10, № 4, p. 143.
24. **Dlougach E.D.** BTOR Software for Injected Beam Capture and Performance in Tokamak Plasma (Python). Certificate of Computer Code Registration № 2020612368, Record 20.02.2020, Russia.
25. **Wesson J.** Tokamaks. Oxford, New York: Oxford University Press, 2011. 828 p.
26. **Dlougach E.D., Shlenskii M.N.** NESTOR Software for Volume Source of Nuclear Fusion Neutrons Generation in FNS Plasmas (Python). Certificate of Computer Code Registration № 2022610362, Record 11.01.2022, Russia.
27. **IAEA's Nuclear Data Section;** <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.
28. **Kuteev B.V., Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS Team.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. № 7, p. 076039.
29. **Paula Sirén et al.** Versatile fusion source integrator AFSI for fast ion and neutron studies in fusion devices. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, p. 016023; doi:10.1088/1741-4326/aa92e9.
30. **Петров Ю.В. и др.** Тороидальные альфвеновские моды в плазме сферического токамака Глобус-М. — Физика плазмы, 2019, т. 45, № 8, с. 675—684; doi: 10.1134/S0367292119080080.



Михаил Никитович Шленский, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
shlenskii_mn@nrcki.ru



Евгения Дмитриевна Длугач, старший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
edlougach@gmail.com



Борис Васильевич Кутеев, заместитель руководителя отделения, д.ф.-м.н., профессор; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; преподаватель; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Kuteev_BV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 3 ноября 2022 г.

После доработки 25 марта 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 97—110.

УДК 621.039

ПОТЕНЦИАЛ СОВМЕСТНОЙ РАБОТЫ РЕАКТОРОВ ВВЭР И РЕАКТОРОВ СИНТЕЗА

В.Ю. Бландинский, Е.А. Бобров, В.Д. Давиденко, О.В. Дьячкова, Т.Ю. Карпушкин, С.В. Цибульский

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье рассматривается вопрос наработки трития в реакторах типа ВВЭР с целью использования его в качестве топливного материала в реакторах синтеза. При получении одного ядра трития из сырьевого изотопа ${}^6\text{Li}$ требуется потратить один нейтрон. Это эквивалентно нейтронным потерям в топливном цикле реактора деления. Поглощение нейтронов ${}^6\text{Li}$ частично компенсируется запасом реактивности на выгорание топлива в реакторе деления. Однако по причине недостаточно быстрого выгорания ${}^6\text{Li}$ он выступает как поглотитель на протяжении всей кампании. Это приводит к её сокращению.

Ключевые слова: ВВЭР, ${}^6\text{Li}$, реакторы синтеза, топливный цикл, реакторы деления, нейтрон.

THE POTENTIAL OF COUPLED OPERATION OF FISSION VVER AND FUSION POWER REACTORS

V.Yu. Blandinsky, E.A. Bobrov, V.D. Davidenko, O.V. Dyachkova, T.Yu. Karpushkin, S.V. Tsibulskiy

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The article deals with the problem of tritium production in VVER reactors in order to use it as a fuel in fusion reactors. When obtaining one tritium nucleus from the raw isotope ${}^6\text{Li}$, it is required to spend one neutron. This is equivalent to neutron losses in the fuel cycle of a fission reactor. Neutron absorption by ${}^6\text{Li}$ is partially compensated by the reactivity margin for fuel burnout. However, due to the insufficiently fast burnout of ${}^6\text{Li}$, it acts as an absorber throughout the reactor lifecycle. This leads to its reduction.

Key words: VVER, ${}^6\text{Li}$, fusion reactors, fuel cycle, fission reactors, neutron.

DOI: 10.21517/0202-3822-2023-46-2-111-114

ВВЕДЕНИЕ

В прогнозах перспективы развития ядерной энергетики связывают с созданием ядерной энергетической системы с реакторами синтеза и реакторами деления. Производство энергии в этой системе сосредоточено в реакторах деления, а топливо для этих реакторов в виде искусственных делящихся изотопов (Pu или ${}^{233}\text{U}$) получается конверсией сырьевых изотопов (U или Th) в бланкете гибридного термоядерного реактора. В такой энергетической системе на переработку отработанного ядерного топлива (ОЯТ) попадает топливо из бланкета термоядерного реактора, имеющее небольшое выгорание и низкое содержание продуктов деления. По этим причинам риск радиоактивного загрязнения окружающей среды при переработке ОЯТ на несколько порядков ниже в сравнении с вариантом переработки высокоактивного ОЯТ из реакторов деления.

Для того чтобы реализовать такую схему замыкания топливного цикла, необходимо освоить управляемый термоядерный синтез и создать гибридный термоядерный реактор. Работы в этом направлении активно ведутся и, вероятно, к середине века соответствующие технологии будут освоены. Для производства высокоэнергичных (термоядерных) нейтронов в гибридном термоядерном реакторе необходимо топливо в виде двух изотопов водорода D (дейтерия) и T (трития). В реакции синтеза этих изотопов $\text{D} + \text{T} = n + \alpha$ получаются нейтрон с энергией 14,1 МэВ и α -частица с энергией 3,52 МэВ. Нейтрон высокой энергии может эффективно использоваться для конверсии сырьевых тяжёлых изотопов в делящиеся. Этот нейтрон будет размножаться в бланкете термоядерного реактора за счёт реакций деления сырьевого изотопа и реакций типа (n, xn) . При использовании в подкритическом бланкете сырьевого изотопа ${}^{238}\text{U}$ коэффициент умножения нейтронов может достигать 4,4, а при использовании сырьевого изотопа ${}^{232}\text{Th}$ около 2,6 [1]. Большее число нейтронов для бланкета с изотопом ${}^{238}\text{U}$ получается преимущественно в результате деления ядер урана. Несмотря на большее число нейтронов, получающихся в случае использования в качестве сырьевого изотопа ${}^{238}\text{U}$, преимуществом ${}^{232}\text{Th}$ является то, что размножение нейтронов происходит преимущественно за счёт реакций типа (n, xn) без образования радиоактивных продуктов деления. В случае использования тория ОЯТ получается с более низким содержанием продуктов деления, и это может существенно облегчить его химическую переработку при выделении делящегося изотопа ${}^{233}\text{U}$.

Изотопы, из которых в результате синтеза лёгких ядер получается термоядерный нейтрон, являются сырьём для гибридного термоядерного реактора (ГТР). Потребности в этих изотопах ориентировочно следующие. Чтобы обеспечить работу одного реактора ВВЭР мощностью 1 ГВт(эл.) в течение года, необходимо сжечь (перевести в продукты деления) 1 т делящихся изотопов. Чтобы произвести такое количество делящихся изотопов из сырьевых изотопов, необходимо конвертировать в делящиеся также 1 т сырьевых изотопов. Для чего потребуется $2,6 \cdot 10^{27}$ нейтронов, которые получаются в результате реакции синтеза без учёта размножения нейтронов в blankets ГТР. Именно такое количество ядер дейтерия и трития потребуется. В весовых характеристиках это будет означать 8,6 кг дейтерия и 13 кг трития. С учётом «умеренного» коэффициента умножения около 2 потребуется 4,3 кг дейтерия и примерно 6,5 кг трития. В blankets ГТР можно получить коэффициент умножения нейтронов около 2,6 [1]. В отношении дейтерия проблем не возникает, его получают за счёт извлечения из обычной воды тяжёлой воды дистилляцией или электролизом и различными процессами химического обмена. В отличие от дейтерия тритий является нестабильным изотопом водорода с периодом полураспада 12,32 года. Этот изотоп не встречается в природе, и его надо нарабатывать. Тритий получают из изотопа ${}^6\text{Li}$ в ядерных реакторах по следующей реакции: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + 4,8 \text{ МэВ}$, где ${}^6\text{Li}$ — один из изотопов природного лития, содержание которого в нём около 7,5%. Производство трития так же, как и при конверсии тяжёлых сырьевых изотопов в делящиеся, требует расхода одного нейтрона. В ядерной энергетической системе тритий можно производить в термоядерных установках. В этом случае они будут производить не только делящийся изотоп для реакторов деления, но также будут обеспечивать себя тритием. Поскольку в ГТР происходит размножение нейтронов, то вполне допустимо часть из них потратить на производство топлива для реакторов деления, а другую часть — на самообеспечение тритием. Однако ввиду того, что ГТР будут достаточно дорогими установками, желательно сократить их долю в системе ядерной энергетики. Для этого можно задействовать альтернативные способы получения трития, использовать для этой цели часть нейтронов из реакторов ВВЭР. В тепловых реакторах деления заметная часть нейтронов поглощается в выгорающих поглотителях, компенсируя избыток реактивности, таким выгорающим поглотителем может быть литий.

Рассмотрению именно этого вопроса производства трития в реакторах типа ВВЭР посвящена данная статья.

НАРАБОТКА ТРИТИЯ В РЕАКТОРАХ ВВЭР

Для получения трития в реакторе ВВЭР в активной зоне реактора следует разместить литиевую мишень. Литий в данном случае следует рассматривать в качестве выгорающего поглотителя. Желательно составить такую топливную композицию с изотопом ${}^6\text{Li}$, которая не приведёт к значительному сокращению длительности кампании.

В стандартной тепловыделяющей сборке ВВЭР заменим несколько ТВЭЛов на такие же по размерам элементы, в которых вместо уранового топлива будет расположена керамика, содержащая изотоп ${}^6\text{Li}$. В качестве материала, в котором будет нарабатываться тритий, рассматривается наиболее перспективный для термоядерных систем [2], согласно современным оценкам, метатитанат лития (Li_2TiO_3). Этот материал имеет температуру плавления 1150 °С, плотность от 2 до 3,43 г/см³ в зависимости от вида кристаллической решётки. (Расчёты выполнены для среднего значения плотности 2,7 г/см³.)

В расчётах предполагалось, что в метатитанате находится природный литий с обогащением 7,5% по изотопу ${}^6\text{Li}$. Этот бридерный материал помещается в специальные ТВЭЛы, которые впоследствии замещают обычные ТВЭЛы в кассете ВВЭР. Рассмотрены два варианта: замещается 5 ТВЭЛов в кассете из 371 и 10 ТВЭЛов. По причине удаления из активной зоны топлива и размещения вместо него поглощающего материала сокращается кампания.

С использованием программного средства UNK [3] выполнены расчёты изменения изотопного состава топлива в ТВС реактора ВВЭР, в которых 5 или 10 ТВЭЛов заменены на элементы с бридерной литиевой композицией.

Удаление делящегося материала из активной зоны и добавление литиевого (выгорающего) поглотителя для получения трития приводит к изменению размножающих свойств в течение кампании (рис. 1).

С учётом трёхкратных перегрузок топлива изменение размножающих свойств показано на рис. 2.

В варианте без выгорающего поглотителя длительность кампании топлива составляет 1130 эффективных сут. Для варианта замены пяти твэлов в кассете на бридерные твэлы с литием длительность кампании составляет 987 сут. Потеря кампании в данном случае составляет около 10%. Для варианта замены 10 твэлов в кассете на бридерные твэлы с литием длительность кампании составляет 918 сут. Потеря кампании в данном случае составляет около 20%. По всей видимости, дальнейшее увеличение загрузки лития в твэл с целью большего накопления трития будет уже неоправданно.

На рис. 3 показан график накопления трития в течение кампании для двух указанных вариантов. В этих расчётах предполагается, что утечки трития из ядер бридерного материала в процессе его облучения в реакторе нет.

В настоящее время концепция наработки трития в тепловых реакторах ВВЭР в полном объёме не определена. Есть два принципиально разных варианта.

Первый вариант — тритий накапливается в специальных твэлах, в которых таблетки с бридерным материалом находятся в защитных покрытиях, препятствующих выходу накопленного трития. По окончании кампании эти специальные твэлы отправляются на переработку, где из таблеток выделяется тритий, т.е. применяется схема, используемая при переработке ОЯТ. Также ранее был рассмотрен вариант размещения изотопа ${}^6\text{Li}$ во всех твэлах активной зоны путём замещения части таблеток с диоксидом урана [4]. При использовании гетерогенной топливной композиции можно накапливать до 6 кг трития за кампанию реактора, однако данный подход требует разработки нового типа топлива.

Второй вариант — это выделение трития из бридерных элементов непосредственно в процессе облучения в реакторе и удаление его вместе с потоком продувочного газа. В этом варианте предполагается наличие так называемого вентилируемого твэла, в котором продувочный газ после выхода из бридерного твэла попадает в ёмкость с катализатором, где извлекается газообразный тритий [5]. Второй вариант практически полностью соответствует современным тенденциям решения задачи наработки и использования трития в установках УТС.

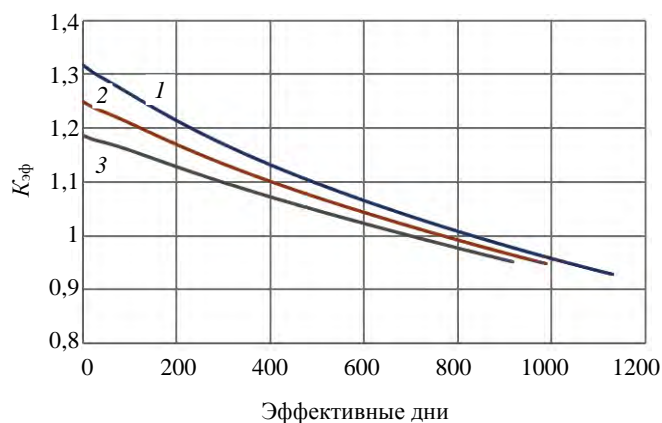


Рис. 1. Изменение эффективного коэффициента размножения активной зоны ВВЭР в течение кампании: 1 — расчёт без выгорающего поглотителя; 2 — пять твэлов в каждой кассете заменены на бридерную композицию с литием; 3 — 10 твэлов в каждой кассете заменены на бридерную композицию с литием

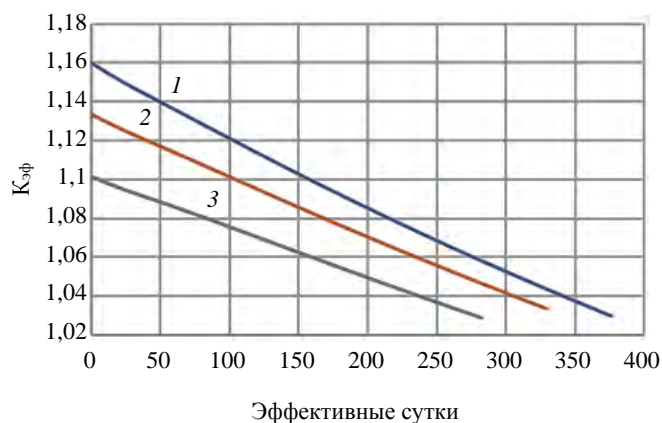


Рис. 2. Изменение размножающих свойств ТВС реактора ВВЭР при трёхкратных перегрузках топлива: 1 — расчёт без выгорающего поглотителя; 2 — пять твэлов в кассетах замещаются на бридерную композицию с литием; 3 — 10 твэлов в кассетах замещаются на бридерную композицию с литием

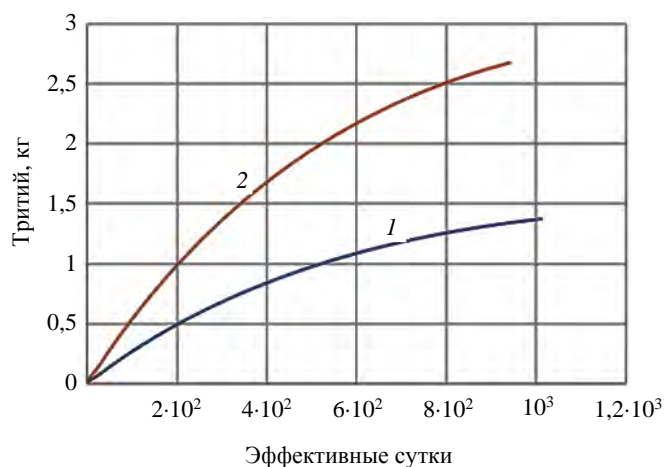


Рис. 3. Накопление трития в литийсодержащем элементе в течение кампании (без учёта диффузии трития): 1 — замещено пять твэлов в кассете; 2 — замещено 10 твэлов в кассете

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе проведены нейтронно-физические расчёты по оценке потенциала наработки трития в реакторах ВВЭР на тепловых нейтронах с учётом снижения длительности кампании. Как показывают расчёты, при сокращении кампании топлива примерно на 10% можно рассчитывать на возможность накопления примерно 1,5 кг трития за кампанию топлива, т.е. за 3 года. Из этого трития в гибридном термоядерном реакторе, где термоядерные нейтроны можно будет размножить в 2,5 раза, возможно получить примерно 260 кг изотопа ^{233}U . Таким образом, замена пяти твэлов в ТВС ВВЭР на воспроизводящие тритий элементы не позволяет удовлетворить потребности ГТР. В то же время наработанные 260 кг ^{233}U в бланкете одного ГТР не покрывают потребность в топливе реактора на тепловых нейтронах.

В работе оценен потенциал производства трития в реакторах ВВЭР при использовании для этой цели стандартного топлива.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-02015.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бландинский В.Ю., Давиденко В.Д., Зинченко А.С., Моряков А.В., Родионова Е.В., Чукбар Б.К., Цибульский В.Ф. Энергетические перспективы термоядерного синтеза. — Атомная энергия, 2020, т. 128, вып. 1, с. 37—40.
2. Аленина М.В., Колотов В.П., Платов Ю.М. Карбид лития — перспективный материал для бридера термоядерного реактора. — Перспективные материалы, 2013, № 7; <https://www.j-pm.ru/koriya-2013-6>.
3. Белоусов Н.И., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф. Программа UNK для детального расчёта спектра нейтронов в ячейке ядерного реактора: Препринт ИАЭ-6083/4. — М., 1998.
4. Бландинский В.Ю., Бобров Е.А., Давиденко О.В., Карпушкин Т.Ю., Цибульский С.В. Легководные реакторы с торий-урановым топливом для наработки трития в ядерной энергетической системе с реакторами синтеза и деления. — В сб.: Сборник докладов конференции молодых специалистов «Инновации в атомной энергетике». Москва, АО «НИКИЭТ», 2019.
5. Тритий в установках управляемого термоядерного синтеза (обзор литературы); <http://profbeckman.narod.ru/DisAjizhan.files/G11.pdf>.

НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ», 123182 МОСКВА, ПЛ. АКАДЕМИКА КУРЧАТОВА 1, РОССИЯ



Виктор Юрьевич Бландинский, заместитель руководителя, учёный секретарь



Евгений Анатольевич Бобров, начальник отдела



Владимир Дмитриевич Давиденко, руководитель отделения, д. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова



Ольга Владимировна Дьячкова, научный сотрудник



Тимофей Юрьевич Карпушкин, ведущий научный сотрудник, к. техн. н.



Сергей Викторович Цибульский, старший научный сотрудник

Статья поступила в редакцию 14 января 2023 г.

После доработки 2 апреля 2023 г.

Принята к публикации 4 апреля 2023 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 2, с. 111—114.

СОДЕРЖАНИЕ

Памяти Дениса Петровича Иванова	5
<i>Нагорный Н.В., Миронова Е.Ю., Портоне С.С., Семенов О.И., Ежова З.В., Миронов А.Ю., Ларионов А.С., Григорян Л.А., Гужев Д.И., Семенов Е.В., Николаев А.И., Нестеренко В.М., Арбузова Т.В., Семенов И.Б., Красильников А.В.</i> Разработка концепции получения и хранения научных данных УТС-исследований в аппаратно-инфраструктурной платформе информационно-коммуникационного пространства	7
<i>Ревякин П.А., Родионов Р.Н., Немцев Г.Е.</i> Расчёт амплитудных спектров алмазных детекторов вертикальной нейтронной камеры ИТЭР с учётом функции распределения ионов плазмы	15
<i>Неверов В.С., Андреев Е.Н., Ахтырский С.В., Земцов И.А., Крупин В.А., Кукушкин А.Б., Кукушкин А.С., [Леонов В.М.], Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Пиенов А.А.</i> Создание программного модуля синтетической оптической диагностики плазмы токамака Т-15МД и расчёт сигналов пассивной спектроскопии	23
<i>Ахмедов И.С., Рыжов Н.И., Юдина Т.А., Долганов К.С., Киселев А.Е.</i> Анализ аварии с потерей вакуума на ИТЭР с использованием интегральной программы для ЭВМ СОКРАТ-В1/В2	38
<i>Демидов А.С., Захаренков А.В., Комов А.Т., Тупотилов Д.А., Дедов А.В., Гроо Д.А., Вертков А.В., Жарков М.Ю.</i> Охлаждение диспергированным потоком поверхности, подверженной высокой тепловой нагрузке.....	53
<i>Лиджигорьяев С.Д., Бурмистров Д.А., Гаврилов В.В., Костюшин В.А., Позняк И.М., Пушина А.В., Топорков Д.А.</i> Защита вольфрамовой мишени от воздействия мощного потока водородной плазмы с помощью азотной газовой завесы.....	63
<i>Васильев А.Д., Долганов К.С., Киселёв А.Е., Кондратенко П.С., Матвеев Л.В., Семёнов В.Н.</i> Возможность стратификации водорода в условиях аварии с истечением теплоносителя из системы охлаждения в вакуумную камеру токамака	72
<i>Романовский В.Р., Макаренко М.Н.</i> Механизмы разрушения сверхпроводимости высокотемпературных сверхпроводников, охлаждаемых жидкими хладагентами, при вводе переменного тока.....	87
<i>Шленский М.Н., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В.</i> Развитие нейтронно-физической модели гибридного реактора ДЕМО-ТИН с использованием кода NESTOR и метода Монте-Карло.....	97
<i>Бландинский В.Ю., Бобров Е.А., Давиденко В.Д., Дьячкова О.В., Карпушкин Т.Ю., Цибульский С.В.</i> Потенциал совместной работы реакторов ВВЭР и реакторов синтеза	111

CONTENTS

<i>In Memoriam of Denis Petrovich Ivanov</i>	5
<i>Nagorny N.V., Mironova E.Yu., Portone S.S., Semenov O.I., Ezhova Z.V., Mironov A.Yu., Larionov A.S., Grigoryan L.A., Guzhev D.I., Semenov E.V., Nikolaev A.I., Nesterenko V.M., Arbuzova T.V., Semenov I.B., Krasilnikov A.V.</i> Development of the scientific data handling concept in the infrastructural hardware platform of the common it space for fusion research	7
<i>Revyakin P.A., Rodionov R.N., Nemtsev G.E.</i> Calculation of pulse-height spectra of ITER vertical neutron camera diamond detectors based on plasma ion velocity distribution function	15
<i>Neverov V.S., Andreenko E.N., Akhtyrskiy S.V., Zemtsov I.A., Krupin V.A., Kukushkin A.B., <u>Kukushkin A.S.</u>, <u>Leonov V.M.</u>, Nemets A.R., Nurgaliev M.R., Pshenov A.A.</i> Development of a software module for synthetic optical diagnostics of plasmas in T-15MD tokamak and calculation of passive spectroscopy signals.....	23
<i>Akhmedov I.S., Ryzhov N.I., Yudina T.A., Dolganov K.S., Kiselev A.E.</i> Analysis of loss of vacuum accident at ITER using SOCRAT-V1/V2.....	38
<i>Demidov A.S., Zakharenkov A.V., Komov A.T., Tuputilov D.A., Dedov A.V., Groo D.A., Vertkov A.V., Zharkov M.Yu.</i> Cooling by dispersed flow of a surface exposed to high thermal load	53
<i>Lidzhigoriaev S.D., Burmistrov D.A., Gavrilov V.V., Kostyushin V.A., Poznyak I.M., Pushina A.V., Toporkov D.A.</i> Shielding of a tungsten target from impact of a powerful hydrogen plasma flow by means of a nitrogen gas screen.....	63
<i>Vasiliev A.D., Dolganov K.S., Kiselev A.E., Kondratenko P.S., Matveev L.V., Semenov V.N.</i> Possibility of hydrogen stratification under accident conditions with coolant loss from the cooling system into vacuum vessel at tokamaks.....	72
<i>Romanovskii V.R., Makarenko M.N.</i> Destruction mechanisms of superconductivity of high-temperature superconductors cooled by liqued coolant during ac current charging	87
<i>Shlenskii M.N., Dlougach E.D., Kuteev B.V.</i> Development of neutron-physical model of hybrid reactor DEMO-FNS by means of NESTOR code and Monte-Carlo method.....	97
<i>Blandinsky V.Yu., Bobrov E.A., Davidenko V.D., Dyachkova O.V., Karpushkin T.Yu., Tsibulskiy S.V.</i> The potential of coupled operation of fission VVER and fusion power reactors	111

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 46, выпуск 2

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 14.06.23. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 10. Уч.-изд. л. 11. Тираж 140. Индекс 3648. 10 статей. 1 сообщение. Заказ 24
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

