

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2025

Том 48
Выпуск 4

Представляем четвёртый выпуск 2025 г. журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез». В нём публикуются 10 статей с результатами работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС). В рубрикации содержания выпуска сделан упор на причастность статей к установкам для УТС (токамаки ИТЭР и T-11M, плазменный фокус ИСПФ) и тематическим направлениям (плазма—стенка, ВТСП, безопасность термоядерных реакторов).

В разделе «ИТЭР» представлены две статьи. В первой коллектив, руководимый НИЦ «Курчатовский институт», провёл анализ возможностей диагностики «Спектроскопия водородных линий» осуществлять мониторинг примесей, в первую очередь бора и вольфрама, в пристеночном слое плазмы в новом сценарии работы ИТЭР с вольфрамовой первой стенкой и периодической боронизацией её поверхности. Во второй статье авторы из ТРИНИТИ и ЧУ «ИТЭР-Центр» создали теоретическую модель детекторных узлов диверторного монитора термоядерной мощности ИТЭР и провели её проверку в эксперименте с источниками быстрых нейтронов.

В статье авторов из ТРИНИТИ и НИКИЭТ доложены первые результаты работы с литиевым инжектором с внешней подачей лития в плазменных разрядах токамака T-11M, позволяющие проведение дозаправок литием без разгерметизации вакуумной камеры токамака.

Авторы из НИЦ «Курчатовский институт» провели исследование ультрафиолетового излучения водородно-ксеноновой плазмы на установке плазменный фокус ИСПФ, являющейся источником короткоживущей термоядерной плазмы и плазменной технологии литографии.

Раздел «Плазма—стенка и материалы для УТС» содержит три статьи. В первой статье авторы из ИТЭФ и НИЦ «Курчатовский институт» представили физические принципы и технологическую схему лазерной системы импульсно-периодического действия «ФОКУС», являющейся лазерным источником тяжёлых многозарядных ионов и применимой к модельным экспериментам по лазерному УТС. Во второй статье авторы из ИЯФ СО РАН и пяти других институтов и университетов из Новосибирска и Москвы провели лазерные испытания перспективной композиционной керамики AlN—TiB_2 путём возможных импульсно-периодических тепловых нагрузок на первую стенку в термоядерных установках. В третьей статье авторы из МИФИ представили численный код, автоматизирующий расчёты характеристик распыления и рассеяния при ионной бомбардировке твёрдого тела известным кодом SDTrimSP и создающий базы данных для использования в расчётах транспорта примесей и рабочего газа в термоядерных установках.

В разделе «ВТСП» в статье авторов из НИЦ «Курчатовский институт» изложены основные особенности конструкции и процесса разработки ВТСП-тоководов для использования в стендах испытаний модельных и полноразмерных обмоток проектируемых устройств для УТС.

В разделе «Безопасность термоядерных реакторов» представлены две статьи. В первой автор из ИЯФ СО РАН описал историю лицензирования термоядерного реактора ИТЭР, включая эволюцию количества трития, допускаемого в вакуумной камере, обсудил проблему разработки нормативных требований специально для термоядерных установок. Во второй статье авторы из ИБРАЭ РАН описали разработку технологии интеграции численных кодов для расчётов процессов с образованием взрывоопасных газопылевых смесей при авариях в термоядерных реакторах типа токамак.

Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез»

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 48
Выпуск 4

МОСКВА — 2025

Главный редактор

М.В. Ковальчук, президент НИЦ «Курчатовский институт»

Редакционная коллегия:

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

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

А.В. Бурдаков, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, 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, зав. кафедрой, д.ф.-м.н., НИЯУ МИФИ, Москва

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

Н.А. Кирнева, руководитель отделения, к.ф.-м.н., 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 (Krashennikov), 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. Доллежала, 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, заместитель директора по термоядерному синтезу и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

А.В. Спицын, начальник отдела, 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

П.П. Хвостенко, научный руководитель комплекса, д. техн. н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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 «ВНИИНМ» им. А.А. Бочвара, Москва

Отв. секретарь: 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 (eLIBRARY Document Number — EDN), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,644

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 48

Issue 4

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

MOSCOW — 2025

Editor-in-Chief

M.V. Kovalchuk, 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

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

A.V. Burdakov, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, 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, Department Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, 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, Division 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. Krashennnikov, 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 Department, 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 Division, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Troitsk Institute for Innovation & Fusion Research (TRINITI), Troitsk, Moscow

A.N. Romannikov, Deputy Director for Nuclear Fusion and Plasma Technologies, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

A.V. Spitsyn, Head of Department, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

P.P. Khvostenko, Scientific Director of the Complex, Dr. of Science Degree in Engineering, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

V.I. Khripunov, Leading Research Scientist, PhD 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

Editorial Management: 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 Institution 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 Article Identifier (eLibrary Document Number — EDN). 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 platform of the Russian Scientific Electronic Library <http://www.elibrary.ru>

The two-year impact factor of the journal in RSCI: 0,644



УДК 533.9

КОНТРОЛЬ ПОСТУПЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМУ С ПОМОЩЬЮ СВЛ-ДИАГНОСТИКИ В НОВОМ СЦЕНАРИИ ИТЭР С ВОЛЬФРАМОВОЙ СТЕНКОЙ

*К.Ю. Вуколов^{1,2}, А.Г. Алексеев¹, Е.Н. Андреев¹, М.Ю. Бузмаков¹, Д.Н. Васильев¹, Д.К. Вуколов¹,
Г.М. Коновалов³, А.Б. Кукушкин^{1,4}, А.А. Морозов¹, И.И. Орловский¹, С.В. Серушкин²,
Р.И. Хуснутдинов^{1,4}, Д.А. Федоров¹*

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

⁴НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

В статье рассматривается задача контроля поступления примесей в плазму в рамках нового сценария эксплуатации ИТЭР с вольфрамовой первой стенкой. Замена бериллия на вольфрам повышает стойкость стенки к тепловым нагрузкам и эрозии, но создаёт риск загрязнения плазмы тяжёлой примесью (вольфрамом), а также затрудняет откачку лёгких примесей. Для решения этих проблем в ИТЭР предложена периодическая боронизация стенки.

Основное внимание в статье уделяется анализу возможностей диагностики «Спектроскопия водородных линий» осуществлять мониторинг примесей, в первую очередь бора и вольфрама, в пристеночном слое плазмы (SOL) в новом сценарии работы ИТЭР. Предложен список спектральных линий для регистрации излучения атомов и ионов бора, а также вольфрама. Кроме того, в статье обсуждаются потенциальные проблемы, такие как рассеянный диверторный свет и наложение спектральных линий разных элементов.

С помощью численного моделирования (коды VM1D2V, SDTrimSP, SOLPS, WallDYN3D) оценены плотности потоков атомов бора и вольфрама с первой стенки вследствие распыления атомами и ионами дейтерия для двух характерных режимов работы дивертора. Показано, что защитный слой бора эффективно экранирует вольфрамовую стенку от эрозии, однако приводит к значительным потокам бора в плазму. Для расчёта интенсивности излучения на видеокерах СВЛ-диагностики были использованы библиотеки Raysect и Cherab. Расчёты интенсивности излучения на выбранных спектральных линиях бора демонстрируют возможность их регистрации системой СВЛ и подчёркивают важность учёта отражательной способности стенки для точной интерпретации сигналов.

Ключевые слова: токамак, диагностика плазмы, спектроскопия, ИТЭР, поступление примесей, боронизация.

MONITORING OF IMPURITY INFLUX INTO PLASMA USING H-ALPHA SPECTROSCOPY DIAGNOSTICS IN THE NEW ITER SCENARIO WITH A TUNGSTEN WALL

*K.Yu. Vukolov^{1,2}, A.G. Alekseev¹, E.N. Andreenko¹, M.Yu. Buzmakov¹, D.N. Vasiliev¹, D.K. Vukolov¹,
G.M. Konovalov³, A.B. Kukushkin^{1,4}, A.A. Morozov¹, I.I. Orlovskiy¹, S.V. Serushkin²,
R.I. Khusnutdinov^{1,4}, D.A. Fedorov¹*

¹NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

³Institution "Project Center ITER", Moscow, Russia

⁴NRNU MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, Russia

The article examines the problem of controlling impurity influx into the plasma within the framework of a new ITER operation scenario with a tungsten first wall. Replacing beryllium with tungsten increases the wall's resistance to thermal loads and erosion but creates a risk of plasma contamination by a heavy impurity (tungsten) and complicates the pumping of light impurities. To address these issues, periodic wall boronization has been proposed for ITER.

The primary focus of the article is an analysis of the capabilities of the H-alpha spectroscopy diagnostic for monitoring impurities, primarily boron and tungsten, in the plasma edge (SOL) under the new ITER operational scenario. A list of

spectral lines for registering radiation from boron atoms and ions, as well as tungsten, is proposed. Furthermore, the article discusses potential issues, such as stray divertor light and the overlapping of spectral lines from different elements. Using numerical modeling (BM1D2V, SDTrimSP, SOLPS, WallDYN3D codes), the flux densities of boron and tungsten atoms from the first wall due to sputtering by deuterium atoms and ions were estimated for two characteristic divertor operating regimes. It is shown that the protective boron layer effectively shields the tungsten wall from erosion but leads to significant boron influx into the plasma. The Raysect and Cherab libraries were used to calculate the radiation intensity on the diagnostic cameras. Calculations of radiation intensity for the selected boron spectral lines demonstrate the feasibility of their detection by the diagnostic system and emphasize the importance of accounting for wall reflectivity for accurate signal interpretation.

Key words: tokamak, plasma diagnostics, spectroscopy, ITER, impurity monitoring, boronization.

1. ВВЕДЕНИЕ

Термоядерный синтез с положительным выходом энергии возможен только при низком содержании примесей в плазме, поэтому контроль поступления примесей является важной задачей диагностики плазмы в ИТЭР. Эту задачу можно решать на основе результатов измерений интенсивности линейчатого излучения примесей [1] в пристеночном слое плазмы, который принято называть SOL (от английского scrape-off-layer). Самым простым и надёжным методом таких измерений является пассивная спектроскопия.

На ИТЭР регистрация спектральных линий излучения плазмы в видимой области вблизи первой стенки будет осуществляться с помощью спектроскопии водородных линий (СВЛ) [2] — метода пассивной спектроскопии, который позволяет регистрировать интенсивность спектральных линий изотопов водорода и примесей и на этой основе определять момент перехода из L- в H-моду, рассчитывать изотопное отношение в пристеночной области плазмы и потоки изотопов водорода со стенки. СВЛ-диагностика в ИТЭР включает в себя три оптических канала, расположенных в двух диагностических защитных модулях (ДЗМ) экваториальных патрубков (ЭП): два канала — в ДЗМ № 2 ЭП11 и один канал — в ДЗМ № 1 ЭП12. Такая конфигурация позволяет контролировать рециклинг и поступление примесей по полоидальному обходу, за исключением диверторной зоны, которая будет наблюдаться с помощью другой диагностики.

В статье рассмотрены вопросы контроля поступления примесей в плазму в условиях нового сценария ИТЭР с вольфрамовой стенкой с помощью СВЛ. Приведено краткое описание физических подходов, заложенных в новом сценарии ИТЭР, его преимуществ и недостатков с акцентом на проблему поступления примесей с первой стенки. Рассмотрен процесс боронизации, сделаны оценки его эффективности с точки зрения экранирования первой стенки от распыления. Предложены спектральные линии для регистрации атомов и ионов лёгких примесей с помощью СВЛ и прежде всего бора. Проведено численное моделирование потоков атомов бора и вольфрама с первой стенки ИТЭР вследствие её распыления атомами и ионами дейтерия для двух вероятных режимов пристеночной плазмы. Выполнены расчёты интенсивности излучения линий атомов и ионов бора в полях обзора СВЛ для выбранных плазменных режимов.

2. НОВЫЙ СЦЕНАРИЙ ИТЭР

В новом сценарии ИТЭР в качестве материала первой стенки вместо бериллия (Be) предложен вольфрам (W). Преимущества такого решения состоят в том, что при физическом распылении у W гораздо более высокий энергетический порог (>10 раз для распыления W дейтерием (D) по сравнению с Be) и более низкий выход распылённых атомов (в 100 раз меньше при низких энергиях для D на W по сравнению с Be). У W значительно выше температура плавления (у W $T_{пл} = 3422$ °C, а у Be $T_{пл} = 1287$ °C). Таким образом, переход от стенки из Be к W имеет преимущества с точки зрения срока службы стенки, устойчивости к разрушительным тепловым нагрузкам во время срывов, стойкости к эрозии, снижения захвата трития (T) и образования пыли [3].

Сильным аргументом для замены Be на W также является радикальное решение проблемы обеспечения безопасности при работах с Be при сборке/разборке первой стенки, особенно в случае аварии (срыв плазмы с частичным расплавлением бериллиевых панелей на первой стенке). Кроме того, с вольфрамовой стенкой эксплуатацию ИТЭР предполагается начать с использованием неохлаждаемых водой панелей первой стенки, что позволит накопить опыт работы со срывами и пучками убегающих электронов без риска течей воды [3].

Вместе с тем отказ от бериллиевой стенки влечёт за собой опасность роста эффективного заряда плазмы (Z_{eff}) и даже возможной потери устойчивости разряда из-за критического увеличения потерь энергии на излучение. Тысячные доли процента W в плазме приведут к увеличению мощности тормозного и линейчатого излучения ионов W до уровня, когда нагреть плазму до температуры, требуемой для термоядерной реакции с положительным выходом энергии, станет невозможно. Таким образом, для реализации преимуществ вольфрамовой стенки необходимо научиться работать практически без поступления W в плазму, что будет не просто реализовать на практике.

К поступлению W в плазму может привести, во-первых, контакт горячей плазмы с внутренней стенкой камеры в экваториальной плоскости на начальной (лимитерной) стадии разряда, а во-вторых, распыление стенки и (или) диверторных пластин на диверторной стадии. Распыление W дейтерием ограничено довольно высоким энергетическим порогом ≈ 200 эВ [4], однако скорость распыления может возрасти за счёт воздействия ионов лёгких примесей с более низким порогом распыления [5], поэтому их присутствие в плазме должно быть минимизировано.

С этим связана вторая проблема отказа от бериллиевой стенки. Be — это хороший геттер (газопоглотитель), он эффективно поглощает лёгкие примеси, особенно кислород (O) [6]. Вольфрам свойствами геттера не обладает. Для решения проблемы откачки примесей после вскрытия камеры на атмосферу в новом сценарии ИТЭР предлагается напылять на вольфрамовую стенку бор (B). Он, как и Be , является хорошим геттером и материалом с низким зарядовым числом (Z), который по сравнению с кислородом будет распылять стенку в меньшей степени.

В [3] кратко описан один из возможных вариантов технологии боронизации вольфрамовой стенки ИТЭР — химическое осаждение из тлеющего гелиевого разряда плёнки с содержанием диборана (B_2D_6) в концентрации 10—15% на поверхности, обращённые к плазме. После проведения боронизации в течение суток толщина плёнки бора составит от 50 до 100 нм. Предполагаемая периодичность напыления составляет примерно один раз в две недели — срок, за который, по расчётам, поверхности, обращённые к плазме, почти полностью очищаются от бора за счёт распыления. При этом слой бора на стенке будет не только служить геттером, но и временным барьером, защищающим вольфрамовую стенку от распыления, что значительно снизит поступление W в плазму.

Применение боронизации принесёт с собой ряд проблем:

— по мере распыления плёнки бора поток ионов и атомов B из плазмы может ускорять процесс распыления обнажившихся поверхностей вольфрамовой стенки и тем самым стимулировать поступление W в плазму;

— в диверторной зоне могут нарастать толстые плёнки бора, насыщенные тритием. Изъятие из них трития может оказаться довольно сложной задачей, хотя, возможно, и менее сложной, чем детритизация бериллиевых плёнок;

— расслоение и отшелушивание плёнок бора будет приводить к образованию тритийсодержащей радиоактивной пыли;

— возможность образования на первой стенке слоя боридов вольфрама WB [7], который имеет меньшую плотность, чем у чистого W , из-за этого её эрозия будет идти быстрее.

3. САМОРАСПЫЛЕНИЕ СЛОЯ БОРА НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА

Для нового сценария ИТЭР сделана оценка толщины слоя бора, который защищает поверхность вольфрамовой стенки от распыления. В расчёте рассматривался наиболее критичный процесс самораспыления слоя B падающими на его поверхность ионами B с высокой энергией. Для предельной оценки

взята энергия ионов 500 эВ и выбрано падение ионов по нормали к поверхности. Исследовалось влияние плотности слоя бора на коэффициент распыления. Расчёт делался в коде TRIM методом Монте-Карло, задавались следующие входные данные:

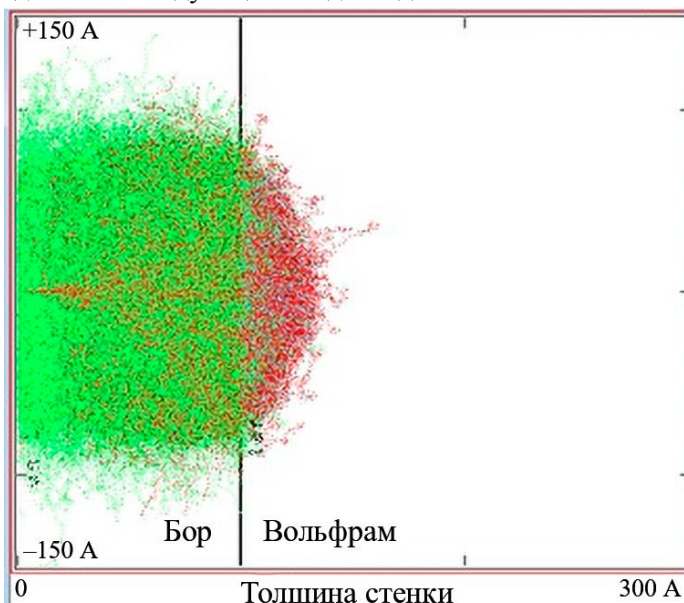


Рис. 1. Развитие каскадов столкновений вглубь слоёв при воздействии потока ионов бора с энергией 500 эВ (слой бора 10 нм, плотность слоя бора 1 г/см³)

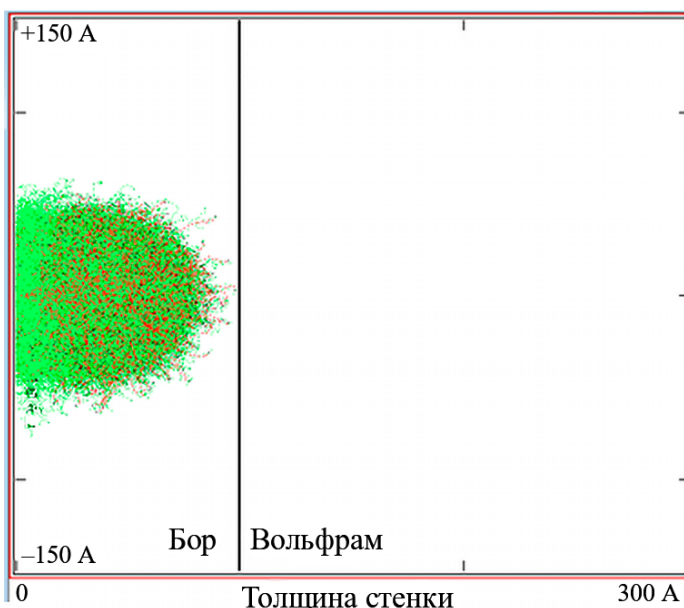


Рис. 2. Развитие каскадов столкновений вглубь слоёв при воздействии потока ионов бора с энергией 500 эВ (слой бора 10 нм, плотность слоя бора 2 г/см³)

Результаты расчёта показывают, что плёнка бора на поверхности вольфрамовой стенки будет не только служить геттером, но и эффективно экранировать стенку от распыления даже в критичном случае самораспыления ионами предельно высокой энергии. Поступление W в SOL из плёнки бора возможно только при его толщине <10 нм, т.е. на заключительном этапе распыления плёнки. При этом в случае ионизации до пролёта через сепаратрису ионы W с высокой вероятностью уйдут вдоль магнитных линий в диверторную зону.

— поток частиц на поверхность: ионы бора, энергия 500 эВ, угол падения 0°;

— внешний слой (B, 100%): толщина в двух расчётах выбиралась равной 10 нм и 20 нм, плотность слоя бора задавалась в двух разных расчётах равной 1 и 2 г/см³, что меньше плотности кристаллического бора (2,35 г/см³);

— материал стенки (W, 100%): толщина задавалась равной 20 нм (для ограничения расчётной области по глубине), плотность задавалась равной плотности кристаллического вольфрама (19,35 г/см³).

Из анализа результатов расчёта (рис. 1) в виде картины развития каскадов столкновений внутри слоя B и в W видно, что каскады распространяются на всю глубину слоя бора толщиной 10 нм с плотностью 1 г/см³ и затрагивают приповерхностный слой W (примерно на глубину 3 нм). При этом выход атомов вольфрама наружу из-под слоя бора в результате распыления не наблюдался, несмотря на то что W был затронут каскадами столкновений при проникновении ионов бора сквозь слой B.

При увеличении толщины плёнки бора до 20 нм каскады столкновений уже не затрагивали вольфрам, оставаясь полностью внутри плёнки бора. Коэффициент распыления бора ионами бора с энергией 500 эВ при плотности слоя бора 1 г/см³ составил 0,15.

Увеличение плотности слоя бора приводит к уменьшению глубины распространения каскада столкновений. В результате при плотности плёнки бора 2 г/см³ каскад не распространяется на всю глубину плёнки даже при её толщине в 10 нм (рис. 2). Коэффициент распыления бора плотностью 2 г/см³ ионами бора с энергией 500 эВ получился равным 0,24.

4. СИСТЕМЫ СБОРА И РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЛ-ДИАГНОСТИКИ

Одной из задач СВЛ-диагностики является мониторинг примесей в основной плазме ИТЭР. В соответствии с требованиями [8] необходимо будет измерять интенсивность линейчатого излучения примесей вблизи первой стенки (SOL) по всему полоидальному обходу, за исключением дивертора, с временным разрешением не хуже 10 мс вдоль нескольких хорд наблюдения. Для измерений в СВЛ-диагностике будут использоваться три канала сбора излучения из плазмы, размещённые в двух экваториальных патрубках, как показано на рис. 3. Обзоры каналов А0 и В0 направлены на внутреннюю стенку, а канал С0 в ЭП12 используется для обзора внешней стенки камеры и направлен тангенциально.

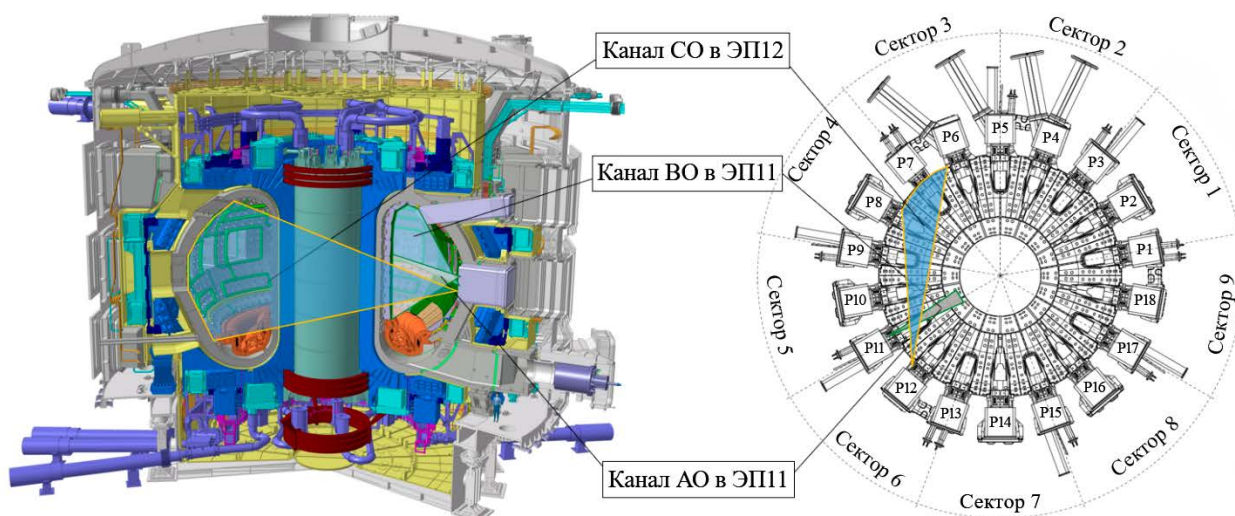


Рис. 3. Расположение трёх каналов СВЛ в двух экваториальных патрубках ИТЭР [8]

Основной проблемой измерений СВЛ является наличие паразитной засветки детекторов, т.е. отражённого света из области яркого свечения плазмы, попадающего в детектор в виде рассеянного стенкой излучения. Наиболее сильно этот эффект проявляется для рассеянного диверторного света (РДС), т.е. излучения диверторной плазмы в регистрируемой спектральной линии. Плазма в диверторе ИТЭР холодная и плотная, поэтому излучение из плазмы в диверторной зоне может быть в 100 и даже в 1000 раз интенсивнее, чем в SOL в зависимости от режима разряда [9]. Коэффициент отражения вольфрама составляет примерно 50%, в результате вклад РДС в регистрируемый сигнал может во много раз превышать полезный сигнал из SOL [2]. Нанесение плёнки бора даёт положительный эффект с этой точки зрения, так как коэффициент отражения от неё не превышает 10% [10].

СВЛ-диагностика в ИТЭР должна обеспечивать мониторинг интенсивности излучения из плазмы в спектральном диапазоне от 450 до 700 нм [8]. Синяя граница обусловлена необходимостью использования линз из стекла типа флинт Ф-108 [11]. Ранее было показано, что пропускание такого стекла под воздействием ионизирующего излучения резко снижается на длинах волн менее 450 нм [12]. Красная граница диапазона довольно условна и не связана с характеристиками используемых оптических элементов. На первой фазе ИТЭР (в DD-режиме) для измерения диагностикой СВЛ будут доступны линии в расширенном диапазоне примерно от 400 до 750 нм. Следует заметить, что поскольку оптическая схема СВЛ оптимизирована на спектральный диапазон, указанный в техническом задании, пространственное разрешение будет постепенно ухудшаться по мере отдаления от границ заданного диапазона.

В качестве детекторов в СВЛ планируется использовать видеокамеры с интерференционными фильтрами, обзорные спектрометры, спектрометры высокого разрешения и полихроматоры.

Видеокамеры устанавливаются в ячейке порта, непосредственно за биозащитой. Они предназначены для регистрации пространственного распределения излучения в линиях бора и водорода. Для каждой линии предполагается использовать по две камеры с фильтрами разной полуширины перед ними. Вычитая сигналы от этих двух камер и учитывая отношение полуширин фильтров, можно получить искомое распределение излучения в линии за вычетом фона (континуума). Это применимо только в тех случаях, когда в диапазон широкого фильтра не попадают другие спектральные линии.

Каждый диагностический канал будет оснащён обзорным спектрометром для мониторинга излучения в SOL в диапазоне длин волн 400—750 нм. Обзорные спектрометры необходимы для решения нескольких задач. Во-первых, это мониторинг излучения в линиях изотопов водорода и примесей (например, В, С, W, Ar и Ne). Во-вторых, они могут быть использованы для оценки уровня континуума и Z_{eff} (используя хорды наблюдения, направленные на оптические ловушки). Кроме того, обзорные спектрометры могут предоставить информацию о появлении излучения на новых непредвиденных линиях и об изменении уровня фонового излучения, что особенно важно на стадии пуска установки и при наладке режимов. Обзорный спектрометр имеет относительно низкое временное и спектральное разрешение, но он даёт возможность одновременной регистрации линий излучения во всём видимом диапазоне. В качестве прототипа может быть рассмотрен коммерческий спектрометр типа AvaSpec, использовавшийся на JET [13].

Для измерений изотопного отношения в SOL и потоков изотопов водорода со стенки будут применяться спектрометры высокого разрешения. Они смогут обеспечивать высокое спектральное разрешение $\sim 0,1 \text{ \AA}$. В ходе испытаний прототипа спектрометра достигнута обратная линейная дисперсия 0,75—2 $\text{\AA}/\text{мм}$, что позволит выделять полезный сигнал за вычетом РДС на основе анализа тонкой структуры линий, которая различается в диверторной плазме и в SOL из-за влияния эффекта Зеемана по причине разницы магнитных полей. Планируется, что в каждом канале наблюдения будут использоваться два типа спектрометров высокого разрешения с фиксированным спектральным диапазоном (для линий изотопов водорода и бора), а также перестраиваемый, который позволит проводить мониторинг какой-либо из линий излучения, выбранной в конкретном исследовании.

Для регистрации излучения с высоким временным разрешением в составе диагностики предусмотрены полихроматоры на интерференционных фильтрах с ФЭУ или с фотодиодами в качестве регистраторов. Планируется использовать 10—15 спектральных каналов в каждом полихроматоре, для части каналов будет применён тот же подход, что и для видеокамер, — регистрация одной линии в двух каналах, но с фильтрами разной полуширины. Доля РДС будет определяться с помощью спектрометров высокого разрешения. Кроме того, для борьбы с РДС можно использовать хорды наблюдения, направленные на оптические ловушки, значительно подавляющие отражение. Полихроматор является основным инструментом регистрации ELM (Edge-localized mode) и L—H-переходов, информация о которых необходима для контроля и управления режимами плазмы в ИТЭР.

Все спектрометры и полихроматоры размещаются в удалённой диагностической пультовой. Собранный из плазмы излучение до неё передаётся из ячейки порта по многожильным оптоволоконным кабелям.

5. ВЫБОР ЛИНИЙ ПРИМЕСЕЙ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ СВЛ

Вследствие замены материала стенки с бериллия на вольфрам, а также применения боронизации для улучшения вакуумных условий состав примесей в плазме и в SOL в новом сценарии ИТЭР изменится: бериллия не станет, но появится бор. Планируемые для регистрации СВЛ спектральные линии излучения плазмы, включая линии бора, приведены в табл. 1. Линии взяты из базы данных ADAS, NIST или регистрировались в плазменных экспериментах (JET [2], LHD [14], AUG [15]). При выборе спектральных линий для регистрации следует убедиться в отсутствии их наложения на линии других элементов. Предпочтительны линии с высокой интенсивностью, наблюдавшиеся в плазме термоядерных установок (ТЯУ).

Следует заметить, что список линий, предложенный в табл. 1, не окончательный. Для целей конкретных экспериментов в рамках программы исследований на ИТЭР могут быть выбраны другие необходимые линии. На практике это можно будет сделать, используя интерференционный фильтр на выбранную длину волны. В частности, выбор линий бора будет сделан с учётом расчётов, которые описаны далее.

Таблица 1. Спектральные линии для регистрации в ИТЭР

Спектральные линии	Длина волны, нм	Переход
W I	400,9	$5d^5 6s^7 S_3 — 5d^4 6s 6p^7 P_4$
O II	441,9	$2s^2 2p^2 3s^2 P — 2s^2 2p^2 3p^2 D$
B III	424,3	$1s^2 4p^2 P_{1/2} — 1s^2 5d^2 D_{3/2}$
C III	465,0	$1s^2 2s 3s^3 S — 1s^2 2s 3p^3 P$
H β	486,1	$n = 2—4$
W I	505,3	$5d^4 6s^2^5 D_1 — 5d^4 6s 6p J = 1$
BG	≈ 510	Континуум
W I	522,5	$5d^4 6s^2^5 D_3 — 5d^4 6s 6p^7 D_2$
O III	559,2	$2s^2 2p 3s^1 P_1 — 2s^2 2p 3p^1 P_1$
Kr I	587,1	$4s^2 4p^5(^2P^{\circ}_{3/2})5s — 4s^2 4p^5(^2P^{\circ}_{1/2})5p$
B I	563,31	$2s^2 3s^2 S_{1/2} — 2s^2 4p^2 P_{1/2, 3/2}$
Ne I	640,2	$2p^5(^2P_{3/2}) 3s^2 [3/2]J=2 — 2p^5(^2P_{3/2}) 3p^2 [5/2]J = 3$
BG	≈ 650	Континуум
H α	656,2	$n = 2—3$
C II	658,15	$2s^2 3s^2 S — 2s^2 3p^2 P$
Ar I	696,5	$3p^5(^2P_{3/2}) 4s^2 [3/2]J = 2 — 3p^5(^2P_{1/2}) 4p^2 [1/2]J = 1$
B II	703,2	$1s^2 2s 3p^3 P^{\circ}_1 — 1s^2 2s 3s^3 S_1$ (триплет)

Лёгкие примеси. В новом сценарии ИТЭР бор — основная лёгкая примесь, так как его планируется регулярно наносить на поверхность первой стенки [3]. Контроль поступления бора в плазму и его возможного накопления в виде ионов станет одной из важных задач управления установкой ИТЭР, которая будет решаться с помощью СВЛ-диагностики. Кроме бора, в задачах СВЛ значится мониторинг интенсивности линий кислорода (O), углерода (C) и конструкционных материалов, а значит поступающих в вакуумную камеру при каждом её вскрытии или через микротечи.

Ещё одной лёгкой примесью будет являться гелий (He), нарабатываемый в термоядерных реакциях в виде α -частиц. Контроль α -частиц в центральной горячей области плазмы будет осуществляться другими диагностиками. Однако измерения интенсивности линейчатого излучения атомов гелия в SOL могут также представлять определённый интерес, тем более что в ИТЭР на начальной стадии предусмотрены режимы с гелиевой плазмой. Несмотря на то, что мониторинг интенсивности линий излучения He не входит в список требований к диагностике СВЛ [12], при необходимости такие измерения можно будет реализовать с помощью обзорного спектрометра или полихроматора, установив соответствующие интерференционные фильтры. Например, в JET проводился мониторинг интенсивности излучения из SOL на двух линиях He I — 587,5 и 667,8 нм [2].

Выбор линий для регистрации бора. У атомарного бора в базе NIST 49 спектральных линий в видимой области. Для регистрации атомов бора можно предложить линию 563,3 нм (табл. 2), которую регистрировали в экспериментах на стеллараторе LHD [14], или линию 557,63 нм из базы данных ADAS. Мониторинг атомарных линий в экспериментах на ИТЭР позволит контролировать состояние обращённых к плазме поверхностей после боронизации. Следует учитывать, что атомы быстро ионизируются, поэтому их можно диагностировать только вблизи поверхности, покрытой плёнкой бора.

Спектральных линий ионов бора в видимой области по сравнению с атомарными много, и они более яркие. На основании экспериментальных данных, полученных в LHD [14], AUG [15] и TEXTOR [16], для регистрации можно предложить несколько линий ионов бора (см. табл. 2). В видимой области в плазменных экспериментах на AUG [15] регистрировали одно- и двукратно ионизированные ионы бора. Данные о регистрации ионов В IV в экспериментах не найдены, хотя в видимой области такие линии есть в базах данных NIST и ADAS. Линий водородоподобного иона В V в видимой области в базе данных ADAS нет, хотя они обозначены у иона В V в базе данных NIST. Для расчётов интенсивности излучения на линиях атомов и ионов бора требуются данные из ADAS.

Таблица 2. Рассматриваемые для регистрации линии атома и ионов бора в видимой области из баз данных ADAS, NIST и плазменных экспериментов

Ион/атом	Длина волны, нм	Конфигурация нижнего уровня	Конфигурация верхнего уровня	Источник
В II	412,19	$1s^2 2s 3d \ ^3D$	$1s^2 2s 4f \ ^3F^o$	[14, 15, 16]
В II	419,48	$1s^2 2s 3p \ ^1P^o_1$	$1s^2 2s 4s \ ^1S_0$	[15, 16]
В III	424,29	$1s^2 4p \ ^2P^o_{1/2}$	$1s^2 5d \ ^2D_{3/2}$	[15]
В II	447,28	$1s^2 2s 3p \ ^3P^o_2$	$1s^2 2s 4s \ ^3S_1$	[14, 15, 16]
В III	448,71	$1s^2 4d \ ^2D$	$1s^2 5f \ ^2F^o$	[15]
В III	449,77	$1s^2 4f \ ^2F^o_{7/2}$	$1s^2 5g \ ^2G_{7/2, 9/2}$	[15]
В IV	456,43	$^1S_{0,0}$	$^1P_{1,0}$	ADAS
В III	463,37	$^2D_{4,5}$	$^2P_{4,5}$	ADAS
В II	478,42	$1s^2 2s 3d \ ^3D$	$1s^2 2s 4p \ ^3P^o$	[14, 15, 16]
В II	494,04	$1s^2 2s 3d \ ^1D_2$	$1s^2 2s 4f \ ^1F^o_3$	[14, 15, 16]
В V	494,46	$6h \ ^2H^o$	$7i \ ^2I$	NIST
В I	557,63	$^2P_{2,5}$	$^2S_{0,5}$	ADAS
В I	563,31	$2s^2 3s \ ^2S_{1/2}$	$2s^2 4p \ ^2P^o$	[14]
В II	584,27	$^1D_{1,0}$	$^1P_{2,0}$	ADAS
В II	608,04	$1s^2 2p^2 \ ^1S_0$	$1s^2 2s 3p \ ^1P^o_1$	[15]
В II	703,02	$1s^2 2s 3s \ ^3S_1$	$1s^2 2s 3p \ ^3P^o$	[14, 15, 16]

Примечание: жирным шрифтом выделены линии, для которых проводился расчёт интенсивности излучения, представленный далее.

Как видно из табл. 2, некоторые линии бора разной степени ионизации расположены близко и будут накладываться друг на друга при регистрации с использованием интерференционных фильтров с разной полушириной. Более широкий фильтр в этом случае может захватывать обе линии. Такие линии придётся исключить при отборе для регистрации с помощью СВЛ. Например, это линии В V и В II на длине волны 494 нм. Их аккуратное измерение возможно только с помощью спектрометра высокого разрешения и требует дополнительно учёта уширения линий за счёт эффектов Доплера и Зеемана. С точки зрения проблемы переналожения линий для регистрации желательно выбирать их в диапазоне 500—700 нм, так как в синей области спектра сосредоточены не только линии бора, но и линии бальмеровской серии водорода, а также других лёгких примесей (кислорода и углерода).

При выборе линий бора для регистрации СВЛ-диагностикой следует учесть область их локализации. Потенциалы ионизации В I, В II и В III равны 8,3, 25,2, 37,93 эВ соответственно, а В IV и В V — 259 и 340 эВ соответственно [17]. Таким образом, В I, В II в основном образуются и должны быть локализованы в SOL, тогда как В IV и В V должны быть локализованы в узкой внутренней области на краю

плазмы за сепаратрисой. Измерения на линии В IV позволят судить об уровне поступления бора в плазменный шнур и поэтому представляют большой интерес также, как и мониторинг атомарных линий, позволяющий выявить местоположение источника поступления примеси.

Тяжёлые примеси. Основной тяжёлой примесью в ИТЭР может стать W. В частности, накопление W в плазменном шнуре возможно на начальной стадии разряда до образования сепаратрисы, когда плазма соприкасается с вольфрамовой стенкой. В диверторной конфигурации поступление W в плазму может усиливаться в H-моде из-за воздействия на стенку ELMов.

Потенциал ионизации атома W 7,98 эВ, и в ИТЭР область его свечения будет локализована в SOL. У атома W в видимой области очень много спектральных линий (например, только на участке спектра от 400 до 410 нм более 100 линий). В основном это слабые линии, они практически сливаются друг с другом. Тем не менее среди них есть достаточно интенсивные линии, которые могут быть зарегистрированы над уровнем общего фона (табл. 3). Например, на T-10 [18] и TEXTOR [16] регистрировалась линия 400,87 нм. На ИТЭР с помощью СВЛ её также можно будет наблюдать до начала тритиевой кампании. В DT-режиме возможна регистрация группы линий атомарного W на длине волны 505 нм.

Таблица 3. Наиболее яркие линии атома вольфрама в видимом спектральном диапазоне из базы данных NIST

Длина волны, нм	Относительная интенсивность	Конфигурация нижнего уровня	Конфигурация верхнего уровня
400,9	1000	$5d^5(^6S)6s^7S_3$	$5d^5(^6S)6p^7P^0_4$
407,4	600	$5d^5(^6S)6s^7S_3$	$5d^5(^6S)6p^7P^0_3$
429,5	800	$5d^5(^6S)6s^7S_3$	$5d^5(^6S)6p^7P^0_2$
484,4	400	$5d^46s^2^5D_2$	$5d^46s(^6D)6p^7D^0_2$
505,3	400	$5d^46s^2^5D_1$	$5d^46s(^6D)6p^7D^0_1$

Заметим, что в синей области спектра лежит также множество линий иона W II. В основном эти линии также, как и атомарные, совсем слабые, и они будут сливаться в общий фон. Что касается спектральных линий ионов W высокой кратности ионизации, то они лежат в основном области мягкого рентгена, поэтому их регистрация с помощью СВЛ, рассчитанной на видимый диапазон, невозможна.

Резюмируя сказанное, следует отметить, что СВЛ-диагностика является не самым информативным инструментом для контроля содержания вольфрама в плазме ИТЭР, но может служить индикатором уровня потока его атомов со стенки с помощью мониторинга интенсивности атомарных линий. Для регистрации потоков вольфрама со стенки СВЛ-диагностике отведена лишь вторичная роль [8].

Кроме W, к тяжёлым примесям, которые должны регистрироваться с помощью СВЛ, относятся инертные газы аргон (Ar) и неон (Ne). Их планируют напускать в диверторную область для осуществления режима детачмента [19] или при необходимости предотвратить срыв. Инертные газы обладают большим количеством спектральных линий высокой интенсивности в видимой области спектра, но их регистрация в SOL с помощью СВЛ будет затруднена из-за РДС.

Атом Ar имеет две очень сильные линии в красной области — 696,54 и 706,72 нм с относительной интенсивностью 10 000 единиц. Линий однократно ионизованных ионов Ar в диапазоне 400—700 нм много, а некоторые из этих линий обладают очень высокой интенсивностью. Например, линия Ar II 458,99 нм имеет относительную интенсивность 25 700 единиц.

Атомарный Ne имеет в видимой области большое число спектральных линий, в интервале от 400 до 750 нм в базе данных NIST приведено 590 линий, довольно плотно заполняющих весь этот интервал. Многие линии Ne I обладают очень высокой интенсивностью. Так, имеется более 20 линий с относительной интенсивностью от 10 000 до 20 000 единиц. В частности, в красной области спектра лежит линия 692,95 нм с относительной интенсивностью около 100 000 единиц. Этот газ наилучшим образом подходит для осуществления режима детачмента. Большое количество ярких спектральных линий позволяет с помощью атомарного неона при достаточной концентрации эффективно переизлучать тепловую энергию ионов, движущихся к диверторным пластинам вдоль сепаратрисы, в процессе их взаимодействия с газовой мишенью.

В случае напуска неона в дивертор при наблюдении за плазмой в SOL за счёт эффекта РДС спектр будет заполнен линиями неона с высокой интенсивностью, затрудняя распознавание линий других элементов, регистрируемых диагностикой СВЛ. Например, линия В II 703,02 нм (см. табл. 2) практически совпадает с линией неона 703,24 нм с относительной интенсивностью около 850 000 единиц, что практически исключает возможность регистрации этой линии бора при напуске неона. Кроме того, линии неона будут попадать в диапазоны для измерения уровня континуума, исключая возможность контроля фонового тормозного излучения. А контроль содержания неона в пристеночной плазме ИТЭР (SOL) с помощью СВЛ из-за РДС вряд ли будет возможен без использования ловушек света. Таким образом, применение неона в режиме детачмента может негативно сказаться на измерениях СВЛ-диагностики для регистрации уровня континуума и контроля потоков других примесей, как лёгких, так и тяжёлых.

6. РАСЧЁТЫ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА АТОМОВ БОРА И ВОЛЬФРАМА СО СТЕНКИ

В этом разделе представлены расчёты плотности потоков атомов бора и вольфрама с первой стенки вакуумной камеры ИТЭР, которые возникают вследствие распыления стенки ионами и атомами дейтерия. Были рассмотрены два сценария работы ИТЭР, характеризующиеся максимальной и минимальной плотностью плазмы (сценарии «i» и «d» соответственно). В качестве входных данных для проведения расчётов использовались профили плотности и температуры ионов и электронов, рассчитанные кодом SOLPS4.3 [20] для выбранных сценариев. Поскольку сетка SOLPS не покрывает участок в непосредственной близости от стенки, распределение основных параметров (температуры и плотности электронов и ионов) в этой области было получено с помощью специально созданного для этого численного кода OEDGE [21]. Итоговые профили в SOL на стороне слабого поля на горизонтальной хорде наблюдения, направленной по большому радиусу, как функции расстояния от первой стенки приведены на рис. 4.

В представленных данных плотности ионов и электронов принимаются равными вследствие квазинейтральности плазмы. Как видно из рис. 4, профили температур в рассмотренных сценариях довольно близки, а профили плотности за сепаратрисой отличаются, достигая вблизи стенки различия на два порядка величины.

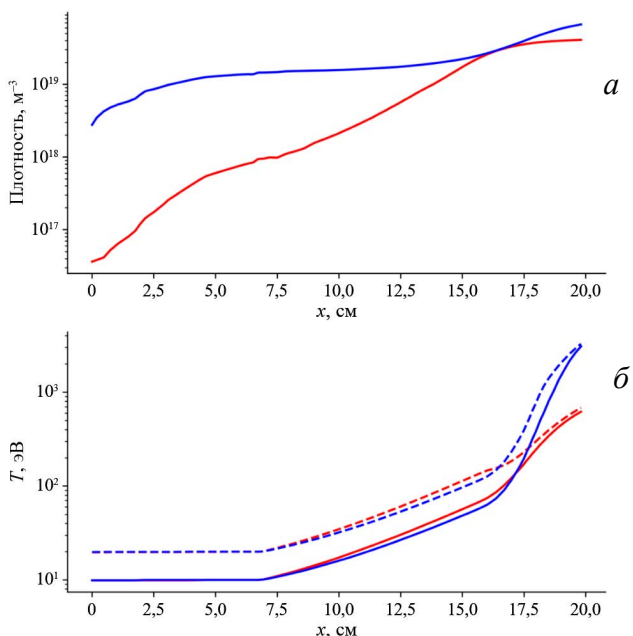


Рис. 4. Плотность (а) и температура (б) электронов и ионов в SOL на стороне слабого поля на горизонтальной хорде наблюдения, направленной по большому радиусу, как функции расстояния от первой стенки в сценариях «d» и «i»: — сценарий «d», — сценарий «i» (а); — T_e (сценарий «d»), - - - T_i (сценарий «d»), — T_e (сценарий «i»), - - - T_i (сценарий «i») (б)

Для расчёта плотности потока распылённых атомов с первой стенки ИТЭР нужно использовать двумерную функцию распределения по скоростям (ФРС) атомов и ионов изотопов водорода (в рамках данной работы рассматривалось распыление только дейтерием), так как процесс распыления материала первой стенки существенно зависит от угла падения распыляющих атомов и ионов на её поверхность.

Расчёты выполнены с помощью модифицированного кода VM1D2V [22]. Исходный код VM1D2V представляет собой численную реализацию кинетической баллистической модели (БМ) [23], обобщённой на двумерное распределение по скоростям атомов изотопов водорода в пристеночной плазме токамака. Такое обобщение позволяет проводить расчёты вдоль произвольных хорд наблюдения в отличие от БМ [24], которая применима только для хорд, перпендикулярных поверхности первой стенки вакуумной камеры, и рассматривает функцию распределения атомов изотопов водорода, дифференциальную только по одной проекции скорости.

Расчёт распыления первой стенки атомами дейтерия. Принцип модификации кода VM1D2V путём создания дополнительного расчётного модуля для расчёта эрозии заключается в замене коэффициента отражения атомов и ионов изотопов водорода от первой стенки коэффициентом распыления материала первой стенки в уравнении для соотношения между плотностью потока падающих на стенку атомов изотопов водорода и плотностью потока неупруго отражённых атомов изотопов водорода в формализме БМ. Тогда можно получить уравнение для функции распределения по скоростям (ФРС) распылённых частиц

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) = \sum_j \int d\mathbf{v}' R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0), \quad (1)$$

где $f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0)$ — ФРС выходящих со стенки в плазму распылённых частиц стенки в точках пространства на поверхности стенки; $f^{(j)}(\mathbf{v}', 0)$ — ФРС атомов изотопов водорода типа j , падающих на поверхность стенки. Коэффициент распыления материала стенки можно представить следующим образом:

$$R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{1}{N(\mathbf{v}')} \frac{dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})}{d\mathbf{v}}, \quad (2)$$

где $N(\mathbf{v}')$ — полное число запущенных тестовых частиц, упавших на стенку со скоростью \mathbf{v}' ; $dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})$ — число распылённых частиц стенки, вылетевших со стенки со скоростью \mathbf{v} в интервале значений вектора скорости $d\mathbf{v}$.

Расчёт коэффициентов распыления материалов первой стенки токамака атомами дейтерия проводился в диапазоне энергий налетающих частиц 2—5000 эВ и диапазоне углов падения пучка относительно нормали 0—90° с помощью численного кода SDTrimSP_6.02 [25]. В этом коде используется приближение последовательных парных упругих соударений при движении налетевшей частицы внутри материала стенки. Данный код активно применяется при расчётах распыления поверхностей [26] и может быть использован для интерпретации различных экспериментальных данных [27].

В результате расчёта, выполненного с использованием модифицированного кода VM1D2V, следуя формалистике [22], для обоих сценариев работы ИТЭР («d» и «i») были рассчитаны профили ФРС атомов дейтерия. На рис. 5 приведены полученные результаты для плотности потока атомов дейтерия на стенку в виде представления ФРС как набора кривых для плотности потока атомов, дифференциальной по телесному углу \mathbf{n}_{obs} вектора скорости и по кинетической энергии атомов для определённых углов падения атомов на поверхность стенки, отсчитываемых от нормали к поверхности, задаваемой вектором \mathbf{n}_{wall} :

$$\frac{dN}{dt dS_{\text{wall}} d\Omega_{\text{obs}} dE_{\text{atom}}} \left[\frac{\text{atom}}{s m^2 sr eV} \right] = |\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_{\text{wall}}| \frac{|\mathbf{v}|}{m^{(k)}} f^{(k)}(|\mathbf{v}| \mathbf{n}_{\text{obs}}, \mathbf{r}_{\text{wall}}), \quad (3)$$

где верхний индекс k обозначает тип изотопа водорода у ФРС $f^{(k)}$ атомов как функции вектора скорости $|\mathbf{v}| \mathbf{n}_{\text{obs}}$ атома, падающего на поверхность стенки в точке \mathbf{r}_{wall} , и массы атомов $m^{(k)}$.

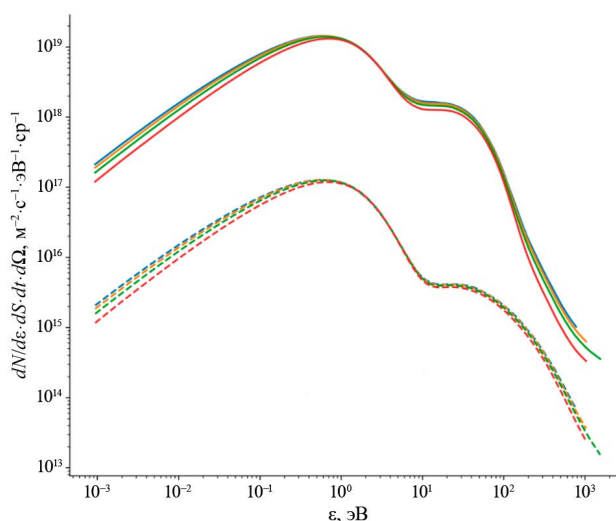


Рис. 5. Функция распределения (формула (3)) плотности потока атомов дейтерия на внешнюю стенку по их кинетической энергии для определённых углов падения атомов на поверхность. Приведены данные для двух сценариев с профилями параметров плазмы на рис. 4: - - - — $\theta = 0^\circ$ (сценарий «d»); - - - — $\theta = 30^\circ$ (сценарий «d»); - - - — $\theta = 45^\circ$ (сценарий «d»); - - - — $\theta = 60^\circ$ (сценарий «d»); — — — — $\theta = 0^\circ$ (сценарий «i»); — — — — $\theta = 30^\circ$ (сценарий «i»); — — — — $\theta = 45^\circ$ (сценарий «i»); — — — — $\theta = 60^\circ$ (сценарий «i»)

На основе полученных расчётных данных для плотности потока атомов дейтерия на стенку с помощью уравнения (1) рассчитано распыление вольфрамовой первой стенки (чистой и покрытой слоем бора). Плотности потока распылённых атомов для двух материалов стенки представлены на рис. 6 как функция энергии при разных углах вылета частиц, что позволяет сравнить на одном графике дифференциальные плотности потока для двух разных материалов стенки.

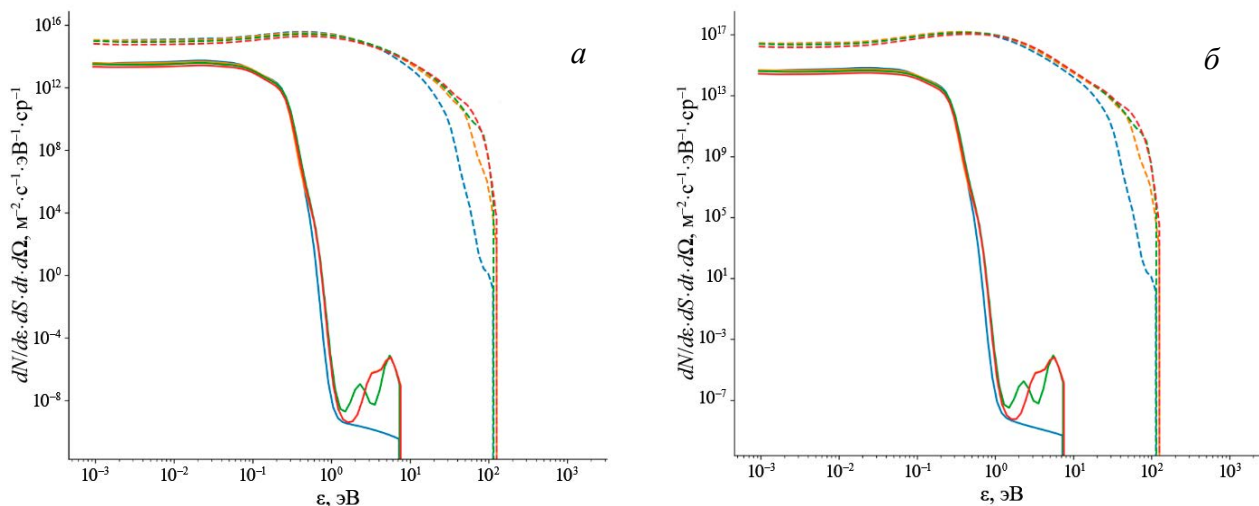


Рис. 6. Функция распределения (формула (3)) плотности потока распылённых атомов материала стенки по кинетической энергии для определённых углов вылета распылённых частиц с поверхности стенки. Приведены результаты для сценария «d» (a) и сценария «i» (б). Распыление атомами дейтерия: — $\theta = 0^\circ$ (W); — $\theta = 30^\circ$ (W); — $\theta = 45^\circ$ (W); — $\theta = 60^\circ$ (W); - - - $\theta = 0^\circ$ (B); - - - $\theta = 30^\circ$ (B); - - - $\theta = 45^\circ$ (B); - - - $\theta = 60^\circ$ (B)

По полученным ФРС распылённых атомов вблизи первой стенки были рассчитаны полные плотности потоков по следующей формуле, соответствующей интегрированию формулы (3) по углам вылета и энергии атомов материала стенки:

$$j_{\text{wall}} = \int v_x f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) d\mathbf{v}. \quad (4)$$

Таблица 4. Нормальная к стенке компонента плотности потока атомов, распылённых атомами дейтерия, различных материалов первой стенки в сценариях с низкой («d») и высокой («i») плотностью

Сценарий	Плотность потока, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	Вольфрам	Бор
d	$1,5 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{17}$
i	$1,9 \cdot 10^{16}$	$5,7 \cdot 10^{18}$

Рассчитанные плотности потоков атомов вольфрама и бора в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме представлены в табл. 4.

Расчёт распыления первой стенки ионами дейтерия. Для расчёта распыления поверхности первой стенки ионами дейтерия используется уравнение, аналогичное уравнению (1):

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) = \sum_j \int d\mathbf{v}' R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0), \quad (5)$$

где в отличие от (1) $f^{(j)}(\mathbf{v}', x)$ — максвелловская ФРС ионов изотопа водорода типа j .

С учётом ускорения ионов в приповерхностном дебаевском слое и по аналогии с [28] температура, взятая в эВ, в максвелловской ФРС задаётся как $3T_e + 2T_i$. Важно отметить, что по причине сильной замагниченности ионов интегрирование в сферических координатах по углу θ , отсчитываемому от нормали к первой стенке, ведётся только лишь в небольшом диапазоне углов вдоль направления линии магнитного поля. При расчёте учитывалось, что линии магнитного поля входят в поверхность под углом 85° [28]. Интегрирование по углу θ велось в пределах от 81° до 89° .

Аналогично процессу распыления материала первой стенки атомами дейтерия рассматривались два варианта для материала стенки — вольфрамовая и покрытая бором. ФРС распылённых ионами дейтерия атомов представлены на рис. 7 в виде дифференциальных плотностей потока как функции энергии этих частиц при разных углах вылета.

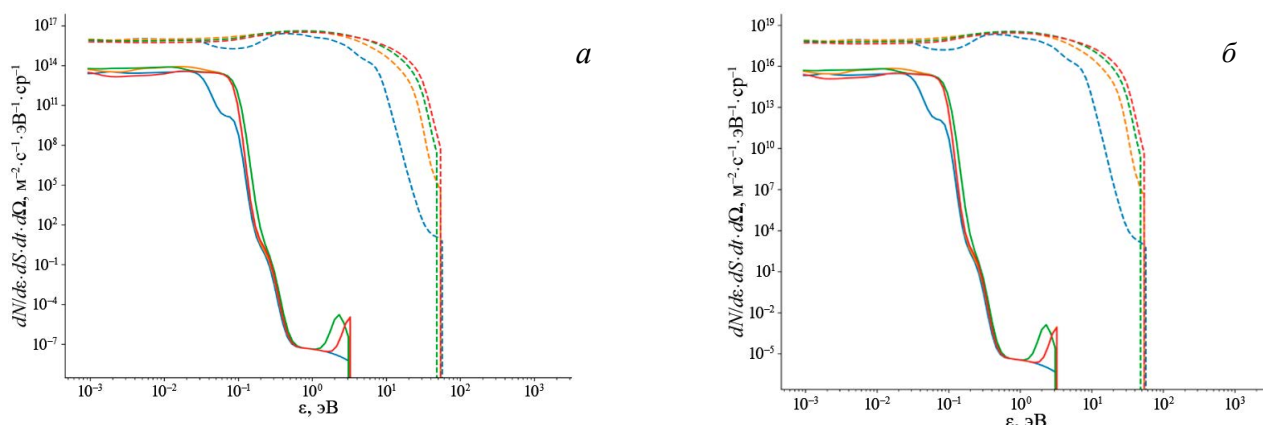


Рис. 7. Функция распределения (формула (5)) плотности потока распылённых атомов материала стенки по кинетической энергии для определённых углов вылета распылённых частиц с поверхности стенки. Приведены результаты для сценария «d» (а) и сценария «i» (б). Распыление ионами дейтерия: — $\theta = 0^\circ$ (W); — $\theta = 30^\circ$ (W); — $\theta = 45^\circ$ (W); — $\theta = 60^\circ$ (W); - - - $\theta = 0^\circ$ (B); - - - $\theta = 30^\circ$ (B); - - - $\theta = 45^\circ$ (B); - - - $\theta = 60^\circ$ (B)

На основе результатов для ФРС распылённых ионами дейтерия материалов первой стенки так же, как это было сделано ранее (см. формулу (4)), рассчитаны плотности потока атомов вольфрама и бора в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы. Нормальная к стенке компонента плотности потока распылённых ионами дейтерия атомов вольфрама и бора в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме ИТЭР представлена в табл. 5.

Как видно из сравнения данных табл. 4 и 5, основной вклад в распыление первой стенки вносят ионы. Величина плотности потока со стенки атомов вольфрама оказалась достаточно высокой даже без дополнительного учёта высокого распыления вольфрамовой стенки бором, что критично с точки зрения поступления вольфрама в плазму. Однако низкая энергия (менее 1 эВ) основной группы распылённых атомов вольфрама (см. рис. 6 и 7) с учётом их относительно низкого потенциала ионизации (7,98 эВ) даёт основание полагать, что большая часть атомов вольфрама на их пути со стенки в основную плазму с большой вероятностью ионизируются и уйдут в дивертор. Подчеркнём, что в расчёте распыления стенки ионами получены оценки плотности потока в высоконагруженных областях (на выступах), так как остальная поверхность (впадины) будет экранирована выступами. Для более точного расчёта распыления материала первой стенки ионами изотопов водорода необходимо использовать код SMITER [29] или ERO2.0 [28, 30].

Таблица 5. Нормальная к стенке компонента плотности потока распылённых ионами дейтерия атомов вольфрама и бора в сценариях «d» и «i» в пристеночной плазме ИТЭР

Сценарий	Плотность потока, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	
	Вольфрам	Бор
d	$1,3 \cdot 10^{15}$	$3,5 \cdot 10^{18}$
i	$1,1 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{20}$

7. РАСЧЁТ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЛИНИЯХ АТОМОВ И ИОНОВ БОРА В ПОЛЯХ ОБЗОРА СВЛ

Будущая работа СВЛ-диагностики на ИТЭР будет предполагать решение обратной задачи томографического восстановления профиля светимости атомов и ионов бора, а затем и плотностей потока атомов бора со стенки по изображениям с фильтровых видеокамер. Здесь же по данным, предоставленным Международной организацией (МО) ИТЭР, были рассчитаны профили светимости в линиях атомов и ионов бора в полях обзора СВЛ. От МО ИТЭР были получены профили электронной плотности, температуры и концентрации нейтральных атомов водорода, рассчитанные с помощью кода EMC3-EIRENE [31], а также трёхмерные профили плотности атомов и ионов бора для вольфрамовой первой стенки, покрытой бором, рассчитанные кодом WallDYN3D [32]. Профили электронной плотности и температуры показаны на рис. 8.

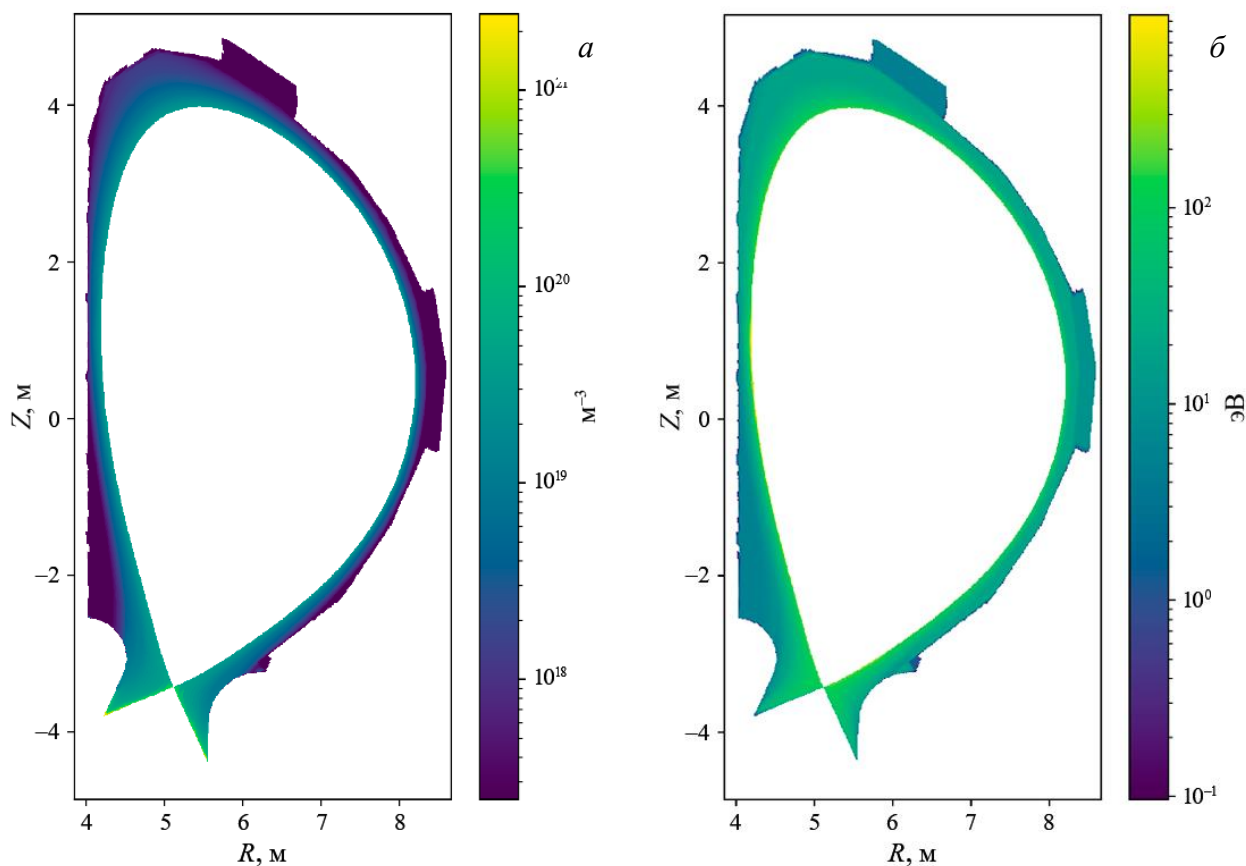


Рис. 8. Профили электронной плотности (а) и температуры (б)

На рис. 9 представлен усреднённый по тороидальному углу профиль плотности атомов бора, полученный для вольфрамовой первой стенки, покрытой бором, с помощью расчёта кодом WallDYN3D [32] для показанных на рис. 8 профилей для периферийной плазмы ИТЭР.

Эти профили позволяют с помощью коэффициентов излучения фотонов (Photon Emission Coefficients, PEC) из базы данных OPEN-ADAS [33] рассчитать профили светимости в линиях атомов и ионов бора в пристеночной плазме по формуле

$$\varepsilon_{B^a} = PEC^{(\text{exc})}(n_e, T_e) n_e n_{B^a}, \quad (6)$$

где n_e , T_e — плотность и температура электронов; n_{B^a} — плотность иона бора кратности ионизации a . В расчётах профилей светимости учитывалось только возбуждение электронным ударом, поскольку вклады рекомбинации и перезарядки в возбуждение ионов малы и ими можно пренебречь. Были рассчитаны профили светимости в линиях атомов и ионов бора, которые выделены жирным шрифтом в табл. 2. Для примера на рис. 10 представлен профиль светимости атомарной линии В I 557,63 нм.

Для расчёта интенсивности излучения на видеокамерах диагностики СВЛ были использованы библиотека для трассировки лучей Raysect [34] и библиотека спектроскопического моделирования Sherab [35]. Такой расчёт требует знания двулучевой функции отражательной способности (ДФОС) от стенок камеры (обычно используется смесь ДФОС в модели Кука—Торренса [36] с диффузными отражениями). В расчётах использовалась ДФОС, измеренная для вольфрамового образца, покрытого плёнкой бора, и для образца из чистого бора [10]. Усреднённый результат этих измерений представляет собой ламбертовскую ДФОС с альбедо 0,08. В рамках данной работы был также рассмотрен случай, когда частично обнажены участки вольфрама (что может быть после нескольких плазменных разрядов), который имеет больший коэффициент отражения света ($\approx 0,5$) по сравнению с поверхностью, покрытой бором.

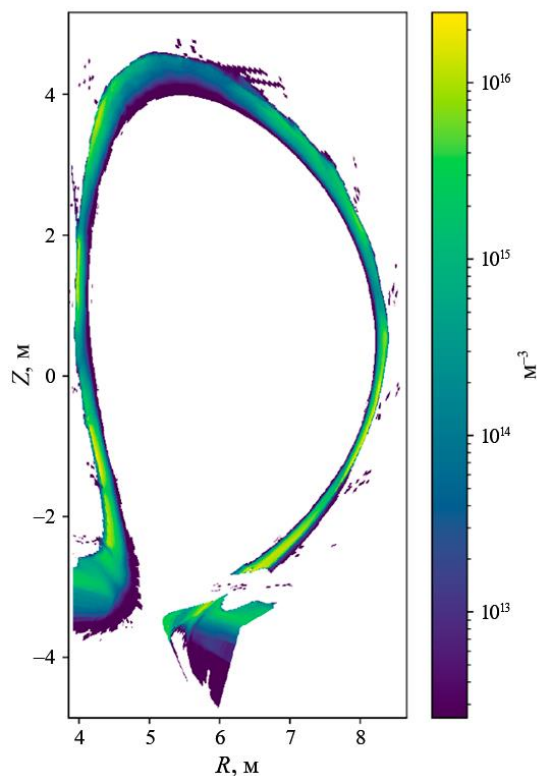


Рис. 9. Усреднённый по тороидальному углу профиль плотности атомов бора в пристеночной плазме ИТЭР для вольфрамовой стенки, покрытой бором

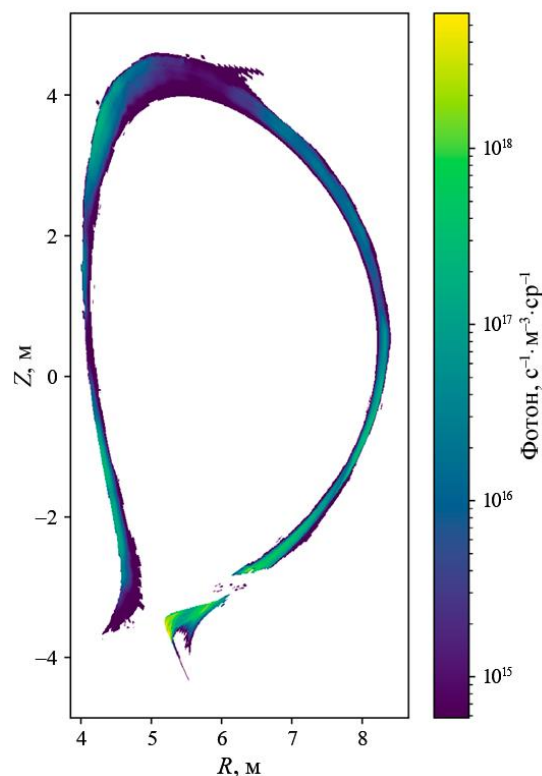


Рис. 10. Профиль светимости линии В I 557,63 нм

Для моделирования была взята трёхмерная модель первой стенки токамака ИТЭР, загруженная с помощью одного из модулей Cherab из ITER Database (Machine description DB) в формате IMAS IDS (Integrated Modelling & Analysis Suite) [37]. Поскольку в настоящее время в IMAS нет цифровых моделей оптических систем, разрабатываемых для СВЛ-диагностики, оптика и видеокамеры в расчётах представлены в виде камеры-обскура с углами обзора, соответствующими телесным углам каналов сбора излучения А0, В0 и С0, показанным на рис. 3.

Расчётное изображение на видеокамерах диагностики СВЛ для линии В I 557,63 нм в случае, когда первая стенка полностью покрыта слоем бора, показано на рис. 11. На изображениях, полученных для каналов А0 и В0, видны модули первой стенки, а в тангенциальном канале С0 слева видна поверхность внешней стенки (от диверторной зоны до верха), справа — внутренняя стенка. Здесь обращает на себя внимание яркое свечение плазмы в верхней и нижней областях SOL.

На рис. 12 представлен расчёт интенсивности излучения на видеокамерах диагностики СВЛ для случая, когда 25% вольфрамовой поверхности стенки очищены от слоя бора (распределения плотности и светимости бора при этом брались такие же, как и для случая полностью покрытой бором стенки).

Этот случай даёт понимание пагубного влияния обнажения участков вольфрама. Сравнивая рис. 11 и 12, можно видеть, что с

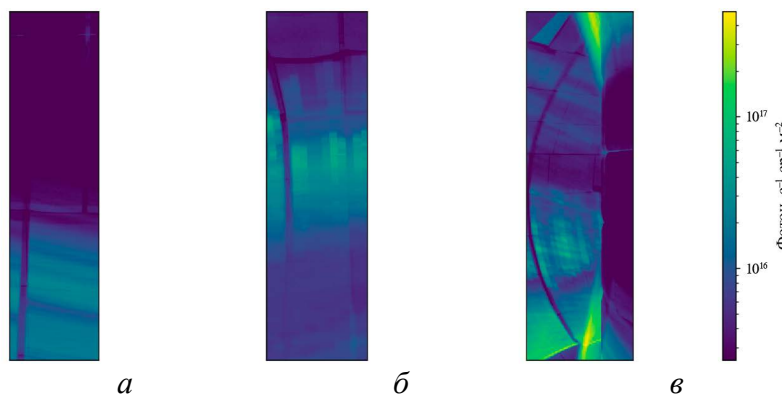


Рис. 11. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — А0 (а), В0 (б) и С0 (в) в линии В I 557,63 нм (альbedo 0,08)

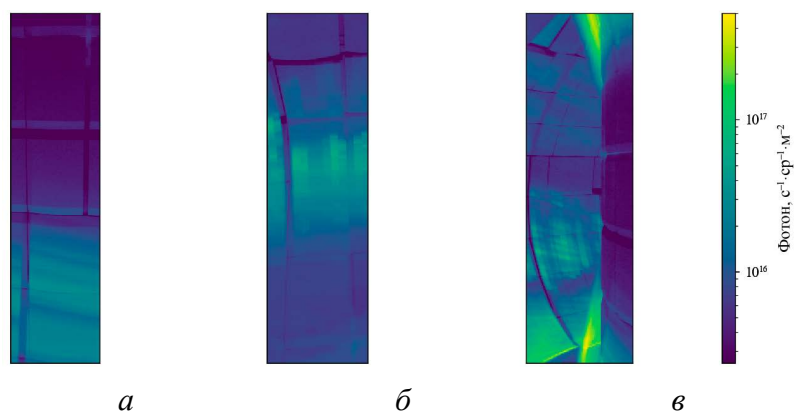


Рис. 12. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — А0 (а), В0 (б) и С0 (в) в линии В I 557,63 нм в случае, когда обнажено 25% вольфрамовой поверхности

По аналогии с расчётами для атомарной линии бора сделана серия расчётов для моделирования интенсивности излучения на линиях ионов бора. Для примера на рис. 13 представлен профиль плотности ионов бора первой кратности ионизации (В II). Профили плотности ионов бора В III и В IV также были получены от МО ИТЭР, но здесь не приведены, так же как и остальные промежуточные расчёты для ионов бора.

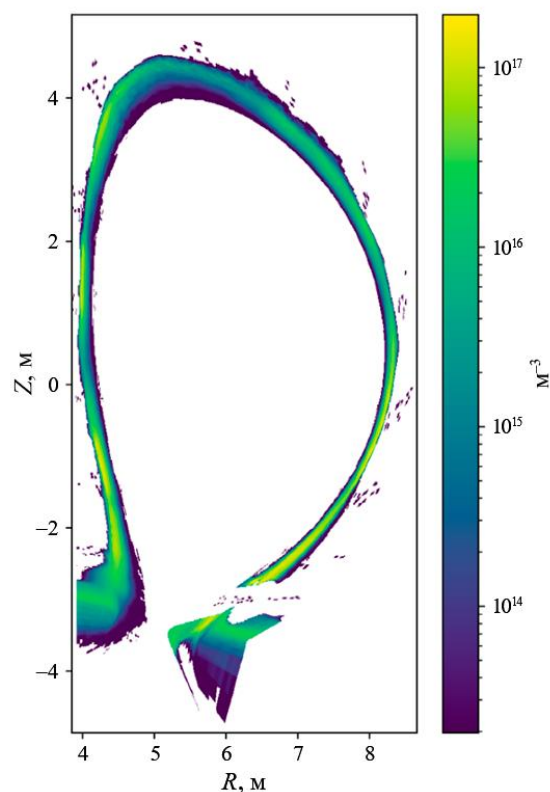


Рис. 13. Усреднённый по тороидальному углу профиль плотности ионов бора В II в пристеночной плазме ИТЭР для вольфрамовой стенки, покрытой бором

низкая (как минимум в 10 раз слабее по сравнению с линией 703,02 нм).

Далее приведены расчёты интенсивности линий иона второй и третьей кратностей ионизации бора В III и В IV. По результатам расчётов для измерений можно предложить достаточно интенсивную линию

началом очистки стенки от слоя бора уровень отражённого (рассеянного) света повышается, а сигнал искажается из-за отражений. Становятся отчётливо видны отдельные модули первой стенки, подсвеченные излучением из плазмы. При увеличении площади очищенных участков вольфрамовой стенки полезный сигнал может практически потеряться из-за переотражения (рассеяния) яркого свечения плазмы, которое наблюдается в верхней и нижней областях SOL, а также в диверторе (см. рис. 10).

Интенсивность излучения ионов бора первой кратности ионизации в полях обзора СВЛ на видеокамерах диагностики в некоторых из выбранных спектральных линий из табл. 2 представлена на рис. 14—15. Расчёты сделаны для полностью покрытой слоем бора первой стенки ИТЭР с ламбертовской ДФОС и альбедо 0,08. Наиболее интенсивной линией по результатам расчётов оказалась В II 419,48 нм. Результаты для неё приведены на рис. 14. Картина сигналов на видеокамерах диагностики СВЛ (А0, В0 и С0) в линии В II 419,48 нм похожа на сигналы, полученные для атомарной линии.

Удобной для измерений на ИТЭР является линия В II 703,02 нм, так как она лежит в красной области спектра и может регистрироваться с помощью интерференционных фильтров, потому что отстоит от других спектральных линий. Результаты для неё приведены на рис. 15. По результатам расчёта интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ в линии В II 703,02 нм не велика, примерно в 1000 раз меньше, чем интенсивность в линии В II 419,48 нм.

Сравним результаты расчётов с результатами последних (2025 г.) измерений обзорного спектра плазменного разряда в токамаке EAST [38]. В эксперименте с боровым покрытием стенки на EAST наиболее интенсивной линией ионов бора в спектре была именно линия В II 703,02 нм, а линия В II 419,48 нм также присутствует в спектре, но её интенсивность

иона бора В III 463,37 нм (рис. 16). Рядом с ней расположена линия иона углерода С III 465 нм, но в плазме ИТЭР содержание углерода должно быть пренебрежимо низким. Если исходить из этого расчёта, то линия В III 463,37 нм будет пригодна для измерения поступления бора в плазму. Отметим, что в спектре токамака EAST [38] линия В III 463,37 нм не зарегистрирована, так как, по-видимому, была перекрыта очень интенсивной линией углерода С III 465 нм. Другим вариантом могут быть измерения на линии В III 449,8 нм, которая регистрировалась и на LHD [14], и на EAST, но для её измерения нужно использовать спектрометр, а не интерференционный фильтр, чтобы отстроиться от линии В II 447,28 нм.

Измерения на линиях ионов бора В IV были бы очень важными на ИТЭР, так как могут дать информацию для контроля поступления бора через сепаратрису в основную плазму. В соответствии с результатом расчётов линия В IV 456,43 нм (рис. 17) имеет очень низкую интенсивность.

В экспериментах на ТЯУ линии третьей кратности ионизации в видимой области не регистрировались, что можно объяснить высокой вероятностью ионизации в SOL, после чего ионы уходят на диверторные пластины. Таким образом, возможность измерений интенсивности излучения в линии В IV 456,43 нм на видеокамерах диагностики СВЛ находится под вопросом.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поступление примесей в плазму в условиях нового сценария ИТЭР с вольфрамовой стенкой является одной из проблем

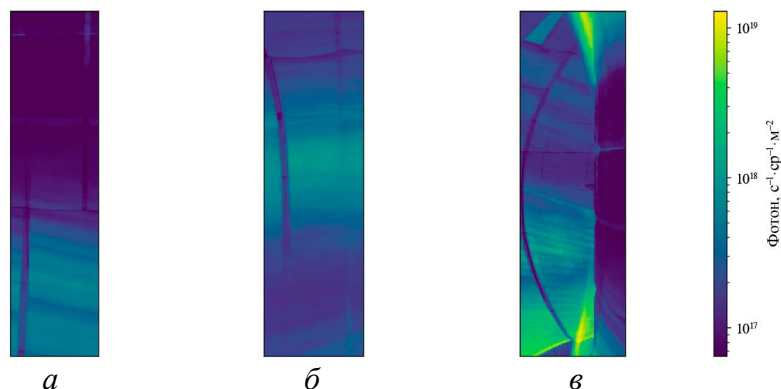


Рис. 14. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — A0 (а), B0 (б) и C0 (в) в линии В II 419,48 нм

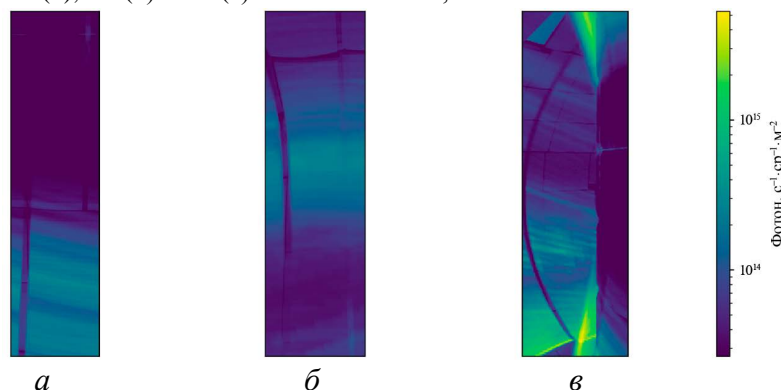


Рис. 15. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — A0 (а), B0 (б) и C0 (в) в линии В II 703,02 нм

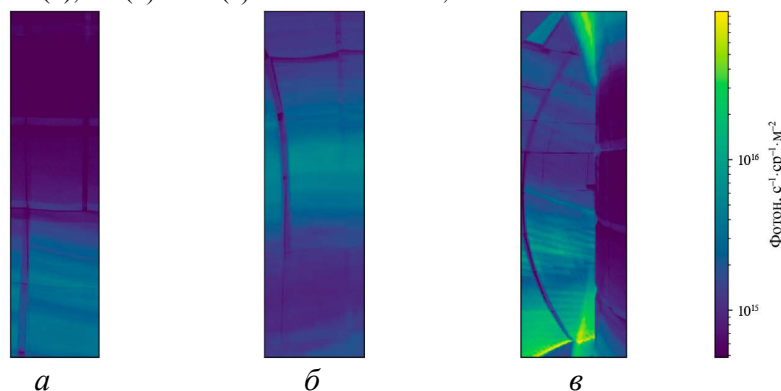


Рис. 16. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — A0 (а), B0 (б) и C0 (в) в линии В III 463,37 нм

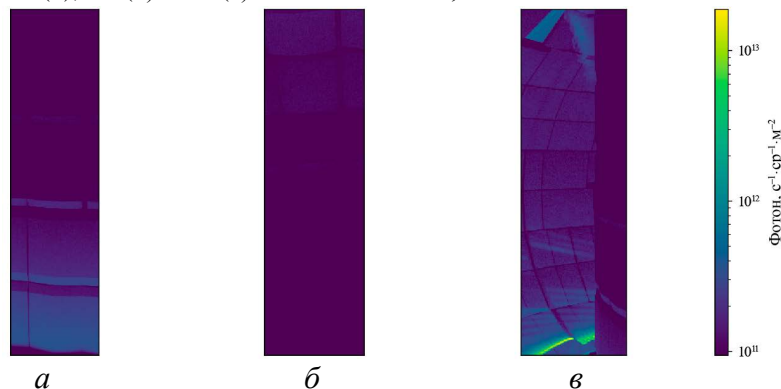


Рис. 17. Интенсивность излучения на видеокамерах диагностики СВЛ — A0 (а), B0 (б) и C0 (в) в линии В IV 456,43 нм

для реализации термоядерной реакции с положительным выходом энергии. Наличие в плазме вольфрама даже в самых малых количествах не позволит реализовать основную цель проекта ИТЭР.

Отказ от бериллиевой стенки приводит к трудностям с откачкой атмосферных газов, так как вольфрам не является геттером. Для преодоления этой проблемы в новом сценарии ИТЭР предложена периодическая боронизация первой стенки. Кроме того, как показали проведённые оценки, даже тонкого слоя бора на первой стенке достаточно для предотвращения распыления вольфрама. Длительность распыления слоя бора будет зависеть от плотности плёнки и её толщины.

Контроль интенсивности линий примесей в SOL является одной из важных задач СВЛ-диагностики. Смена материала первой стенки с бериллия на вольфрам ставит задачу оптимизации аппаратуры СВЛ и алгоритмов измерения под новые условия, а также выбора спектральных линий для регистрации бора.

Численное моделирование поступления атомов бора и вольфрама с первой стенки ИТЭР вследствие её распыления атомами и ионами дейтерия для двух вероятных режимов пристеночной плазмы показало, что потоки распылённых атомов бора в плазму будут сравнимы с потоками бериллия в ИТЭР с бериллиевой стенкой. Основным вклад в распыление стенки в её высоконагруженных областях вносят ионы, вклад атомов перезарядки в 1000 раз меньше. Потоки вольфрама со стенки в отсутствие защитного слоя бора относительно велики, но их основную часть составляют низкоэнергичные атомы, которые с большой вероятностью могут быть ионизованы, после чего ионы вольфрама уйдут в дивертор.

Результаты расчётов интенсивности свечения спектральных линий атомов и ионов бора как материала, напыляемого в соответствии с новой базовой линией проекта ИТЭР на поверхность вольфрамовой первой стенки вакуумной камеры, необходимы для разработки методики измерений примесей и выбора элементов диагностики СВЛ в ИТЭР. Эти результаты будут использованы для выбора параметров регистрирующей аппаратуры и оценки возможностей измерений плотности потока бора в пристеночную плазму.

В процессе расчётов было выявлено, что для улучшения точности требуются результаты измерений ДФОС для элементов первой вольфрамовой стенки, покрытой слоем бора, после нескольких разрядов плазмы. Помимо этого, требуется расширение базы данных для коэффициентов излучения фотонов (PEC) линий бора в базе данных OPEN-ADAS.

Работа выполнена в рамках государственного контракта от 21.03.2025 № Н.4а.241.09.25.1016 между Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» и Частным учреждением «Проектный центр ИТЭР».

Авторы выражают благодарность А.В. Горшкову за полезные обсуждения и активное участие в реализации проекта СВЛ-диагностики в ИТЭР и Клаусу Шмидту (Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching) за предоставленные данные распределений бора в пристеночной плазме.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Groth M., Ellis R.M., Brooks N.H., Fenstermacher M.E., Lasnier C.J., Meyer W.H., Moeller J.M.** Measurements of spatial line emission profiles in the main scrape-off layer of the DIII-D tokamak. — Review of Scientific Instruments, 2009, vol. 80, № 3, 033505; <https://doi.org/10.1063/1.3103575>.
2. **Вуколов К.Ю., Зимин А.М., Тройнов В.И.** Спектроскопия водородной плазмы. Учебное пособие. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2020. 126 с.
3. **Pitts R.A et al.** Plasma-wall interaction impact of the ITER re-baseline. — Nuclear Materials and Energy, 2025, vol. 42, 101854; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2024.101854>.
4. **Eckstein W.** Calculated Sputtering, Reflection and Range Values; <https://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-0027-4523-3>.
5. **Brezinsek S., Laengner M., Coenen J.W., O'Mullane M.G., Pospieszczyk A., Sergienko G., Samm U.** Spectroscopic determination of inverse photon efficiencies of W atoms in the scrape-off layer of TEXTOR. — Phys. Scr., 2017, vol. 170, 014052; <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa8a45>.
6. **Ennaceur M.M., Terreault B.** XPS study of the process of oxygen gettering by thin films of PACVD boron. — J. of Nuclear Materials, 2000, vol. 280, № 1, p. 33—38; [https://doi.org/10.1016/S0022-3115\(00\)00037-4](https://doi.org/10.1016/S0022-3115(00)00037-4).

7. **Беграмбеков Л.Б., Ашаев Л.В., Захаров А.М., Сидоров В.Д.** Поверхностные слои, формируемые при осаждении на вольфрам атомов, распылённых ионами плазмы с поверхности бора. — В сб.: ЛП Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Москва, АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2025, с. 311; doi: 10.34854/ICPAF.52.2025.1.1.259.
8. **System Design Description (DDD) 55.E2 H-Alpha and Visible Spectroscopy.** IDM UID 6HNZ39, 05 Jan. 2023.
9. **Andreenko E.N., Alekseev A.G., Gorshkov A.V., Orlovskiy I.I.** Optical dumps for H-alpha and visible spectroscopy in ITER. — AIP Conf. Proc., 2014, vol. 1612, № 1, p. 171—174; <https://doi.org/10.1063/1.4894047>.
10. **Хуснутдинов Р.И., Алексеев А.Г., Андреев Е.Н., Вуколов К.Ю., Горшков А.В., Кукушкин А.Б.** Анализ применимости трехмерной томографии для восстановления профиля светимости бора в пристеночной плазме ИТЭР. — В сб.: Сборник тезисов докладов XXI Всероссийской конференции «Диагностика высокотемпературной плазмы». Сочи, 2025, с. 175—177.
11. **Вуколов К.Ю., Андреев Е.Н., Афанасенко Р.С., Орловский И.И., Родионов Р.Н.** Влияние радиационного облучения на оптику в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 11—31; doi: 10.21517/0202-3822-2023-46-3-11-31.
12. **Orlovskiy I.I., Vukolov K.Yu., Andreenko E.N., Gulyukin M.N.** Neutron irradiation of flint glasses for optics in ITER. — J. of Nuclear Materials and Energy, 2018, vol. 15, p. 249—253; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2018.05.009>.
13. **Maggi C.F., Brezinsek S., Stamp M.F., Griph S., Heesterman P. et al.** A new visible spectroscopy diagnostic for the JET ITER-like wall main chamber. — Rev. Sci. Instrum., 2012, vol. 83, 10D517; <https://doi.org/10.1063/1.4733734>.
14. **Kawate T., Ashikawa N., Goto M., Oishi T., Kawamoto Y., Toyoda H., Shoji M., Kawamura G., Masuzaki S., Nespoli F.** Experimental study on boron distribution and transport at plasma-facing components during impurity powder dropping in the Large Helical Device. — Nucl. Fusion, 2022, vol. 62, № 2, 126052; doi: 10.1088/1741-4326/ac9ac6.
15. **Prakash R., Putterich T., Dux R., Kallenbach A., Fischer R., Behringer K.** Spectroscopic divertor characterization and impurity influx measurements in ASDEX upgrade tokamak. IPP Report, 2006.
16. **Pospieszczyk A., Borodin D., Brezinsek S., Huber A., Kirschner A., Mertens Ph., Sergienko G., Schweer B., Beigman I.L., Vainshtein L.** Determination of rate coefficients for fusion-relevant atoms and molecules by modelling and measurement in the boundary layer of TEXTOR. — J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., 2010, vol. 43, № 14, 144017; doi: 10.1088/0953-4075/43/14/144017.
17. **Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., and NIST ASD Team (2024).** NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.12) [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2025, September 4]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD; <https://doi.org/10.18434/T4W30F>
18. **Немец А.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Нургалиев М.Р., Тройнов В.И., Земцов И.А., Образцов И.С., Сергеев Д.С.** Исследование примесного состава плазмы в экспериментах с углеродным, вольфрамовым и литиевым лимитерами на Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 23—28.
19. **ITER Physics Expert Group on Divertor, ITER Physics Expert Group on Divertor Modelling, and Database, and ITER Physics Basis Editors.** Chapter 4: Power and particle control. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, № 12, p. 2391.
20. **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 Engineering and Design, 2011, vol. 86, № 12, p. 2865—73; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
21. **Lisgo S.W., Börner P., Kukushkin A.S., Pitts R.A., Polevoi A., Reiter D.** Design Assessment of ITER Port Plug Plasma Facing Material Options. — J. of Nuclear Materials, 2011, vol. 415, № 1 SUPPL; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.061>.
22. **Хуснутдинов Р.И., Ефимов Н.Е., Никитин И.А., Гаспарян Ю.М., Кукушкин А.Б.** Моделирование скорости распыления первой стенки токамака атомами изотопов водорода в пристеночной плазме — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 123—134.
23. **Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A.** Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2021, vol. 63, № 3, 035025; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abd97f>.
24. **Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.** — Atoms, 2014, vol. 2, p. 195; <https://doi.org/10.3390/atoms2020195>.
25. **Mutze A., Schneider R., Eckstein W., Dohmen R., Schmid K., von Toussaint U., Badelow G.** SDTrimSP. Version 6.00. IPP 2019-02, 2019; http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:52119575.
26. **Kang S.-H., Matsumura K., Azuma T., Tomiyasu B., Owari M.** Angular distribution of sputtered particles in shave-off section processing with SDTrimSP. — J. of Surface Analysis, 2019, vol. 25, № 3, p. 165—171; <https://doi.org/10.1384/jsa.25.165>.

27. **Kanshin I.A., Mamedov N.V., Solodovnikov A.A., Efimov N.** Estimation of the electrodes sputtering of the miniature linear accelerator. — *Vacuum*, 2022, vol. 202, 111194; <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111194>.
28. **Romazanov J., Kirschner A., Brezinsek S., Pitts R.A. et al.** Beryllium Erosion and Redeposition in ITER H, He and D-T Discharges. — *Nuclear Fusion*, 2022, vol. 62, № 3, p. 36011; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac4776>.
29. **Kos L., Pitts R.A., Simič G., Brank M., Anand H., Arter W.** SMITER: a Field-Line Tracing Environment for ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 1796—800; <https://doi.org/10.1016/j.fuseng-des.2019.03.037>.
30. **Romazanov J., Brezinsek S., Kirschner A., Borodin D. et al.** First Monte-Carlo modelling of global beryllium migration in ITER Using ERO2.0. — *Contributions to Plasma Physics*, 2020, vol. 60, № 5—6, e201900149; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201900149>.
31. **Feng Y., Sardei F., Kisslinger J., Grigull P., McCormick K., Reiter D.** 3D Edge Modeling and Island Divertor Physics. — *Contributions to Plasma Physics*, 2004, vol. 44, № 1—3, p. 57—69; <https://doi.org/https://doi.org/10.1002/ctpp.200410009>.
32. **Schmid K.** An update of Tritium co-deposition in ITER using WallDYN3D. — *Nuclear Materials and Energy*, 2022, vol. 33, p. 101230.
33. **ADAS** database; <https://open.adas.ac.uk/>.
34. **Meakins A., Carr M.** Raysect/Source: v0.7.0 Release (Version v0.7.0). Zenodo, November 7, 2020; <http://raysect.org>.
35. **Giroud C., Meakins A., Carr M., Baciero A., Bertrand C.** Cherab Spectroscopy Modelling Framework (Version v0.1.0). Zenodo, March 23, 2018; <http://doi.org/10.5281/zenodo.1206142>.
36. **Cook R.L., Torrance K.E.** A reflectance model for computer graphics. — *ACM Trans. Graph.*, 1982, № 1, p. 7—24.
37. **Imbeaux F., Pinches S. et al.** Design and first applications of the ITER integrated modelling analysis suite. — *Nuclear Fusion*, 2015, vol. 55, p.123006.
38. **Hu A. et al.** A space-resolved visible spectrometer system using compact endoscopic optics for full vertical profile measurement of impurity line emissions in superconducting EAST tokamak. — *J. of Instr.*, 2025, vol. 20, p. C07022; doi: 10.1088/1748-0221/20/07/C07022.



Константин Юрьевич Вуколов, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; профессор; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105505, Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия Vukolov_KY@nrcki.ru



Андрей Геннадьевич Алексеев, начальник отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия Alekseev_AG@nrcki.ru



Евгений Николаевич Андреев, научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия Andreenko_EN@nrcki.ru



Михаил Юрьевич Бузмаков, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия Buzmakov_MY@nrcki.ru



Дмитрий Николаевич Васильев, главный специалист; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия Vasilev_DN@nrcki.ru



Дмитрий Константинович Вуколов, ведущий конструктор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия Vukolov_DK@nrcki.ru



Григорий Михайлович Коновалов, начальник отдела, к.ф.-м.н.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия G.Kononov@iterrf.ru



Александр Борисович Кукушкин, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; главный научный сотрудник; НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, Россия Kukushkin_AB@nrcki.ru



Антон Александрович Морозов, ведущий конструктор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Morozov_AA@nrcki.ru



Илья Игоревич Орловский, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.; лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Orlovskiy_I@nrcki.ru



Сергей Валерьевич Серушкин, старший преподаватель; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1, Россия
serushkin_sv@bmstu.ru



Радмир Ильдарович Хуснутдинов, инженер-исследователь, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; ассистент; НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, Россия
Khusnutdinov_RI@nrcki.ru



Дмитрий Александрович Федоров, инженер-конструктор; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Fedorov_DA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 1 октября 2025 г.

После доработки 25 октября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 5—25.

УДК 621.387.422

ВАЛИДАЦИЯ МОДЕЛИ ДЕТЕКТОРНЫХ УЗЛОВ МОНИТОРА ТЕРМОЯДЕРНОЙ МОЩНОСТИ ИТЭР В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ИСТОЧНИКАМИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

*Д.С. Фридрихсен^{1,2}, С.Ю. Обудовский^{1,2}, Т.И. Семенов², Е.С. Афанасенко²,
М.С. Самойленко^{1,2}, Т.М. Кормилицын², С.Б. Степанов²*

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

²Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В рамках Международного проекта ИТЭР в Российской Федерации разрабатывается система диверторный монитор нейтронного потока—нейтронная диагностика, предназначенная для измерения полного нейтронного выхода и термоядерной мощности установки. В статье представлены результаты детального моделирования транспорта осколков деления в программном обеспечении (ПО) GEANT4 ионизационных камер деления с урановыми радиаторами из состава диагностики. Были найдены коэффициенты преобразования скорости деления урана к скорости счёта прибора. Также проведена экспериментальная проверка модели в опорном поле нейтронного генератора НГ-24М. Экспериментально определены чувствительности электродных систем к нейтронам ~14,5 МэВ. На основе расчётов методом Монте-Карло нейтронного транспорта произведена оценка ожидаемых скоростей счёта детекторов для двух сценариев работы токамака ИТЭР: in-situ калибровка и базовый D—T-режим работы с термоядерной мощностью 500 МВт.

Ключевые слова: транспорт нейтронов, моделирование методом Монте-Карло, ионизационные камеры деления, диверторный монитор нейтронного потока ИТЭР.

VALIDATION OF ITER DIVERTOR THERMONUCLEAR POWER MONITOR UNIT MODEL USING FAST NEUTRON SOURCE

*D.S. Fridrikhsen^{1,2}, S.Yu. Obudovsky^{1,2}, T.I. Semenov², E.S. Afanasenko²,
M.S. Samoilenko^{1,2}, T.M. Kormilitsyn², S.B. Stepanov²*

¹JSC «SRC RF TRINITI», Moscow, Troitsk, Russia

²Project Center ITER, Moscow, Russia

As part of the international project ITER in Russia, a divertor neutron flux monitor system is being developed. This is a neutron diagnostic system that is designed to measure the total neutron yield and the thermonuclear power output. This article presents the results of a detailed simulation of the transport of fission products in GEANT4 fission chambers using uranium radiators from the diagnostic system. The conversion coefficients of the uranium fission rate to the counting rate of the device were found. An experimental validation of the model was also carried out in the reference field of the NG-24M neutron generator. The sensitivity of electrode systems to neutrons of ~14.5 MeV has been experimentally determined. Based on Monte Carlo calculations of neutron transport, the expected detector count rates were estimated for two ITER operating scenarios: in-situ calibration and the main D—T mode of operation with a thermonuclear power of 500 MW.

Key words: neutron transport, Monte Carlo simulation, fission chambers, ITER divertor neutron flux monitor.

1. ВВЕДЕНИЕ

На территории Франции рядом с г. Сэн-Поль-ле-Дюранс располагается площадка, на которой реализуется масштабный Международный экспериментальный проект — термоядерный токамак-реактор ИТЭР. Главной целью установки станет демонстрация научной и технической возможности осуществления устойчивой реакции синтеза с коэффициентом усиления мощности $Q = 10$ и термоядерной мощностью, равной 500 МВт [1]. В качестве топлива для реакции будут использованы тяжёлые изотопы водорода — дейтерий (D) и тритий (T). В основных реакциях синтеза D+D и D+T одним из продуктов является быстрый нейтрон с энергией ~2,45 МэВ и ~14,1 МэВ соответственно [2]. Одной из ключевых нейтронных диагностик токамака ИТЭР станет диверторный монитор нейтронного потока (ДМНП) [3, 4], весь цикл разработки и поставки которой осуществляется Российской Федерацией. В первую очередь

ДМНП предназначен для определения параметров плазмы, таких как полный нейтронный выход Y_{full} и термоядерная мощность реакции P_{fus} . Параметры должны быть определены в широком динамическом диапазоне: 10^{14} — $3 \cdot 10^{20}$ н./с и 0,1—900 МВт соответственно и временным разрешением до 1 мс.

Диагностическая система ДМНП состоит из трёх подсистем, равномерно расположенных по тороидальному обходу вакуумной камеры под диверторной касетой. На рис. 1 приведена схема расположения одной из подсистем ДМНП. Каждая подсистема включает в себя два детекторных узла — ионизационные камеры деления (ИКД) [5] типа КНТ-30 производства АО «НИИТФА» с радиаторами из диоксида ^{235}U и ^{238}U . Используемые ИКД трёхсекционные, внутри каждой в общем газовом объёме (98% аргон, 1% азот, 1% гелий при давлении 3 атм.) расположены три электродные системы (ЭС) разной чувствительности, отличающиеся массовым содержанием изотопа урана (500, 50 и 5 мг) для покрытия заданного диапазона измерений параметров плазмы. ЭС каждой ИКД имеют идентичную структуру — 21 плоский электрод, к которым приложено электрическое напряжение 300 В. Зазор между электродами составляет 1,6 мм. Характерное время импульса тока сигнала ИКД 150 нс, амплитуда 1 мкА.

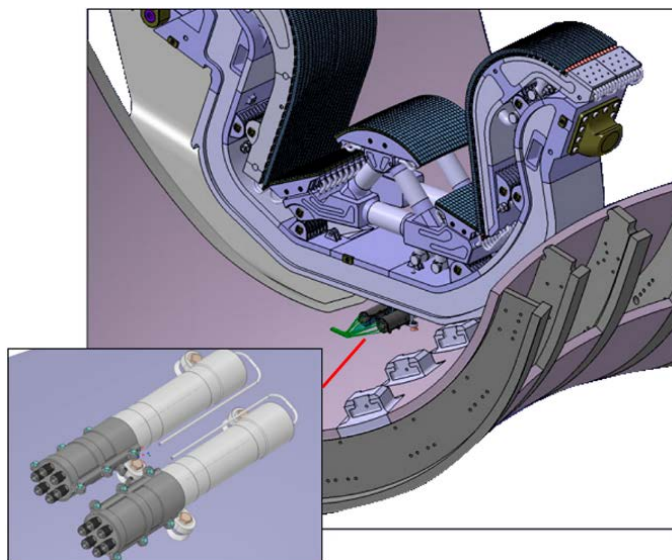


Рис. 1. Схема расположения подсистемы ДМНП внутри вакуумной камеры ИТЭР

2. МОДЕЛЬ ДЕТЕКТОРНЫХ УЗЛОВ ДМНП

Для целей работы использовалась детализированная модель детекторных узлов ДМНП, точно воспроизводящая их геометрию и материальный состав. Толщины нанесения урановых слоёв на электроды в модели соответствуют действительным и составляют от 0,01—0,1 мкм (для камер с содержанием урана 5 мг) до 1 мкм (500 мг урана). Продольное сечение модели детекторного узла приведено на рис. 2.

Расчёт транспорта осколков деления урана проводился в ПО GEANT4 [6] — программе, предназначенной для моделирования прохождения частиц через вещество методом Монте-Карло. Перенос геометрии детекторных узлов был выполнен с помощью фреймворка CADMesh [7], а для описания элементарного состава конструкционных материалов в синтаксисе GEANT4 использовался специально написанный Python-скрипт. На рис. 3 показана модель, перенесённая и открытая в GEANT4.

Принцип детектирования нейтронного излучения с помощью урановых ИКД основан на регистрации сигнала от осколков деления, индуцируемых поглощением нейтрона в урановом радиаторе [5]. Среди продуктов реакции вынужденного

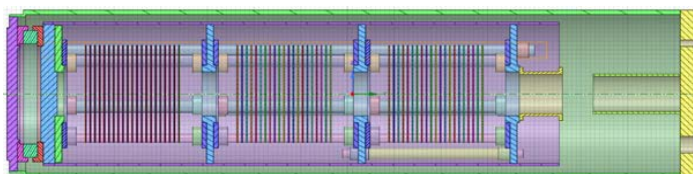


Рис. 2. Продольное сечение CAD-модели детекторного узла ДМНП

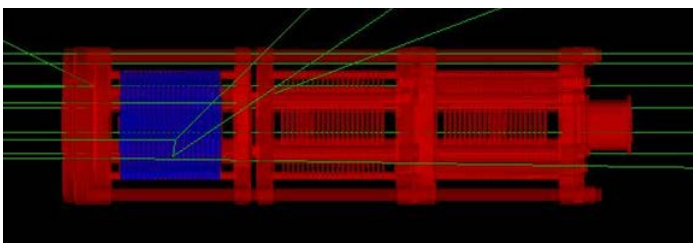


Рис. 3. Модель ДМНП в GEANT4. Зелёными линиями изображены рассчитанные треки частиц

деления есть два тяжёлых осколка, разлетающихся в противоположных направлениях, как правило, один летит в сторону электрода, оставляя всю энергию в нём, второй — в сторону рабочего объёма газа (пространство между электродами). Осколок, попавший в газовый объём, вызывает ионизацию газа вдоль своей траектории. Заряд собирается при помощи напряжения, приложенного к электродам, формируя сигнал. Однако не каждый акт деления урана приводит к регистрации сигнала. Возможны ситуации, когда два осколка образовались, но ни один из них не попал в межэлектродное пространство. Это, например, случаи, когда осколки разлетелись в плоскости уранового слоя, осколок затормозился в радиаторе, не успев вылететь, деление произошло на краю радиатора и осколок вылетел вбок, также не попав в межэлектродное пространство.

С помощью детального моделирования транспорта осколков деления с отслеживанием их треков были найдены коэффициенты k преобразования скорости деления к скорости счёта прибора (другими словами, на один акт деления приходится k регистраций). Полученные значения приведены в табл. 1. Порядка 2,6—8,5% от числа делений в зависимости от ЭС не будут зарегистрированы в связи с тем, что осколки деления не попадут в рабочий объём газа. Найденные коэффициенты позволяют улучшить точность при дальнейшем моделировании откликов ИКД из состава ДМНП и оценке ожидаемых скоростей счёта в рабочих сценариях установки.

Таблица 1. Коэффициенты пересчёта скорости деления урана в скорость счёта прибора для ИКД из состава ДМНП

k	ИКД с ^{235}U	ИКД с ^{238}U
ЭС 1 (500 мг)	0,915	0,919
ЭС 2 (50 мг)	0,935	0,939
ЭС 3 (5 мг)	0,974	0,941

3. ОЦЕНКА СКОРОСТИ СЧЁТА ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ГРУПП НЕЙТРОНОВ

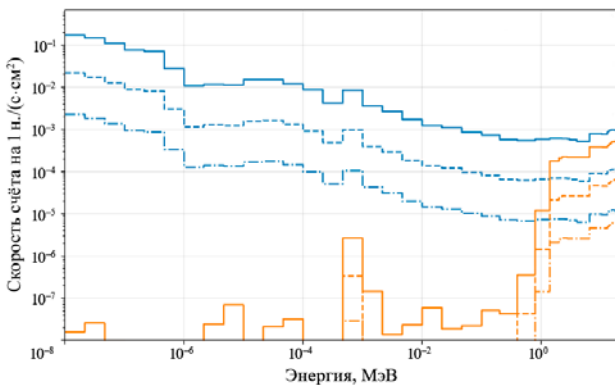


Рис. 4. Удельная скорость счёта ИКД из состава ДМНП для различных энергетических групп нейтронов: — ^{235}U , 500 мг; - - - ^{235}U , 50 мг; - · - ^{235}U , 5 мг; — ^{238}U , 500 мг; - - - ^{238}U , 50 мг; - · - ^{238}U , 5 мг

При помощи разработанной модели был оценен вклад в скорость счёта от различных энергетических групп нейтронов. Использовалось разбиение нейтронов на 45 групп по энергии, охватывающее диапазон от 10^{-8} до 20 МэВ, в соответствии со стандартной группировкой, принятой в международной библиотеке ядерных данных [8] и используемой для расчёта транспорта нейтронов в задачах термоядерного синтеза. Результат моделирования вклада в итоговую скорость счёта от различных энергетических групп приведён на рис. 4.

Таким образом, чтобы оценить ожидаемую скорость счёта ЭС в выбранной точке нейтронного поля, необходимо знать групповые распределения плотности потока нейтронов в месте

расположения чувствительной части детектора. Для расчёта транспорта нейтронов и определения параметров нейтронного поля использовался программный пакет с открытым исходным кодом OpenMC [9]. Также расчёт групповых распределений плотности потока нейтронов при помощи кода MCNP для некоторых сценариев работы токамака ИТЭР представлен в [10]. Сворачивая (перемножая по группам) распределение плотности потока с рассчитанными удельными скоростями счёта по энергетическим группам, а затем интегрируя полученный результат, можно провести оценку ожидаемой итоговой скорости счёта в различных сценариях.

Для экспериментальной валидации модели была выполнена серия бенчмарк-экспериментов, в ходе которых измерения проводились на стенде нейтронной диагностики АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» [11] и в аналогичной геометрии были выполнены модельные расчёты. В качестве нейтронного источника использовался D—T-нейтронный генератор НГ-24М производства ВНИИА им. Н.Л. Духова [12]. Характерная энергия нейтронов источника ~14,5 МэВ. В ходе экспериментов НГ работал при ускоряющем напряжении 150 кВ, при таком напряжении полный нейтронный выход составляет $\sim 1,4 \cdot 10^{10}$ н./с. Для моделирования использовался нейтронный источник, воспроизводящий основные характеристики генератора — геометрию, полный выход, анизотропию выхода и энергии нейтронного излучения.

Эксперименты проводились для ЭС с ^{235}U (500 мг). При помощи системы позиционирования детектор размещался таким образом, чтобы ЭС находилась на оси генератора на расстоянии 30 см от мишенного узла. Всего было проведено пять экспериментов в различных конфигурациях: детектор в прямой видимости источника; между детектором и источником барьеры толщиной 4 см из полиэтилена (PE), PE + нержавеющей стали (SS), SS, SS + PE. Пример одной из экспериментальных конфигураций приведён на рис. 5.

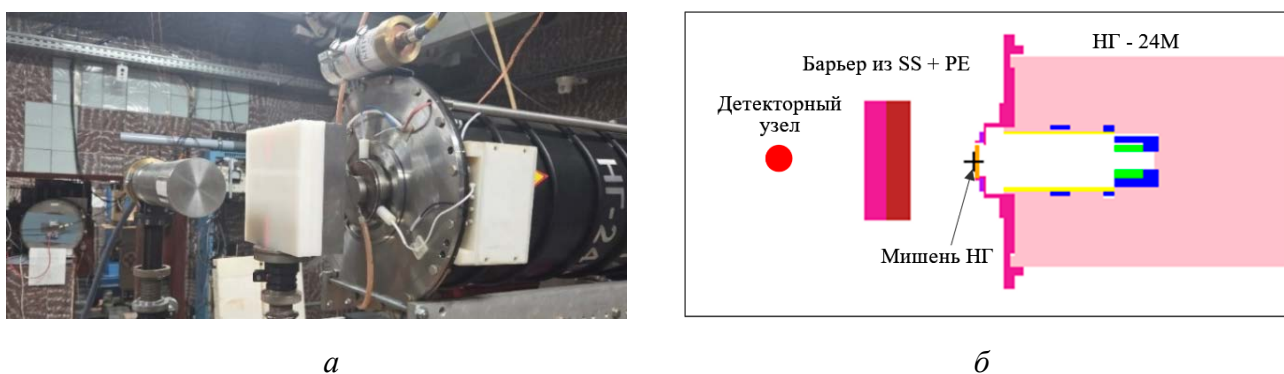


Рис. 5. Эксперимент с барьером из стали и полиэтилена, расположенным между источником и детектором (а), и модель расчёта транспорта нейтронов для определения плотности потока в области расположения чувствительной части детектора (б)

Для каждого эксперимента на стенде нейтронной диагностики контролировалась скорость счёта детектора за время экспозиции ~5 мин. На рис. 6 приведены скорости счёта в каждом из сценариев, в табл. 2 — сравнение с расчётными. Погрешность проведённого моделирования оценивается в 20%.

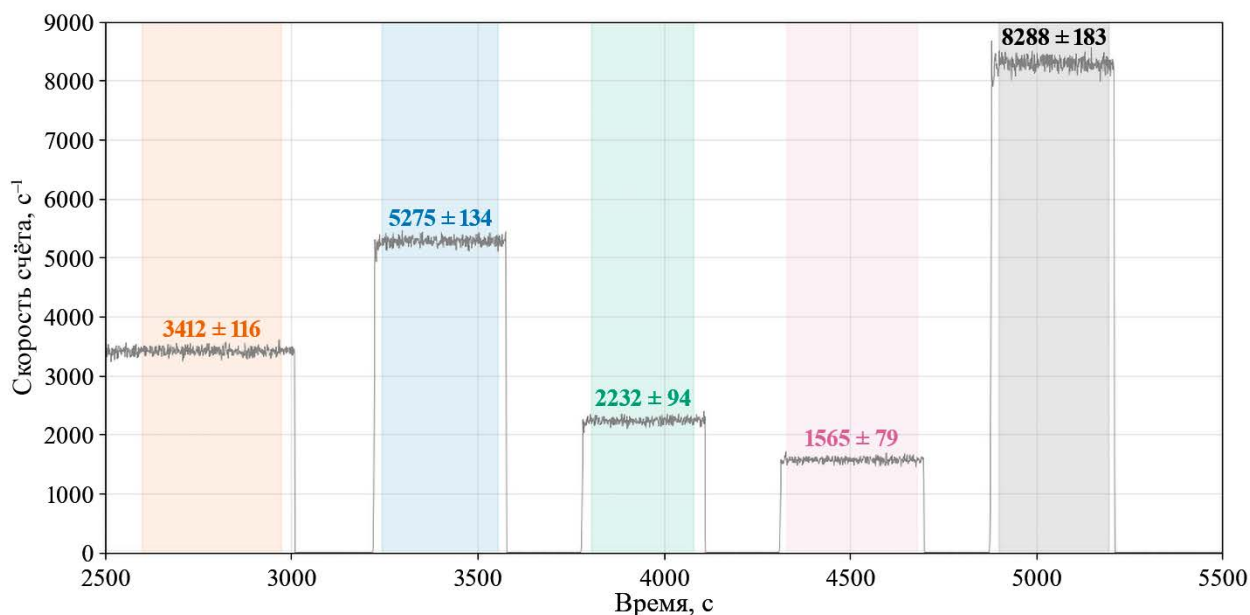


Рис. 6. Скорость счёта ЭС 1 (500 мг) ИКД с ураном-235 в различных сценариях облучения: — без барьера; — полиэтилен; — полиэтилен + сталь; — сталь; — сталь + полиэтилен

Т а б л и ц а 2. Сравнение скоростей счёта в экспериментах с расчётными

Сценарий облучения	Скорость счёта, с ⁻¹	
	Эксперимент	Расчёт
Без барьера	3410 ± 120	4340 ± 870
PE	5280 ± 130	6030 ± 1210
PE + SS	2230 ± 90	1850 ± 370
SS	1570 ± 80	1280 ± 260
SS + PE	8290 ± 180	10 320 ± 2060

В рассматриваемых случаях наблюдается согласие между измеренными и модельно предсказанными скоростями счёта с учётом диапазона, обусловленного погрешностями.

4. ИЗМЕРЕНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ЭС

В рамках данной работы был определён один из основных параметров детекторов — чувствительность. Предварительно была найдена плотность потока нейтронов в контрольной точке опорного поля НГ-24М методом нейтронно-активационного анализа с использованием образца-свидетеля из алюминия по реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ с порогом ~6 МэВ на основе данных о сечении из библиотеки ядерных констант ENDF/B-VIII.0 [13]. Контрольная точка находилась на расстоянии 30 см от поверхности мишени генератора вдоль его оси (вдоль силовых линий ускоряющего напряжения). Плотность потока составила $\sim 1,27 \cdot 10^6$ н./см²·с).

Была проведена серия экспериментов, в ходе которых детекторные узлы с ^{235}U и ^{238}U размещались таким образом, чтобы центры ЭС находились в контрольной точке, измерения проводились в течение 900 с с регистрацией скорости счёта измерительного тракта. Чувствительности ЭС к D—Т-нейтронам определялись как отношение скорости счёта к величине плотности потока нейтронов в точке размещения ЭС. Погрешность определения чувствительности обусловлена статистической неопределённостью и точностью определения плотности потока нейтронов в контрольной точке, суммарная величина не превышает 15%. Рассчитанные чувствительности приведены в табл. 3. Значения находятся в разумном согласии с оценкой, выполненной при помощи моделирования.

Т а б л и ц а 3. Сравнение экспериментально оцененных чувствительностей с расчётными

№ ЭС	Чувствительность ЭС, см ²		
	Метод оценки	Тип ИКД	
		^{238}U	^{235}U
ЭС 1 (500 мг)	Расчёт	$(5,28 \pm 1,06)10^{-4}$	$(3,66 \pm 0,73)10^{-3}$
	Эксперимент	$(5,00 \pm 0,31)10^{-4}$	$(4,18 \pm 0,21)10^{-3}$
ЭС 2 (50 мг)	Расчёт	$(6,23 \pm 1,25)10^{-5}$	$(6,16 \pm 1,23)10^{-4}$
	Эксперимент	$(7,88 \pm 0,64)10^{-5}$	$(7,04 \pm 0,37)10^{-4}$
ЭС 3 (5 мг)	Расчёт	$(5,84 \pm 1,17)10^{-6}$	$(4,23 \pm 0,85)10^{-5}$
	Эксперимент	$(7,49 \pm 1,12)10^{-6}$	$(4,40 \pm 0,26)10^{-5}$

5. ОЦЕНКА СКОРОСТИ СЧЁТА ЭС В НЕКОТОРЫХ СЦЕНАРИЯХ ИТЭР

Проведены расчёты и выполнена оценка ожидаемой скорости счёта ИКД для двух сценариев токамака ИТЭР: in-situ калибровка и базовый сценарий, в котором ожидается термоядерная мощность 500 МВт и $n_T/n_D \sim 1$. Суть метода in-situ калибровки заключается в размещении внутри вакуумной камеры токамака компактного нейтронного источника для проведения калибровки диагностики ДМНП. В настоящее время предлагается использовать D—Т-нейтронный генератор НГ-24М. Модель НГ была размещена внутри вакуумной камеры 40-градусной модели токамака. Источник располагался таким образом, чтобы мишень находилась на главной магнитной оси над детекторным узлом ДМНП. Схема рас-

положения показана на рис. 7. Для расчётов полный нейтронный выход генератора принят 10^{11} н./с (достигается при $U_{\text{уск}} = 200$ кВ). Во втором рассматриваемом сценарии источником нейтронов является плазма, полный нейтронный выход оценивается на уровне $1,8 \cdot 10^{20}$ н./с.

Для двух сценариев рассчитаны распределения плотности потока нейтронов в области расположения чувствительных частей узлов ДМНП (рис. 8), на основе которых были оценены ожидаемые скорости счёта. Результат оценки приведён в табл. 4. Для ЭС с содержанием урана 500 мг следует ожидать, что скорость счёта будет на уровне 9 с^{-1} для ИКД с ^{238}U и на уровне 144 с^{-1} для ИКД с ^{235}U . В базовом 500 МВт сценарии ожидается, что скорость счёта будет достигать 10^8 с^{-1} и 10^{10} с^{-1} соответственно также для ЭС с 500 мг урана.

На рис. 9 показан кумулятивный вклад в скорость счёта ЭС с 500 мг урана от каждой группы нейтронов для рассматриваемых сценариев. График демонстрирует, с какой энергией нейтроны вносят наибольший вклад в формирование итоговой скорости счёта.

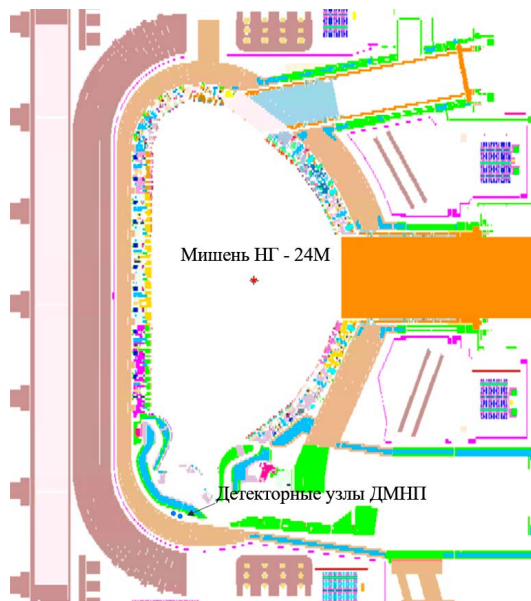


Рис. 7. Расположение НГ и блоков ДМНП в модели токамака ИТЭР

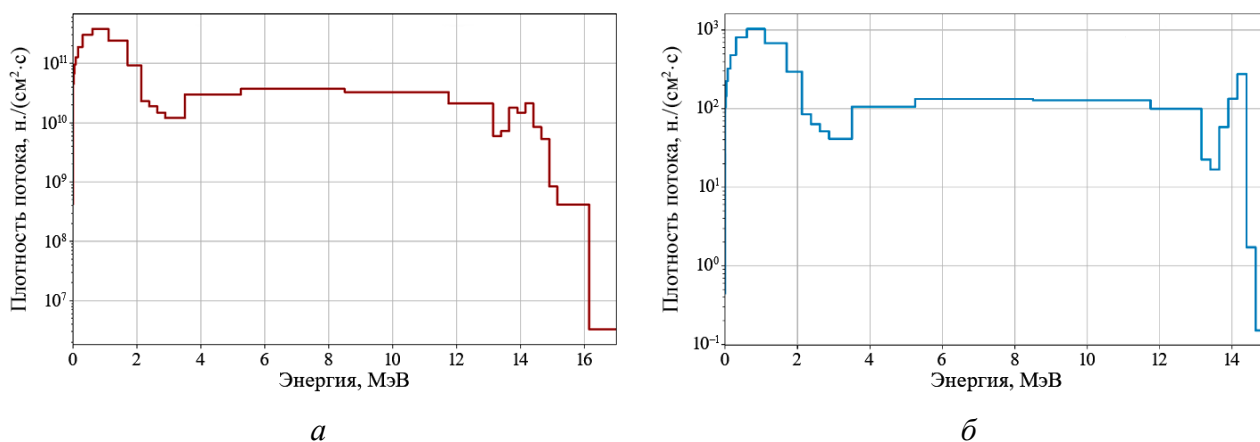


Рис. 8. Ожидаемое распределение плотности потока нейтронов в области расположения чувствительных частей ДМНП: а — базовый 500 МВт сценарий, суммарная плотность потока $2,38 \cdot 10^{12}$ н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$; б — сценарий in-situ калибровки с использованием НГ-24М, суммарная плотность потока $6,57 \cdot 10^3$ н./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$

Таблица 4. Ожидаемые скорости счёта ИКД в некоторых сценариях ИТЭР

№ ЭС	Скорость счёта ЭС, с^{-1}			
	Сценарий in-situ калибровки		Базовый 500 МВт сценарий	
	^{238}U	^{235}U	^{238}U	^{235}U
ЭС 1 (500 мг)	9	144	$1,17 \cdot 10^8$	$1,04 \cdot 10^{10}$
ЭС 2 (50 мг)	1,1	16	$1,38 \cdot 10^7$	$1,14 \cdot 10^9$
ЭС 3 (5 мг)	0,1	1,7	$1,33 \cdot 10^6$	$1,17 \cdot 10^8$

При проведении in-situ калибровки с использованием нейтронного генератора ожидается, что плотность потока нейтронов в области расположения детекторов ДМНП будет крайне низкой. Как следствие, скорость счёта даже самых чувствительных ЭС ИКД будет мала, что подразумевает длительную экспозицию (>1 ч для каждого положения нейтронного источника) при работе ИКД в счётном режиме. В

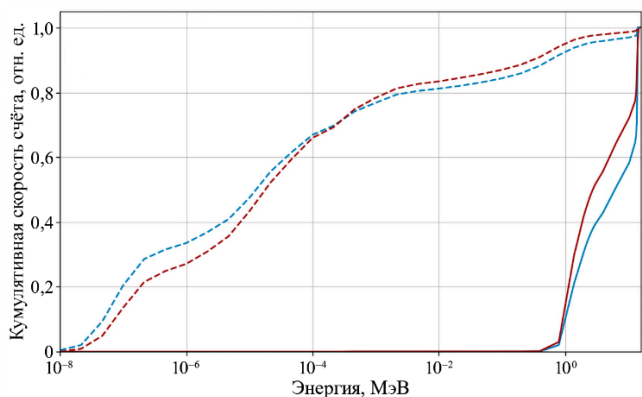


Рис. 9. Кумулятивный вклад различных групп нейтронов в скорость счёта для двух сценариев; ЭС с 500 мг ^{238}U : — in-situ (^{238}U); — плазменный источник (^{238}U); - - - in-situ (^{235}U); - - - плазменный источник (^{235}U)

экспериментально в опорном поле нейтронного генератора НГ-24М. Программа валидации включала измерения с различными конфигурациями барьеров между источником нейтронов и детекторными узлами. Расчётные значения скоростей счёта хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Также в работе были количественно определены чувствительности ЭС каждой ИКД из состава ДМНП к D—T-нейтронам. Чувствительность ИКД с массовым содержанием урана 500 мг составила $5,00 \cdot 10^{-4}$ и $4,18 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ для ИКД с изотопом ^{238}U и ^{235}U соответственно. Результаты моделирования были применены для оценки скорости счёта ИКД из состава ДМНП для сценария in-situ калибровки и базового сценария работы токамака ИТЭР. Оценка проведена на основе предварительно выполненного расчёта нейтронной обстановки в области расположения чувствительных элементов ДМНП в каждом из сценариев.

Работа выполнена в рамках договора от 11.06.2025 № 17706413348250000180/36-25/01 между АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» и Частным учреждением «ИТЭР-Центр», заключённого во исполнение государственного контракта от 21.03.2025 № Н.4а.241.09.25.1016 между ГК «Росатом» как государственным заказчиком и Частным учреждением «ИТЭР-Центр».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER Organization.** ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III — Final Version). ITR-25-005, 2024.
2. **Chen F.F.** Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion. 3rd ed. — Springer, 2016. 497 p.
3. **Кормилицын Т.М. и др.** Прогресс в разработке диверторного монитора нейтронного потока ИТЭР. — В сб.: ЛП Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС. Звенигород, 17—21 марта 2025 г., с. 287.
4. **Kaschuck Yu.A. et al.** Divertor neutron flux monitor: conceptual design and calibration. — AIP Conference Proceedings, 2008, vol. 988, p. 303—310.
5. **Knoll G.F.** Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. — New York: Wiley, 2000. 860 p.
6. **Allison J. et al.** Recent developments in GEANT4. — Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A, 2016, vol. 835, p. 186—225.
7. <https://github.com/christopherpoole/CADMesh>.
8. **International Reactor Dosimetry and Fusion File (IRDFF).** URL: <https://www-nds.iaea.org/IRDFF/>.
9. **Romano P.K., Horelik N.E., Herman B.R. et al.** OpenMC: A state-of-the-art Monte Carlo code for research and development. — Annals of Nuclear Energy, 2015, vol. 82, p. 90—97.
10. **Ковалев А.О. и др.** Анализ радиационных условий работы диагностики ДМНП ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 54—63.

разрядах же планируется использование ИКД как в счётном, так и во флуктуационном режимах. Согласование показаний и переход между этими режимами можно осуществить при помощи метода калибровки флуктуационного тракта, который описан в работе [14].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы была создана детальная модель детекторных узлов ДМНП. Модель точно воспроизводит геометрию и материальный состав диагностики. Найдены коэффициенты соответствия между скоростью деления урана и скоростью счёта для каждой электродной системы ДМНП. Валидация модели проведена

11. **Севастьянов В.Д. и др.** Исследование нейтронных характеристик генератора нейтронов НГ-24М стенда нейтронной диагностики плазмы ГНЦ ТРИНИТИ. — Альманах современной метрологии, 2016, № 2(7), с. 75—84.
12. **Сыромуков С.В. и др.** Генератор нейтронов НГ-24 для ядерной медицины и термоядерных исследований. — Атомная энергия, 2015, т. 119, вып. 1, с. 58—60.
13. **Brown D.A. et al.** ENDF/B-VIII.0: the 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data. — Nuclear Data Sheets, 2018, vol. 148, p. 1—142.
14. **Vorobiev V.A. et al.** On the feasibility of calibration the fluctuation channel for neutron diagnostics of plasma. — Physics of Atomic Nuclei, 2023, vol. 86, p. S218—S224.



Дмитрий Сергеевич Фридрихсен, инженер 2 категории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия; младший научный сотрудник; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
Fridrihsen.DS@triniti.ru
D.Fridriksen@iterrf.ru



Сергей Юрьевич Обудовский, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия; ведущий специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
Obud@triniti.ru



Тимофей Игоревич Семенов, специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
T.Semenov@iterrf.ru



Егор Станиславович Афанасенко, младший научный сотрудник; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
E.Afanasenko@iterrf.ru



Мария Сергеевна Самойленко, главный специалист; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия; специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
MSamoilenko@triniti.ru



Тимофей Михайлович Кормилицын, начальник сектора; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
T.Kormilitsyn@iterrf.ru



Сергей Борисович Степанов, руководитель проекта — старший научный сотрудник; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
S.Stepanov@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 1 ноября 2025 г.

После доработки 5 ноября 2025 г.

Принята к публикации 10 ноября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 26—33.

**T-11M**

УДК 533.9

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ С ЛИТИЕВЫМ ИНЖЕКТОРОМ С ВНЕШНЕЙ ПОДАЧЕЙ ЛИТИЯ В ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА T-11M

*А.Н. Щербак¹, С.В. Мирнов¹, Я.А. Васина¹, А.В. Агеев¹, А.С. Джурик¹, А.В. Зорин¹, Н.В. Лешов¹,
Н.Т. Джигайло¹, Н.П. Петрова¹, Ю.В. Петров¹, В.А. Морозов¹, А.С. Пришивицын¹, В.Г. Отрощенко¹,
Р.Р. Андрианова¹, А.А. Кожурин¹, Р.Р. Хайрутдинов¹, В.Н. Докука¹, Д.А. Скопинцев¹, М.Ю. Жарков²,
А.В. Вертков², А.В. Курячий², П.А. Антонов²*

¹АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Троицк, Россия

²АО «НИКИЭТ», Москва, Россия

Использование жидкого лития для защиты первой стенки токамаков является широко распространённой идеей, реализованной на многих установках. В 2022 г. для проведения литиизации в процессе разряда токамака T-11M в режиме реального времени был разработан инжектор литиевых капель (АО «НИКИЭТ»), который показал отличные результаты. Одним из недостатков такого инжектора было ограниченное количество лития в питательной ёмкости, что требовало его извлечения из вакуумной камеры токамака с её разгерметизацией для дозаправки. В 2024 г. был разработан литиевый инжектор с системой внешней дозаправки лития без разгерметизации токамака. В статье представлены результаты испытаний такого инжектора в плазменных разрядах токамака T-11M. Экспериментально показана его работоспособность, проведено десять дозаправок без разгерметизации вакуумной камеры токамака. Определены характерные параметры работы инжектора: скорость микрокапель лития составляет от 1,5 до 7 м/с, поток инжектированного лития варьировался от 10 до 70 мг/с. Исследовано влияние инъекции литиевых капель на параметры разряда. Проведены расчёты (моделирование) распределения ионизированной и нейтральной компонент лития в плазменном шнуре.

Ключевые слова: токамак, инжектор лития, внешняя дозаправка литием.

FIRST RESULTS OF WORK WITH A LITHIUM INJECTOR WITH EXTERNAL LITHIUM SUPPLY IN PLASMA DISCHARGES OF THE T-11M TOKAMAK

*A.N. Shcherbak¹, S.V. Mirnov¹, Ya.A. Vasina¹, A.V. Ageev¹, A.S. Djurik¹, A.V. Zorin¹, N.V. Leshov¹,
N.T. Djigailo¹, N.P. Petrova¹, Yu.V. Petrov¹, V.A. Morozov¹, A.S. Prishvitsyn¹, V.G. Otroshchenko¹,
R.R. Andrianova¹, A.A. Kozhurin¹, R.R. Khairutdinov¹, V.N. Dokuka¹, D.A. Scopintsev¹, M.Yu. Zharkov²,
A.V. Vertkov², A.V. Kuryachii², P.A. Antonov²*

¹SRC RF TRINITY, Moscow, Troitsk, Russia

²JSC NIKIET, Moscow, Russia

Using liquid lithium to protect the first wall of tokamaks is a common idea implemented in many installations. In 2022, a lithium droplet injector (NIKIET JSC) was developed to conduct real-time lithization during the discharge of T-11M tokamak, achieving excellent results. One of the drawbacks of this injector was the limited amount of lithium in the feed tank, which required its removal from the tokamak vacuum chamber and its depressurization for refueling. One of the drawbacks of this injector was the limited amount of lithium in the feed tank, which required its removal from the tokamak vacuum chamber and its depressurization for refueling. In 2024, a lithium injector with an external lithium refueling system without depressurizing the tokamak was developed. This paper presents the results of testing such an injector in the plasma discharges of T-11M tokamak. Its performance was demonstrated experimentally, ten refuelings were performed without depressurizing the tokamak vacuum chamber. The main operating parameters of the injector were determined: the lithium microdroplet velocity ranged from 1.5 to 7 m/s, and the injected lithium flow varied from 10 to 70 mg/s. The effect of lithium droplet injection on discharge parameters was studied. Calculations (modeling) of the distribution of ionized and neutral components of lithium in the plasma column were carried out.

Key words: tokamak, lithium injector, external lithium refueling.

1. ВВЕДЕНИЕ

Применение жидкого лития для защиты первой стенки токамака и диверторных пластин от воздействия высокотемпературной плазмы активно исследуется на многих установках и представляется одной из наиболее перспективных идей для использования в будущих токамаках-реакторах [1]. Главный эффект при использовании лития — уменьшение количества примесей и соответственно снижение эффективного заряда плазменного шнура $Z_{\text{эф}}$. Существуют различные способы использования лития для защиты первой стенки токамака, такие как предварительная литиизация с помощью печей [2], литиевые лимитеры различных конструкций [3, 4], инжекторы лития [5]. Отдельно стоит отметить развиваемую и исследуемую на токамаке T-11M концепцию замкнутого контура циркуляции лития, в которой эмиттеры лития используются для ввода лития в периферийную плазму, а коллекторы лития — для его сбора [6]. Такая концепция позволяет ограничить чрезмерное накопление лития на стенках камеры токамака. Одним из популярных способов введения лития на периферию плазменного шнура является метод инжекции лития с помощью различных инжекторов. С использованием таких устройств уже были достигнуты выдающиеся результаты на токамаках TFTR (supershot, более 10 МВт термоядерной мощности [7]) с помощью технологии DOLLOP и EAST (рекордная длительность плазменного разряда 1056 с [8]) с помощью инжектора литиевых микрочастиц (dust dropper). Однако одним из недостатков последнего способа стало внесение дополнительных примесей в плазменный шнур, которые присутствуют в оболочке литиевых крупинки при взаимодействии с атмосферными газами. Это в конечном итоге проявилось в достижении $Z_{\text{эф}}$ на уровне 2 [9], что очевидно уменьшает операционное окно работы будущих токамаков-реакторов.

С 2021 г. на токамаке T-11M наряду с литиевыми лимитерами, используемыми в качестве эмиттеров для организации замкнутого контура циркуляции лития с целью защиты первой стенки токамака, для введения лития в плазму был испытан ультразвуковой инжектор мелкодисперсного лития. Основной принцип его работы заключается в генерации капель на поверхности тонкого жидкого слоя под воздействием ультразвуковых колебаний. Одним из достоинств такого инжектора является непосредственное введение капель лития в камеру токамака без каких-либо примесей.

Испытания ультразвукового литиевого инжектора первого поколения [9] продемонстрировали снижение уровня примесей в камере токамака, увеличение длительности разряда, подавление пучков ускоренных электронов и увеличение мощности радиационных потерь на периферии плазменного шнура.

Для использования таких инжекторов в установках, работающих в стационарных и квазистационарных режимах, таких как T-15MD и TPT, был разработан и изготовлен прототип инжектора мелкодисперсного лития с системой внешней дозаправки лития без разгерметизации вакуумной камеры. Дополнительными преимуществами такого инжектора стали возможность регулирования параметров распыления жидкого лития и управление началом процесса инжекции литиевых частиц относительно момента зажигания разряда.

С 2024 г. прототип инжектора мелкодисперсного лития с системой внешней подачи лития, аналогичный разработанному и изготовленному для токамака T-15MD (НИЦ «Курчатовский институт»), тестируется на токамаке T-11M в плазменных разрядах. Результаты испытаний литиевого инжектора, а также влияние его работы на плазменный разряд представлены в статье.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Испытания литиевого инжектора с системой внешней подачи лития, а также исследование влияния литиевой инжекции проводились на токамаке T-11M. Токамак T-11M является лимитерным токамаком круглого сечения, где используются литиевые лимитеры на основе капиллярно-пористых систем (КПС) различного исполнения. Основные параметры токамака: $R/a = 0,7$ м / 0,20 м; тороидальное магнитное поле $B_T = 1,2$ Тл; ток плазмы $I_p = 60—70$ кА; средняя длительность разрядного импульса $\Delta t = 150—200$ мс; среднехордовая электронная плотность $n_e = (2—5)10^{19}$ м⁻³, температура электронов в центре плазменного шнура $T_e = 450$ эВ, рабочий газ — дейтерий.

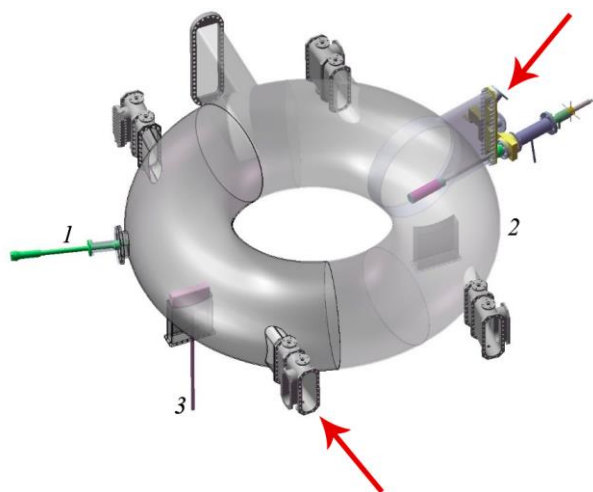


Рис. 1. Объёмная модель вакуумной камеры токамака Т-11М и взаимное расположение внутрикамерных элементов

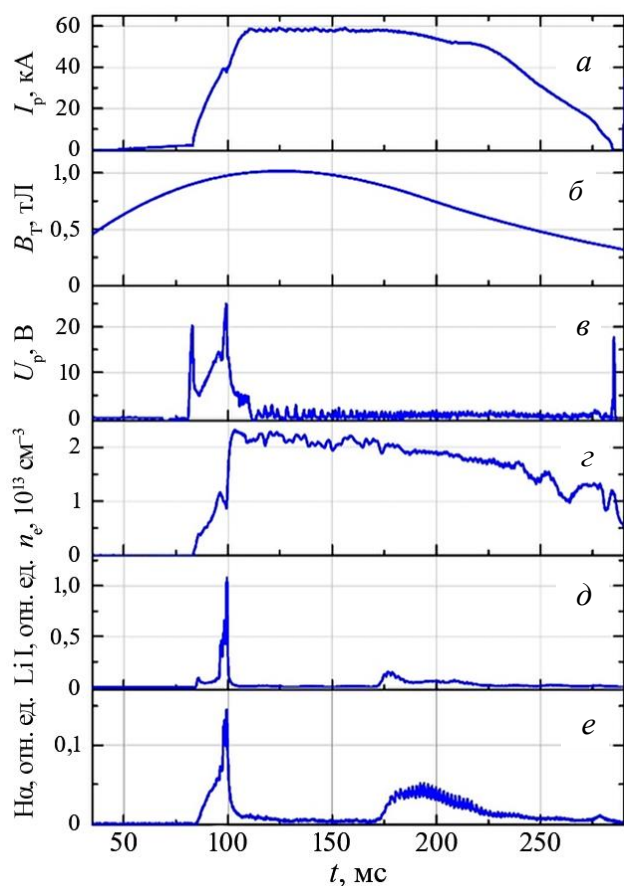


Рис. 2. Основные параметры типичного плазменного разряда с инжекцией лития

Инжекция лития осуществлялась через экваториальный патрубок токамака. На рис. 3 представлена фотография литиевого инжектора в вакуумной камере токамака одновременно с графитовым лимитером, ограничивающим плазменный шнур, полученная с помощью высокоскоростной камеры Vaumer HXG20C.

Исследуемый в работе литиевый инжектор был оборудован генератором ультразвуковых колебаний с возможностью регулирования мощности. Рабочая температура инжектора составляла 200—350 °С.

На рис. 1 представлена объёмная модель вакуумной камеры токамака Т-11М с основными элементами в одной из конфигураций, исследуемых в работе. Показано взаимное расположение основных внутрикамерных элементов: исследуемого литиевого инжектора (1), горизонтальной коллекторной мишени (с возможностью без нарушения вакуумных условий удаления лития из вакуумной камеры), с помощью которой осуществлялся сбор лития в плазменных разрядах при работе с литиевым инжектором (2), и графитового лимитера, используемого для ограничения плазменного шнура (3). Красные стрелки — ракурсы наблюдения за внутрикамерными элементами с помощью высокоскоростных видеокамер. Для визуального наблюдения за взаимодействием плазменного шнура с внутрикамерными элементами использовалась цветная высокоскоростная видеокамера Vaumer HXG20C. Для контроля температуры поверхности внутрикамерных элементов использовалась инфракрасная камера Infracam VarioCam HD Head 680.

На рис. 2 представлен типичный плазменный разряд токамака Т-11М с инжекцией лития и приводятся основные плазменные параметры, при которых осуществлялось исследование работы литиевого инжектора. На рисунке показаны временные зависимости тока плазмы I_p (а), тороидального магнитного поля B_T (б), напряжения обхода U_p (в), плотности электронов n_e (г). Дополнительно приведены интенсивности свечения линии нейтрального лития LiI (д) и интенсивности свечения линии нейтрального водорода Na (е), возникающих как результат взаимодействия ионов лития и водорода с поверхностью графитового лимитера.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ИНЖЕКТОРА МЕЛКОДИСПЕРСНОГО ЛИТИЯ С СИСТЕМОЙ ВНЕШНЕЙ ПОДАЧИ ЛИТИЯ

Инжекция лития с помощью инжектора мелкодисперсного лития с системой внешней подачи лития осуществлялась через экваториальный патрубок токамака. На рис. 3 представлена фотография литиевого инжектора в вакуумной камере токамака одновременно с графитовым лимитером, ограничивающим плазменный шнур, полученная с помощью высокоскоростной камеры Vaumer HXG20C.

Запуск инжектора осуществлялся с помощью синхроимпульса заранее перед самым разрядом за 3000—10 000 мс.

С помощью инфракрасной камеры была получена информация по нагреву инжектора в ходе плазменного разряда. На рис. 4 показан кадр с инфракрасной камеры и динамика нагрева инжектора в ходе разряда. Показано, что в процессе разряда поверхность инжектора нагревалась на 1,5 °С.

Поступление лития из инжектора оценивалось с помощью данных скоростной видеокамеры Vaumer HXG 20С в ходе разряда. На рис. 5 показаны видеокadres взаимодействия потока инжектированных капель лития с плазмой на разных фазах разряда, а также динамика литиевого потока в ходе инжекции, где красный цвет соответствует интенсивности свечения нейтрального лития ($\lambda = 671$ нм), зелёный цвет — интенсивности свечения однократно ионизованного лития ($\lambda = 549$ нм). Характерные размеры литиевых микрокапель составляют 50 мкм. В начале разряда видно большое количество инжектированных капель, которые подсвечиваются в плазме, в связи с тем, что инжектор начинает свою работу ещё до пробоя газа. Далее, когда ток выходит на стабилизацию, уже наблюдается облако испаренного лития, предположительно связанное с ростом температуры плазмы.

Также с помощью скоростной видеокамеры была возможность рассчитать по перемещению микрокапель кадр за кадром их характерные скорости. На рис. 6 показаны несколько видеокadres, которые использовались для расчёта скоростей микрокапель: для примера зелёным кругом обозначены две капли, перемещающиеся кадр за кадром. За время одного кадра (3 мс) капли переместились на 54,5 пикселя, что соответствует 19,6 мм (размер одного пикселя на изображении соответствует расстоянию 0,36 мм). Скорость данных микрокапель составила 6,5 м/с. Расчёты скоростей были выполнены для 110 микрокапель лития. Было получено, что характерные скорости инжектированных микрокапель составляют от 1,5 до 7 м/с. Кроме того, на кадре, соответствующем $t = 100$ мс, видно значительное уменьшение синего свечения, ярко выраженного на кадрах $t = 91,94$ мс, в процессе инжекции, что связано, вероятнее всего, с подавлением примесей, таких как углерод и кислород.

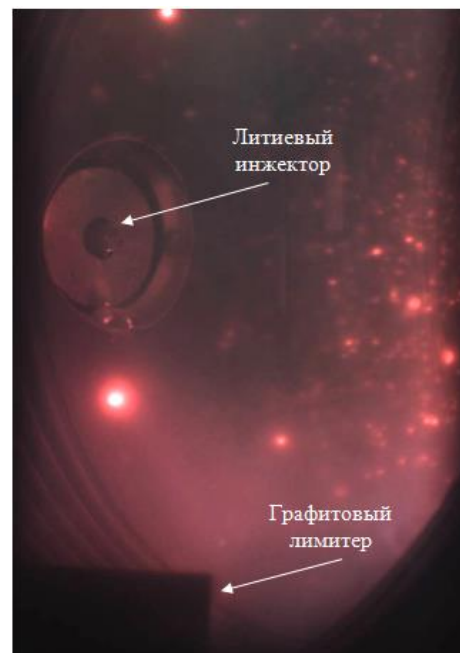
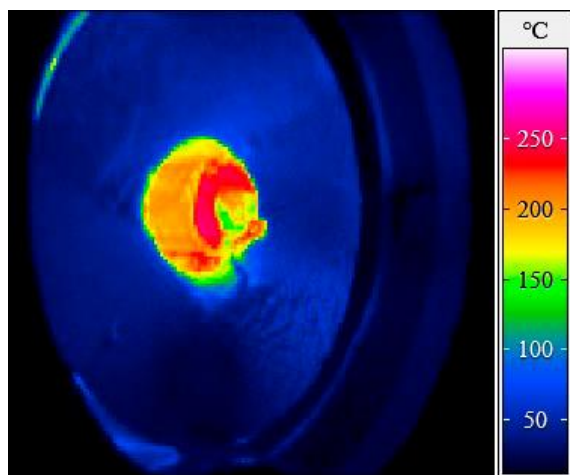
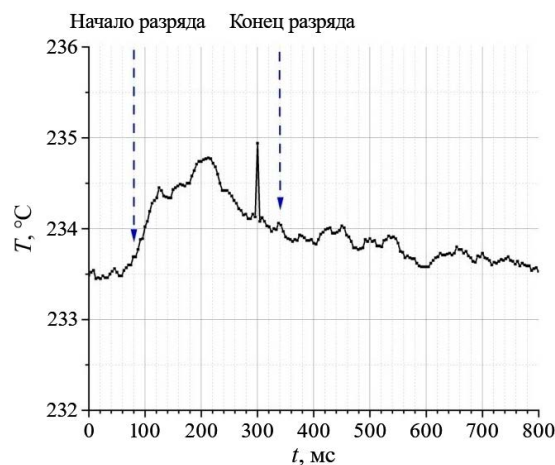


Рис. 3. Взаимное расположение графитового лимитера и литиевого инжектора в вакуумной камере токамака Т-11М



а



б

Рис. 4. Нагрев сопла инжектора лития во время разряда (а) и динамика нагрева поверхности инжектора в ходе плазменного разряда Т-11М (б)

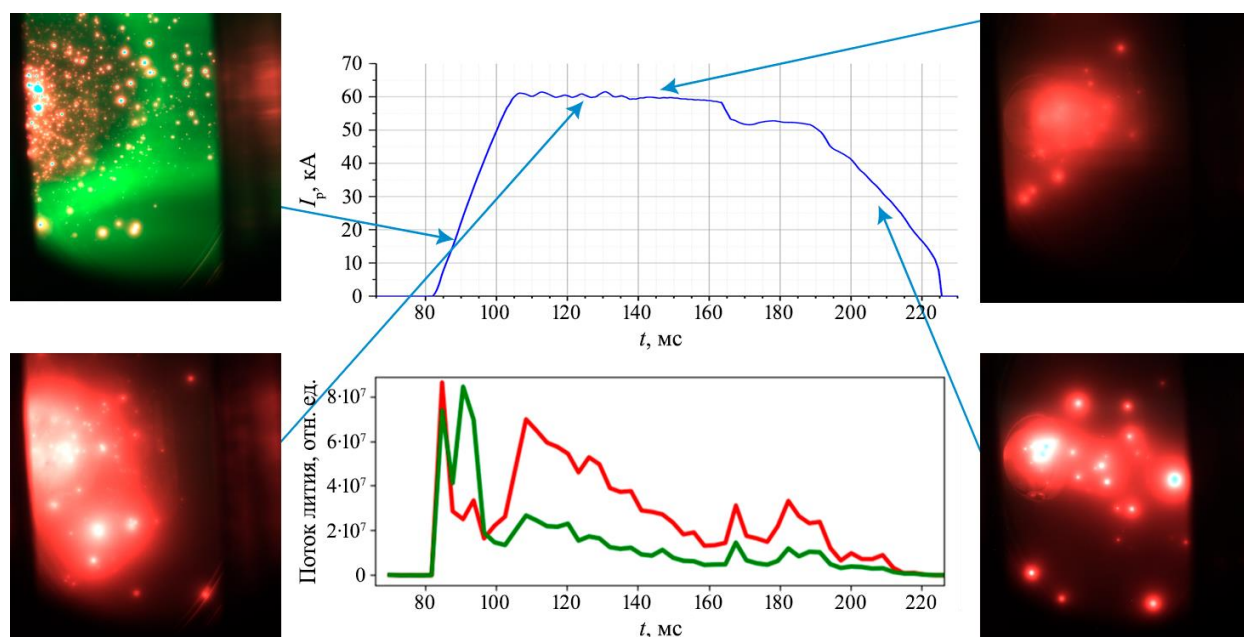


Рис. 5. Эволюция тока плазмы в процессе разряда № 58810 и динамика литиевого потока в ходе работы литиевого инжектора: — нейтральный литий, — однократно ионизованный литий. Видеокадры взаимодействия потока инжектированных капель лития с плазмой на разных фазах разряда

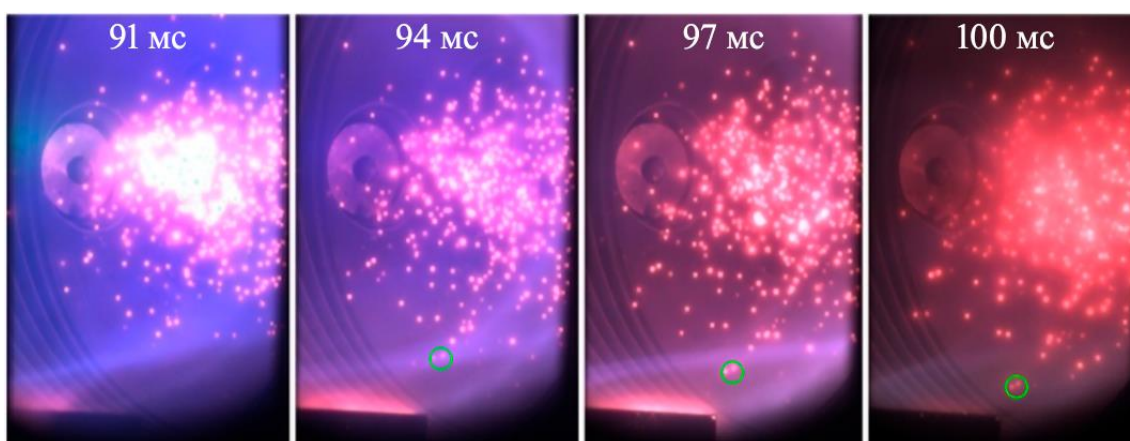


Рис. 6. Видеокадры процесса инъекции лития, по которым рассчитывались скорости микрокапель

Поток инжектированного лития в ходе серии экспериментов варьировался в интервале от 10 до 70 мг/с в зависимости от мощности генератора ультразвуковых колебаний и длительности задержки его включения.

Во время работы с литиевым инжектором было проведено десять его дозаправок: первая заправка включала в себя полное заполнение всего литиевого тракта и основного бака литиевого инжектора, дополнительно было проведено ещё девять дозаправок из внешнего резервуара без нарушения вакуумных условий. Испытания инжектора с внешней подачей лития в плазменных условиях токамака Т-11М продемонстрировали безотказную работу без дозаправки на протяжении как минимум 193 плазменных разрядов с общим временем инъекции порядка 203 с.

4. ВЛИЯНИЕ ИНЖЕКЦИИ ЛИТИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

Эффект литиизации вакуумной камеры с помощью инжектора мелкодисперсного лития с системой внешней подачи лития может быть продемонстрирован по изменению спектра остаточных газов в вакуумной камере в начале экспериментального дня. На рис. 7 показаны парциальные давления остаточных

газов в вакуумной камере во время экспериментальной кампании с инжектором. По мере ввода лития наблюдается снижение парциальных давлений паров воды ($M = 18$) и водорода ($M = 2$).

Во время работы с литиевым инжектором в некоторых плазменных разрядах с повышенной инжекцией наблюдалось увеличение плотности плазмы вдоль центральной хорды. Пример такого разряда (№ 59075) представлен на рис. 8, на котором также для сравнения приводится разряд без инжекции лития (№ 59073). На рисунке представлены сигнал интенсивности свечения нейтрального лития вблизи стенки (*a*), плотность плазмы (*б*) и ток плазмы (*в*). Предполагается, что в этих разрядах увеличение плотности связано с поступлением лития в центральную область плазменного шнура, и, исходя из такого предположения, был оценён поток лития, попавшего в центральную область. В среднем в ходе разряда наблюдалось увеличение плотности вдоль центральной хорды на $\Delta n = 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Поток ионов лития равен $\Gamma_{\text{Li}} = 1,45 \cdot 10^{20} \text{ атом/с}$, что эквивалентно массовому расходу лития 1,7 мг/с.

В похожих разрядах также наблюдалось увеличение полной мощности радиационных потерь за счёт её увеличения по центральным хордам, что также может быть свидетельством поступления лития в центральную область плазменного шнура. На рис. 9 показано сравнение полной мощности радиационных потерь в процессе разряда, а также приводится динамика интенсивности свечения лития для разрядов с инжекцией лития (№ 60205) и без инжекции лития (№ 60206). Показано, что в середине разряда наблюдается увеличение полной мощности радиационных потерь, а в конце, наоборот, снижение полной мощности.

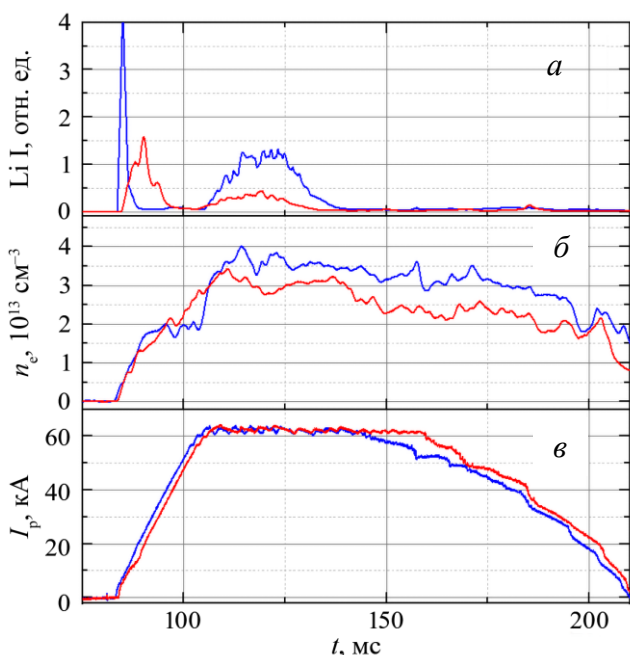


Рис. 8. Сравнение плазменных характеристик в разряде с инжекцией лития (№59075 (—)) и без инжекции лития (№59073 (—))

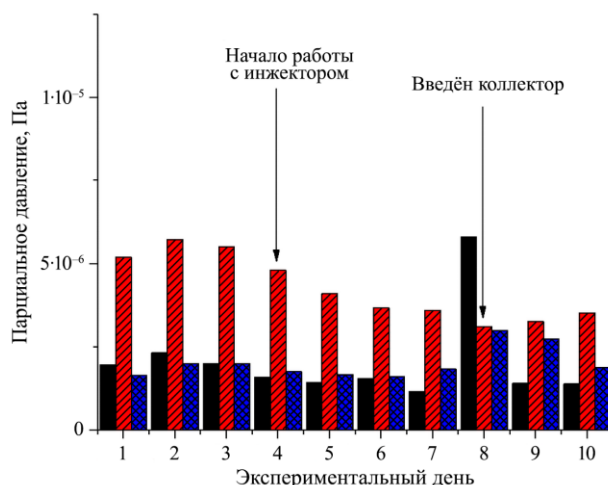


Рис. 7. Эволюция парциальных давлений остаточных газов в вакуумной камере токамака Т-11М до начала работы с инжектором и в процессе работы: — — M2; — — M18; — — M28

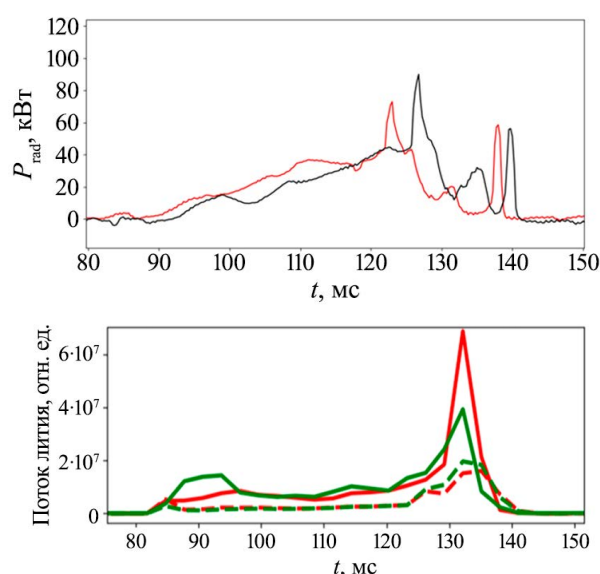


Рис. 9. Сравнение мощности радиационных потерь для разряда с инжекцией лития и без неё (— — № 60205, — — № 60206) (*a*) и динамика литиевого потока в этих разрядах (—, — — № 60205, - - - - - № 60206) (*б*)

5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКЦИИ КАПЕЛЬ

Процесс испарения инжектируемых в плазму макрочастиц является предметом теоретических и экспериментальных исследований. Однако для большинства приложений инжекции макрочастиц необходимы предсказания скорости их испарения в плазме. При расчёте испарения примесных макрочастиц используются различные модели [10—12]. В данной работе при расчёте испарения литиевых капель использовался скейлинг, созданный на основе модели [12].

Для моделирования процесса инжекции и испарения в плазме капле лития с помощью мелкодисперсного литиевого инжектора с системой внешней подачи лития была использована следующая модель абляции капель [12].

Скорость абляции поверхности гранул описывается выражением

$$\frac{dr_p}{dt} = -\frac{n_{e\infty}}{\rho_s \lambda} \sqrt{\frac{4eE_{e\infty}}{27\pi m_e}} E_{e0},$$

где r_p — текущее значение радиуса инжектируемой в плазму микрокапли; $n_{e\infty}$ и $E_{e\infty}$ — локальные параметры плазмы; $n_{e\infty} = n_e \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ — локальная плотность электронов; $E_{e\infty}$ — средняя энергия электронов плазмы, падающих на каплю, $1 \leq E_{e\infty} \leq 200 \text{ эВ}$, $E_{e\infty} = 3/2T$; T — температура электронов, падающих на поверхность капли; λ — скрытая теплота испарения при переходе в парообразную фазу $4,92 \cdot 10^{23} \text{ эВ/кг}$; E_{e0} — средняя тепловая энергия электрона на поверхности капли, эВ ($E_{e0} = 3/2T_{e0}$); T_{e0} — температура на поверхности капли эВ, $T_{e0} = 1 \text{ эВ}$ (температура на поверхности капли может быть выбрана из диапазона значений $1 \leq T_{e0} \leq 10 \text{ эВ}$, указанного в работе [8]. Для начального диапазона изменения температуры электронов $T = 1 \sim 200 \text{ эВ}$ в приведённых расчётах выбрана температура электронов на поверхности капли $T_{e0} = 1 \text{ эВ}$); масса электрона $m_e = 9,1093837 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$; заряд электрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$; плотность литиевой капли $\rho_s = 0,5 \text{ г/см}^3 = 500 \text{ кг/м}^3$.

Скорости изменения объёма и массы в зависимости от времени могут быть представлены следующими выражениями:

$$V = \frac{4}{3} \pi r_p^3, \quad \frac{dV}{dt} = 4\pi r_p^2 \frac{dr_p}{dt}, \quad m = \rho_s V, \quad \frac{\partial m}{\partial t} = \rho_s \frac{\partial V}{\partial t}.$$

Скорость массового расхода вещества dm/dt , пересекающего поверхность сферической микрокапли, определяется формулой

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi \rho_s r_p^2 \frac{dr_p}{dt},$$

где r_p — радиус капли от времени.

Зная скорость убывания массы микрокапли, рассчитываются радиус и масса микрокапли в зависимости от глубины проникновения в плазму.

Для условий токамака Т-11М были проведены расчёты по данной модели со следующими параметрами: скорости инжекции капель 10, 7 и 3,5 м/с при диаметрах капли от 10 до 100 мкм.

На рис. 10 показана глубина проникновения литиевых капель для трёх различных скоростей в зависимости от диаметра капли на момент 119,5 мс для профилей плотности и температуры, показанных на рис. 11 и 12.

Выполнено 1-D моделирование разряда в Т-11М с использованием кода ZIMPUR [13] для расчёта зарядовых состояний лития с учётом инжекции литиевых микрокапель диаметром 50 мкм.

На рис. 11 и 12 показаны профили электронной плотности и температуры, полученные при моделировании сценария в некоторые моменты времени развития разряда, указанные в мс. На рис. 13 показаны профили плотности атомов лития n^0 , ионов лития разной степени ионизации n^{+j} ($j = 1, 2, 3$) на стадии плато тока, рассчитанные с использованием кода ZIMPUR. На рис. 14 показан двумерный профиль плотности атомов лития n^0 , рассчитанный двумерным кодом MCN-2D [14] на стадии плато тока. Результаты расчётов не усреднялись по полоидальному и тороидальному обходам, поэтому отражают предположительно наблюдаемые концентрации атомов лития в области инжекции литиевых капель. На рис. 15 и 16

показана эволюция плотности нейтралов лития n^0 и однократно ионизованного лития n^{+1} в процессе развития разряда на разных расстояниях от центра плазмы. Можно отметить, что значения указанных плотностей не меняются на квазистационарной стадии развития разряда. Для моделирования инжекции литиевых капель с помощью литиевого инжектора были взяты рассчитанные профили плотности и температуры, представленные на рис. 11, 12.

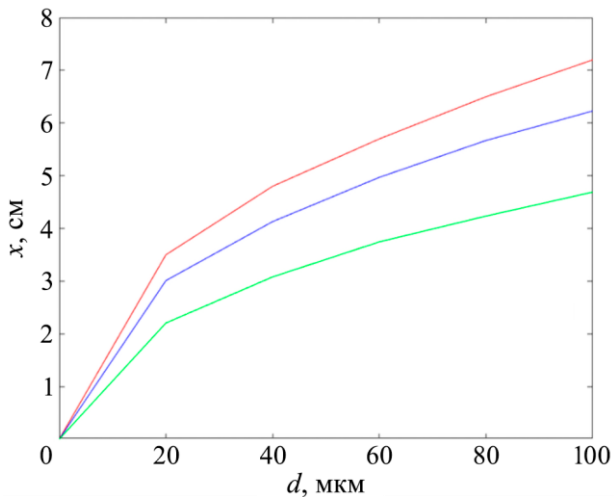


Рис. 10. Глубина проникновения капель в плазму в зависимости от их диаметра при скоростях инжекции 10 (—), 7 (—) и 3,5 м/с (—)

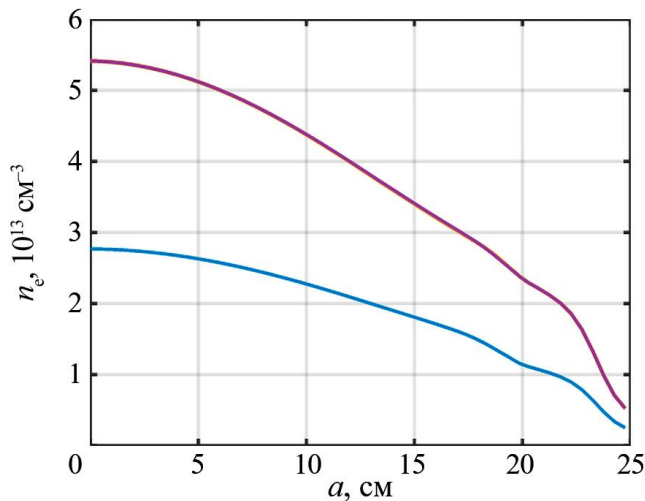


Рис. 11. Профиль плотности электронов n_e в процессе разряда: 16,5 (—), 119,5 (—)

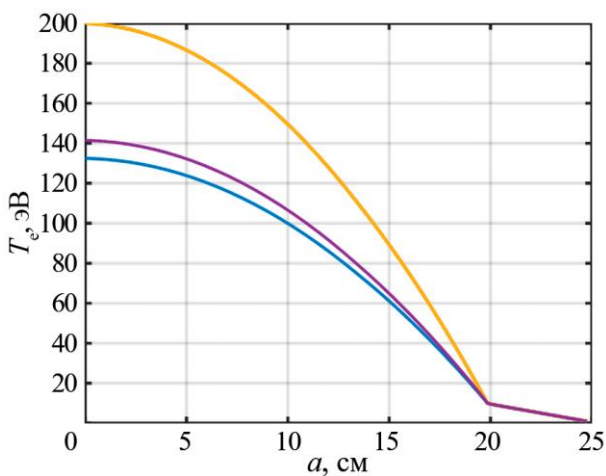


Рис. 12. Профиль температуры электронов T_e в процессе разряда: 16,5 (—), 89,5 (—), 119,5 (—)

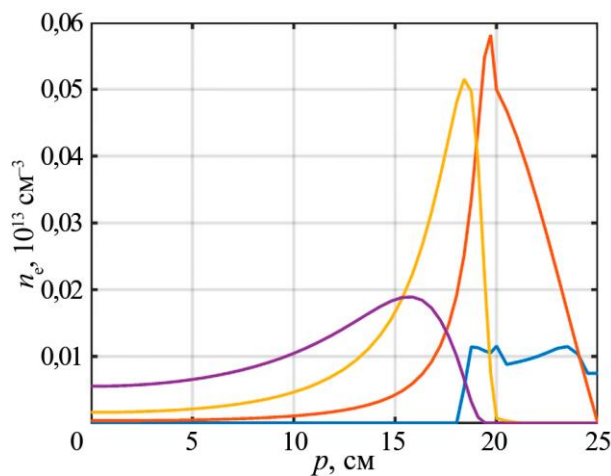


Рис. 13. Профили плотности зарядовых состояний лития на 80-й мс.: n^{+1} (—), n^{+2} (—), n^{+3} (—). Плотность нейтралов лития n_{Li^0} увеличена в 100 раз

На рис. 17 для сравнения представлена динамика литиевого потока в ходе разряда с относительно постоянной инжекцией литиевых капель. Выбросы лития на 140 и 160 мс соответствуют малым срывам тока.

Сравнение динамики рассчитанных с помощью двумерного кода MCN-2D плотностей нейтрального и однократно ионизованного лития и динамики потока лития, рассчитанного по видеокдрам, полученным с помощью высокоскоростной камеры, показало, что они имеют схожий характер поведения. А именно, на приведённых графиках в начальный момент времени наблюдаются большая плотность лития и литиевый поток, связанные с тем, что инжектор начинает свою работу ещё до разряда, в результате чего в момент пробоя наблюдается большое количество капель лития и равномерное его поступление на последующих стадиях разряда.

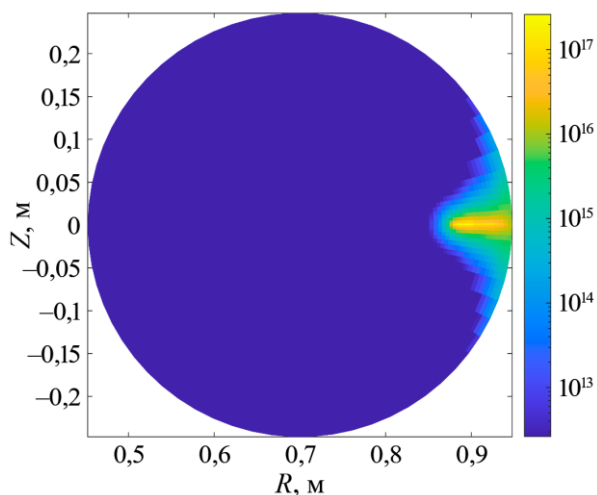


Рис. 14. Двумерный профиль плотности нейтралов лития n_{Li}^0 на 80-й мс

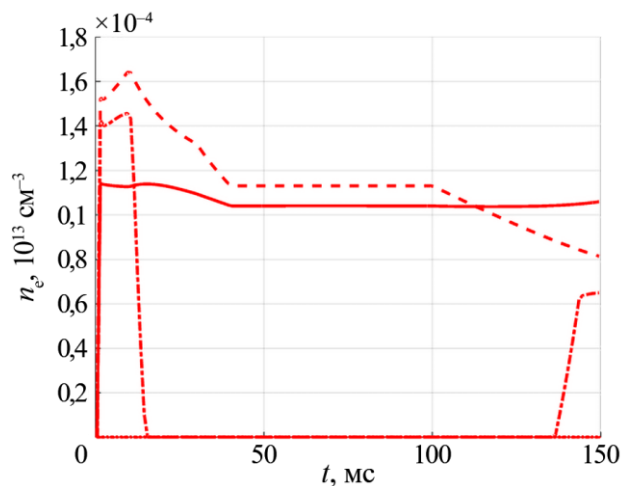


Рис. 15. Динамика плотности нейтрального лития при указанных значениях радиуса ($r = 24$ (—), $19,1$ (- - -), 17 (- · - ·), $14,8$ (· · ·) и $11,8$ см (· ·)) в процессе разряда

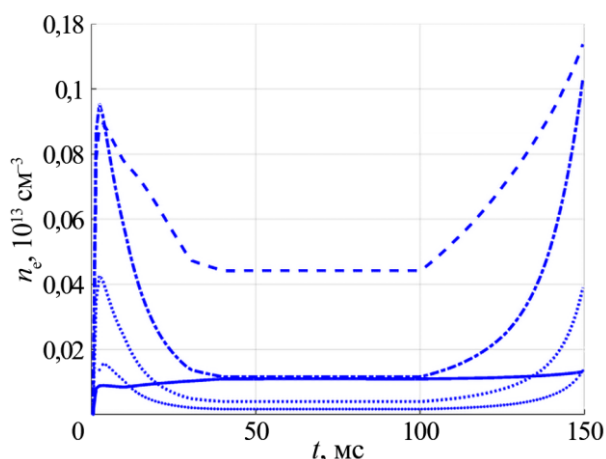


Рис. 16. Динамика плотности однократно ионизованного лития при указанных значениях радиуса ($r = 24$ (—), $19,1$ (- - -), $17,2$ (- · - ·), $14,8$ (· · ·) и $11,8$ см (· ·)) в процессе разряда

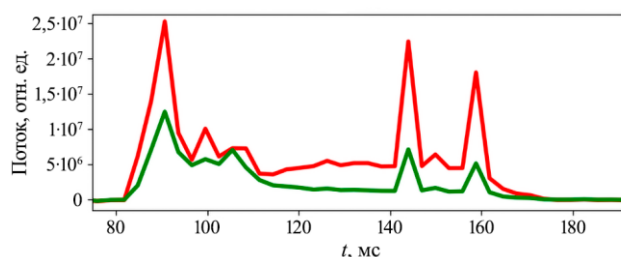


Рис. 17. Динамика литиевого потока в процессе разряда для разряда с инъекцией лития: — нейтральный литий; — однократно ионизованный литий

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В плазменных разрядах на токамаке Т-11М был испытан новый литиевый инжектор с системой внешней дозправки лития, который в ходе экспериментальной кампании показал свою эффективную работу.

В ходе работы по данным видеорегистрации с помощью скоростной видеокамеры Vaumer HXG 20С рассчитывался поток лития, инжектированного в плазму. Также по перемещению литиевых капель на видеокдрах были оценены их скорости. Было получено, что разброс скоростей лежит в диапазоне от 1,5 до 7 м/с.

По данным, полученным с помощью инфракрасной камеры, показано, что в процессе плазменного разряда практически не наблюдается нагрев элементов инжектора (сопла), изменение температуры $\Delta T = 1,5$ °С.

В некоторых разрядах с литиевым инжектором наблюдалось увеличение средней линейной плотности плазмы вдоль центральной хорды, что предположительно связано с поступлением лития в центральную область. По этим данным был оценен поток, достигший этой области, который составил $\Gamma_{\text{Li}} = 1,45 \cdot 10^{20}$ атом/с, что эквивалентно массовому расходу лития 1,7 мг/с. В похожих разрядах также наблюдалось увеличение полной мощности радиационных потерь за счёт её увеличения по центральным хордам.

Эффект литиизации вакуумной камеры с помощью инжектора мелкодисперсного лития с системой внешней подачи лития может быть продемонстрирован по изменению спектра остаточных газов в вакуумной камере в начале экспериментального дня. По мере ввода лития наблюдается снижение парциальных давлений паров воды ($M = 18$) и водорода ($M = 2$).

Проведено моделирование разряда при инъекции литиевых капель в плазму токамака T-11M. Размер капель 50—70 мкм, масса — $1,4 \cdot 10^{-4}$ мг. Скорости инъекции от 4 до 7 м/с. Получено, что глубина проникновения литиевой капли в плазму T-11M не превышает 5—7 см.

Результаты соответствуют динамике интенсивности свечения лития во времени в процессе разряда.

Литиевый инжектор с системой обеспечения показал стабильную и надёжную работу в ходе плазменных разрядов на токамаке T-11M.

Работа выполнена по государственному контракту Н.4к.241.09.25.1062 от 16.05.2025

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nygren R.E., Tabares F.L.** Liquid surfaces for fusion plasma facing components — a critical review. Part I: Physics and PSI. — Nucl. Mater. and Energy, 2016, vol. 9, p. 6—21.
2. **Bell M.G. et al.** Plasma response to lithium-coated plasma-facing components in the Natinal Spherical Torus Experiment. — Plasma Phys. Control Fusion, 2009, vol. 51, 124054.
3. **Zuo G. et al.** Effect of continuously flowing liquid Li limiter on particle and heat fluxes during H-mode discharges in EAST. — Nuclear Materials and Energy, 2022, vol. 33, 101263.
4. **Mirnov S.** Plasma-wall interactions and plasma behaviour in fusion devices with liquid lithium plasma facing components. — J. of Nucl. Mat., 2009, vol. 390—391, p. 876—885.
5. **Terry J.L., Marmar E.S., Howell R.B.** Measurement of internal magnetic field pitch using Li pellet injection on TFTR. — Rev. Sci. Instr., 1990, vol. 61, p. 2908.
6. **Mirnov S.V. et al.** Experiments with lithium limiter on T-11M tokamak and applications of the lithium capillary-pore system in future fusion reactor devices. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 821—837.
7. **Mansfield D.K. et al.** Enhancement of Tokamak Fusion Test Reactor performance by lithium conditioning. — Phys. Plasmas, 1996, vol. 3, p. 1892—1897.
8. **Sun Z. et al.** The beneficial role of solid lithium injection in the achievement of record-duration high-performance plasmas in EAST. — In: The 8th International Symposium on Liquid Metals Applications for Fusion. Hefei, China, 9—13 September 2024, p. 23.
9. **Vertkov A.V., Zharkov M.Yu., Kuryachiy A.V., Djurik A.S., Vasina Ya.A., Lazarev V.B., Leshov N.V., Mirnov S.V.** Ultrasonic injector of lithium microdrops and its first tests at T-11M tokamak. — Physics of Atomic Nuclei, 2023, vol. 86, S198—S206.
10. **Kuteev B.V., Tsendin L.D.** Report NIFS-717. Nagoya, Japan, 2001.
11. **Сергеев В.Ю., Бахарева А.О., Кутеев Б.В., Тендлер М.** Исследование испарения примесных микрочастиц в высокотемпературной плазме установок с магнитным удержанием. — Физика плазмы, 2006, т. 32, № 5, с. 398—412
12. **Milora S.L., Foster C.A.** A revised neutral gas shielding model for pellet-plasma interactions. — IEEE Transactions on Plasma Science, 1978, vol. PS-6, № 4, p. 578—592.
13. **Leonov V.M., Zhogolev V.E.** Simulation of high-Z impurity behaviour for ITER operational scenarios using the ZIMPUR impurity code. — Plasma physics and controlled fusion, 2005, vol. 47, № 6, p. 903.
14. **Кожурин А.А., Дубров М.Л., Жоголев В.Е., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э., Кавин А.А., Андрианова Р.Р.** Редуцированные модели переноса нейтралов в плазме токамака в одномерной геометрии. — Вестник Санкт-Петербургского университета. Прикладная математика. Информатика. Процессы управления, 2025, т. 21, № 1, с. 28—46.

АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия



Сергей Васильевич Мирнов, научный руководитель отделения, д.ф.-м.н., профессор; ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, член Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперт МАГАТЭ по токамакам
sergeimimov@yandex.ru



Анастасия Николаевна Щербак, научный сотрудник
shcherbak@triniti.ru



Яна Андреевна Васина, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.
vasina@triniti.ru



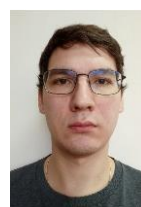
Артём Владимирович Агеев, ведущий инженер
ageev@triniti.ru



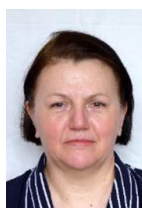
Андрей Сергеевич Джурик, ведущий инженер-программист
adzhurik@triniti.ru



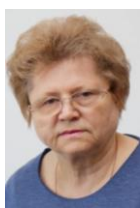
Алексей Валерьевич Зорин, ведущий инженер
zorinav@triniti.ru



Николай Валерьевич Лешов, ведущий инженер-программист
nvleshov@triniti.ru



Надежда Толятовна Джигайло, ведущий научный сотрудник, к.т.н.
lvt@triniti.ru



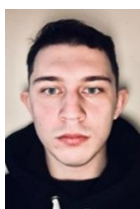
Надежда Петровна Петрова, ведущий инженер
npetrova@triniti.ru



Юрий Витальевич Петров, ведущий инженер
uvpetrov@triniti.ru



Валерий Алексеевич Морозов, ведущий инженер
morozov@triniti.ru



Александр Сергеевич Пришвицын, инженер 2 категории
prishvitsin@triniti.ru



Владимир Григорьевич Отрощенко, научный сотрудник
vlogo@triniti.ru



Раиса Рустамовна Андрианова, младший научный сотрудник
raisa_khayr@mail.ru



Александр Андреевич Кожурин, инженер
aakozhurin@triniti.ru



Рустам Рашитович Хайрутдинов, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.
khayr@triniti.ru



Владимир Николаевич Докука, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.
dokuka@triniti.ru



Дмитрий Анатольевич Скопинцев, старший научный сотрудник
daskopintsev@triniti.ru

АО «НИКИЭТ», 107140, Москва, пл. Академика Доллежала, д. 1, Россия



Михаил Юрьевич
Жарков, начальник
отдела
zharkov_my@nikiet.ru



Алексей Викторович
Вертков, главный спе-
циалист, к.т.н.
vertkov_av@nikiet.ru



Алексей Викторович
Курячий, главный спе-
циалист
AL_Kyr@mail.ru



Павел Александрович
Антонов, ведущий ин-
женер-технолог
antonov_pa@nikiet.ru

Статья поступила в редакцию 29 октября 2025 г.

После доработки 30 октября 2025 г.

Принята к публикации 1 декабря 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 34—45.



ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС

УДК 533.9

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДНО-КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС

В.И. Крауз, А.Н. Грицук, В.В. Мялтон, А.М. Харрасов, Ю.В. Виноградова

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Работа посвящена определению перспектив установок типа плазменный фокус в плане создания тестовой установки для отработки элементов рентгеновской оптики для литографии в экстремальном ультрафиолетовом диапазоне. Показано, что установка ИСПФ-М при использовании водородно-ксеноновой смеси в качестве рабочего газа является импульсным источником экстремального ультрафиолетового излучения с максимумом интенсивности в области ≈ 11 нм, а интегральный выход излучения в диапазоне 10—12 нм за один рабочий импульс может достигать ≥ 10 Дж.

Ключевые слова: рентгеновская литография, экстремальное ультрафиолетовое излучение, плазменный фокус.

STUDIES OF ULTRAVIOLET RADIATION FROM HYDROGEN-XENON PLASMA AT THE PLASMA FOCUS FACILITY

V.I. Krauz, A.N. Gritsuk, V.V. Myalton, A.M. Kharrasov, Yu.V. Vinogradova

NRC “Kurchatov Institute”. Moscow, Russia

The paper explores the potential of plasma focus facilities for developing a test setup for X-ray optics elements for extreme ultraviolet lithography. It is shown that the ISPF-M facility, using a hydrogen-xenon mixture as the working gas, provides a pulsed source of extreme ultraviolet radiation with a peak intensity in the ≈ 11 nm region, and the integrated radiation output in the 10—12 nm range per pulse can reach ≥ 10 J.

Key words: X-ray lithography, extreme ultraviolet radiation, plasma focus.

1. ВВЕДЕНИЕ

Разработка источника рентгеновского излучения (РИ) в экстремальном вакуумно-ультрафиолетовом (ЭУФ) диапазоне для рентгеновской литографии является одной из актуальнейших задач. В качестве кандидатов рассматривается широкий круг устройств: лазерная плазма, синхротроны, капиллярный разряд, вакуумная искра, различные модификации пинчей [1]. В том числе рассматриваются установки типа «плазменный фокус» (ПФ).

Одним из веществ, излучение плазмы которых исследуется в ЭУФ-диапазоне, является ксенон. Излучение ксеноновой плазмы в спектральном диапазоне 10—15 нм возникает из-за переходов многозарядных ионов около уровня ионизации Xe^{10+} с электронной конфигурацией $[\text{Kr}]4d^8$. В спектре излучения доминируют переходы в ионах от Xe^{8+} до Xe^{12+} . Все эти ионы имеют сильные переходы 4f-4d около 11 нм и дополнительные линии излучения на более высоких длинах волн, которые охватывают диапазон от 12 до 17 нм. На первоначальном этапе работ по ЭУФ литографии с использованием плазменного фокуса ориентация была на длину волны 13,5 нм, поскольку на тот момент для этой длины волны существовала достаточно хорошо разработанная рентгеновская оптика. С конца 1990-х гг. активные работы по разработке источника РИ с длиной волны 13,5 нм на базе ПФ установок проводились компанией CYMER (США) [2, 3]. Поскольку длительность процессов в ПФ составляет несколько микросекунд, в принципе возможно создание источников, работающих с частотой более 10^4 Гц, что необходимо для промышленной литографии. Был разработан источник, работающий на He с добавкой Xe (возможные варианты — присадки лития, олова) с частотой до 5 кГц в пакетном режиме длитель-

ностью несколько сот импульсов. При этом энергия каждого импульса составляла всего несколько джоулей. Такой источник характеризуется достаточно высокой интенсивностью излучения.

После разработки в Институте физики микроструктур РАН технологии напыления Ru/Be-зеркал с коэффициентами отражения на длине волны $\approx 11,4$ нм до 72,2% [4] появился интерес к идее ЭУФ-литографии на длине волны $\lambda = 11,2$ нм. В частности, в работе [5] в лазерно-плазменном эксперименте было предложено использовать в качестве источника излучения импульсную струю ксенона, облучаемую Nd:YAG-лазером с длиной волны 1064 нм, энергией импульса ~ 1 Дж и длительностью импульса ~ 5 —10 нс, работающего в частотном режиме. Поэтому для определения оптимальной длины волны было принято решение в данной работе сделать акцент на исследования в широком спектральном диапазоне.

При разработке промышленного литографа существенное внимание нужно уделить разработке рентгеновской оптики, испытанию резистов и других элементов. В связи с этим возникает потребность в создании экономичного тестового источника. Для решения этих задач было предложено использовать стенд ИСПФ-М, представляющий собой плазменный фокус с мейзеровской конфигурацией электродов и с энергией, вкладываемой в разряд, 10—50 кДж. При работе на водороде или гелии в качестве рабочего газа с добавкой ксенона можно получать рентгеновское излучение в интересующем нас диапазоне, в том числе с линиями 11,2 и 13,5 нм.

По причине большого энерговклада данная установка не может рассматриваться в качестве прототипа источника для промышленного литографа, работающего в частотном режиме. Однако благодаря установленной нелинейной зависимости выхода рентгеновского излучения от энергии разряда можно рассчитывать на получение значительного выхода излучения в одиночном импульсе, достаточного для тестирования элементов литографа.

2. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты были проведены на установке ИСПФ-М, принципиальная схема эксперимента приведена на рис. 1.

Для получения спектров излучения плазмы пинча использовался дифракционный спектрометр скользящего падения GIS-2S. В качестве схемы регистрации используется внероуландовская схема, конструкция прибора позволяет проводить прецизионную настройку на заданную длину волны. Спектральный диапазон 4—20 нм, прибор отъюстирован на центральную длину волны 13,5 нм. Спектрометр устанавливался вне вакуумной камеры установки ИСПФ с портом для дифференциальной откачки. В спектрометре установлена вогнутая сферическая дифракционная решётка под скользящим углом 4° размером 20×30 мм с золотым покрытием 60 нм, радиусом кривизны 1 м, имеющая 600 штрих/мм, ширина входной щели — 40 мкм, фильтра на входной щели нет. Расстояние от источника излучения (пинча) до дифракционной решётки ≈ 550 мм. Спектральное разрешение $\lambda/\Delta\lambda$ спектрометра GIS-2S составляет ~ 80 —100 в EUV-диапазоне. Полный (во все порядки дифракции) коэффициент отражения решётки с золотым покрытием при угле падения 86° (угле скольжения 4°) в диапазоне 8—20 нм практически постоянен $0,60 \pm 0,06$ [6].

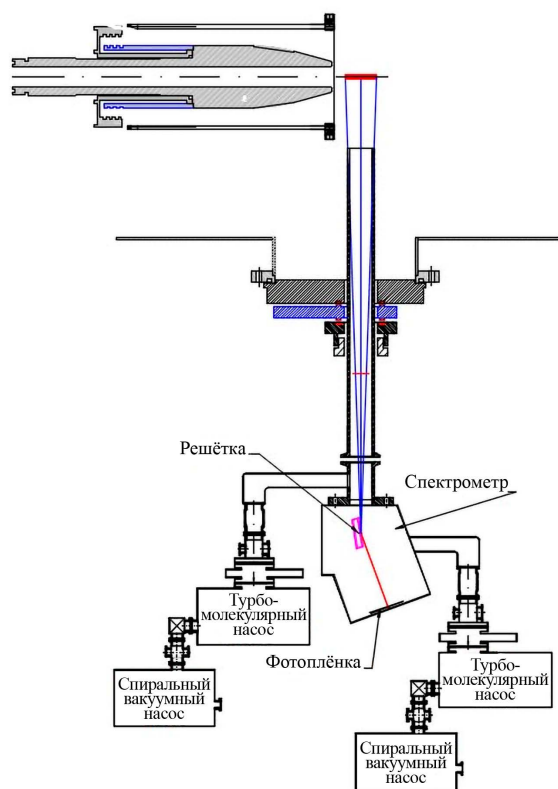


Рис. 1. Принципиальная схема эксперимента

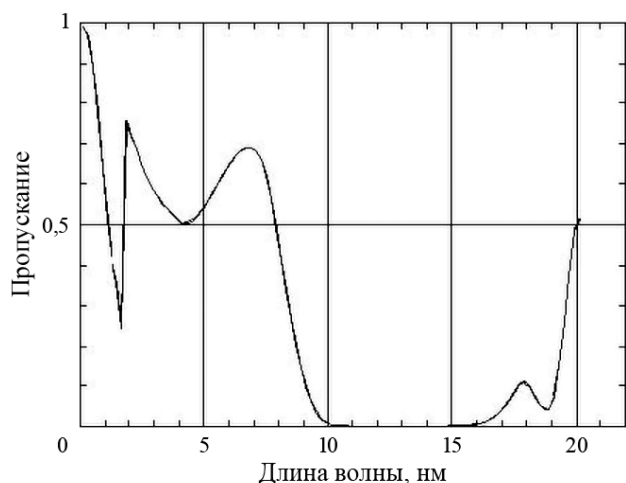


Рис. 2. Пропускание излучения при давлении ксенона 0,25 Торр для расстояния 50 см

сона труба для вывода излучения. На входе трубы на расстоянии ~ 10 см от оси камеры располагалась диагностическая щель шириной ~ 300 мкм. Это позволяло проводить дифференциальную откачку и поддерживать внутри трубы давление $\sim 10^{-2}$ Торр. Корпус спектрографа откачивался параллельным каналом вакуумной системы. Откачка производится турбомолекулярными насосами TG70F-CF63 и спиральными насосами ESVP 75. Проведённые эксперименты показали, что при такой схеме происходит достаточно быстрая откачка всей вакуумной камеры, что приводит к выводу установки из рабочего режима. Уменьшение же размера диагностической щели существенно затрудняло юстировку прибора. Были опробованы различные варианты диагностической щели, однако зарегистрировать спектры в такой схеме не удалось.

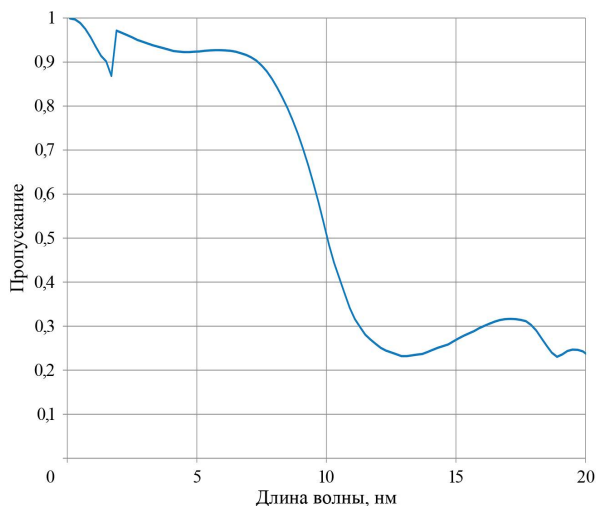


Рис. 3. Кривая пропускания для смеси 5 Торр H_2 + 0,025 Торр Хе для расстояния 50 см

Для оптимальной работы установки ИСПФ-М необходимо достаточно высокое давление рабочего газа в разрядной камере ≥ 1 Торр. При стационарном заполнении вакуумной камеры рабочим газом ксеноном это приводит к практически полному поглощению излучения в интересующем нас диапазоне. На рис. 2 приведена кривая пропускания в ксеноне при прохождении пути 50 см для давления 0,25 Торр, рассчитанная по базе данных [8].

Эту проблему можно было бы решить с помощью дифференциальной откачки пути вывода излучения и самого спектрометра. Для установки прибора на камеру использовался большой диагностический фланец установки с отверстием диаметром 40 мм, куда вставлялась перемещаемая в вакууме с помощью уплотнения Вильсона труба для вывода излучения.

Другой вариант решения проблемы — использование в качестве основного рабочего газа водорода, а Хе использовать в качестве небольших добавок. С одной стороны, это уменьшает плотность Хе в пинче — источнике излучения. С другой стороны, можно подобрать такое количество Хе, что его присутствие в фоновом газе допускает достаточно высокий коэффициент пропускания излучения в ЭУФ-диапазоне. На рис. 3 приведена кривая пропускания для парциального давления Хе в смеси H_2+Xe на уровне 0,025 Торр при полном давлении смеси 5 Торр (т.е. 0,5% Хе). Видно, что в интересующем нас диапазоне пропускание находится на достаточно высоком уровне. Поэтому именно такая смесь была выбрана нами в качестве рабочей в дальнейших экспериментах.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО СОСТАВА ЭУФ ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМАХ С ДОБАВКОЙ КСЕНОНА В КАЧЕСТВЕ РАБОЧЕГО ВЕЩЕСТВА

На установке ИСПФ-М были получены спектры излучения плазмы смеси H_2+Xe ($2,6 \times 10^{-2}$ Торр) с общим давлением 5 Торр. Спектры являются интегральными по пространству и времени. Учёт вклада высших порядков отражения решётки был необходим при восстановлении спектров излучения и про-

водился на основе экспериментальной проверки вклада во второй и третий порядки отражения [6]. Регистрация спектра проводилась на фотоплёнку УФ-4. Коэффициент контрастности $\gamma = dD/d(\log H)$, измеряемый на линейном участке (при $D = 0,2—1,1$) кривой почернения D от экспозиции H , $D = f(\log H)$, с хорошей степенью точности совпадает для всего диапазона длин волн 5—20 нм и составляет $\gamma = 0,83 \pm 0,05$, т.е. спектральная чувствительность плёнки УФ-4 слабо зависит от длины волны в ВУФ-диапазоне. [7].

На рис. 4 приведены примеры инвертированных фотографий спектров, полученных в различных экспериментальных условиях, а на рис. 5 приведена их расшифровка.

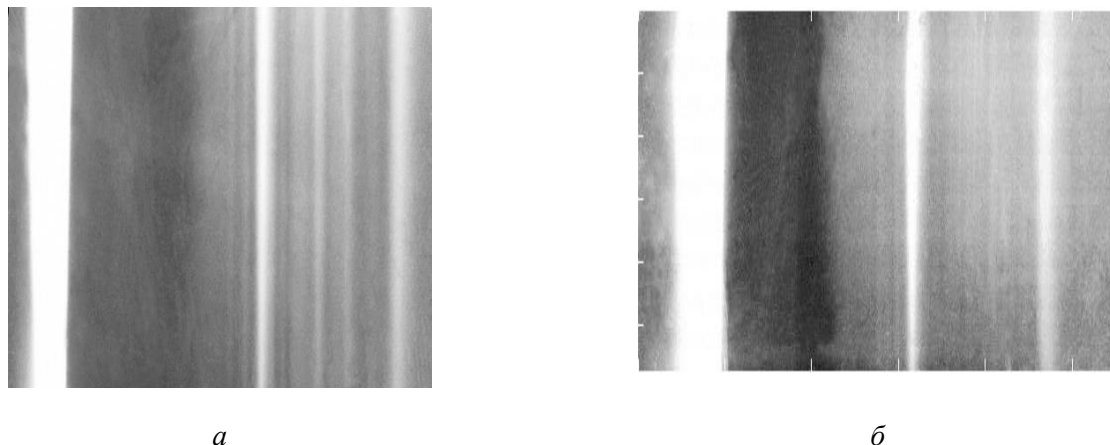


Рис. 4. Фотографии спектра, полученные в разрядах в водороде при давлении 5 Торр с добавкой 0,5% Xe при зарядном напряжении 15 кВ (а) и 30 кВ (б)

Для области от 10 до 18 нм были зарегистрированы несколько спектральных полос перекрывающихся линий и широкий непрерывный вклад. Основные полосы излучения ксеноновой плазмы с максимумами в области $11 \pm 0,2$, 12,4, 13,4, 14,9 и 17,6 нм, указанные на рис. 5, известны из расчётных и экспериментальных работ на других лазерных [9, 10] и плазменных [3, 11] установках. Теоретический анализ спектра излучения показывает [9, 10], что основная полоса излучения вблизи 11 нм возникает из-за 4d—4f-переходов $\Delta n = 0$, $n = 4$ в ионах от Xe^{9+} до Xe^{13+} .

Массивы переходов вблизи 12,4 и 13,5 нм, а также между 14 и 15 нм, и 17,4 нм обусловлены, как показывают расчёты [9, 10], доминированием в этих областях 4d—5p-переходов в ионах Xe^{+11} , Xe^{+10} , Xe^{+9} , Xe^{+8} и Xe^{+7} соответственно. Все эти ионы имеют сильные переходы 4f—4d около 11 нм и дополнительные линии излучения из-за переходов 5p—4d на более высоких длинах волн, которые охватывают диапазон от 12 до 17 нм. Вероятности переходов 4f—4d во много раз больше, чем для линий 5p—4d, поэтому интенсивность излучения в линиях 4f—4d существенно больше и самопоглощение для них будет иметь большее значение [12]. По расчётам Бергмана и др. [11] в ксеноновой плазме с плотностью ионов $n_i = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для линий 5p—4d оптической толщине, равной 1, при которой происходит уменьшение интенсивности излучения в e раз, соответствует длина 0,1—1 мм, а для линий 4f—4d оптической толщине, равной 1, соответствует длина от нескольких микрометров до 20 мкм. Широкий непрерывный (или квазинепрерывный) вклад, который существует в экспериментальных

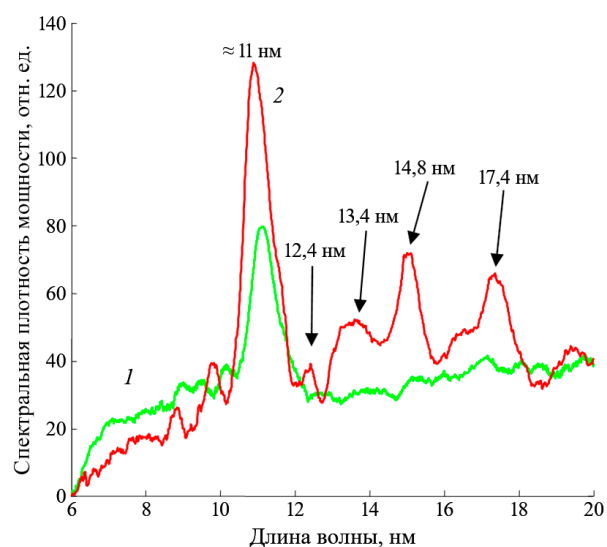


Рис. 5. Спектры излучения плазмы смеси H_2+Xe ($2,6 \times 10^{-2}$ Торр) с общим давлением 5 Торр в установке ИСФП-М: 1 — напряжение батареи 30 кВ; 2 — напряжение батареи 15 кВ, произведено два разряда без смены регистрирующей плёнки

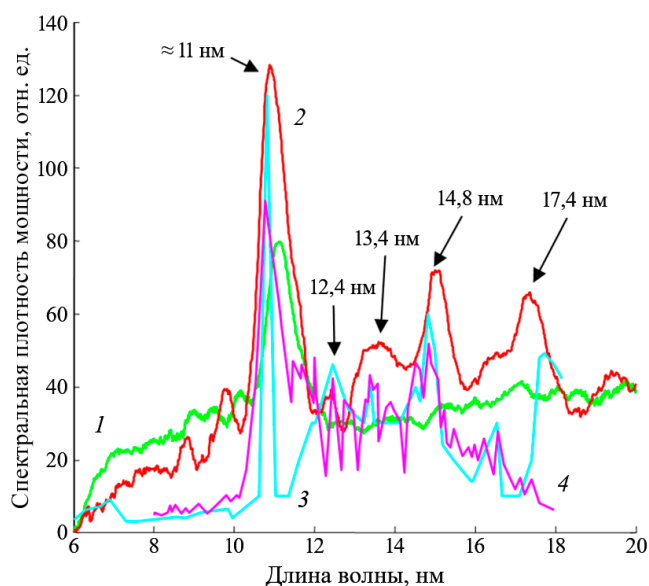


Рис. 6. Сравнение полученных в работе экспериментальных спектров (1 и 2) с расчётным спектром (3) [10] и спектром излучения лазерной плазмы (4) [10]

данных, обычно не включается в расчёты. Возможно, что этот фон обусловлен, по крайней мере частично, свободно-связанными рекомбинационными переходами.

На рис. 6 показано сравнение полученных в настоящей работе экспериментальных спектров (1 и 2) с расчётным спектром (3) и спектром излучения лазерной плазмы (4), полученным при облучении импульсной ксеноновой струи при давлении Xe на входе в сопло 4 бар Nd:YAG-лазером [10]. Отметим совпадение по длине волны основных максимумов спектра в пределах спектрального разрешения спектрометра GIS-2S, и примерно одинаковое соотношение интенсивностей основных массивов переходов для разных видов плазмы (лазерная и разрядная) и для расчётных данных.

4. ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНОГО ВЫХОДА ЭУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Для регистрации излучения пинча с временным разрешением были применены абсолютно калиброванные датчики на основе полупроводниковых фотодиодов типа ФДУК-1УВСКМ, которые имеют входную апертуру диаметром 1 мм. На рис. 7 представлена зависимость их абсолютной чувствительности от энергии фотонов в диапазоне от 1 эВ до 100 кэВ.

Используя временной профиль мощности излучения, зарегистрированный абсолютно калиброванным ФДУК-датчиком в единицу телесного угла, можно рассчитать поток излучения от источника W (Вт/ср). Если учесть, что входная диафрагма датчика имеет диаметр 1 мм, а расстояние до дифракционной решётки $R = 550$ мм, тогда на фотокатод датчика с учётом отражения от дифракционной решётки спектрографа попадает часть W , равная

$$W \frac{\pi d^2}{4R^2} C,$$

где C — доля отражённого излучения источника от дифракционной решётки в первом порядке дифракции.

Этот поток излучения преобразуется ФДУК-датчиком в электрический ток:

$$I(t) = W(t) \frac{\pi d^2}{4R^2} CK(\lambda),$$

где $K(\lambda)$ — спектральная зависимость чувствительности датчика ФДУК от длины волны фотонов. Отсюда для сигнала осциллографа величиной V получаем, что измеряемая датчиком мощность излучения в единицу телесного угла равна

$$W = \frac{4}{\pi} \left(\frac{R}{d} \right)^2 \frac{(V/r)}{K(\lambda)C}.$$

Чувствительный элемент датчика ФДУК располагается в том месте, где фокусируется отражённое от сферической дифракционной решётки излучение источника с длиной волны ≈ 11 нм. Линейная дисперсия дифракционной решётки в этой области длин волн ≈ 17 Å/мм. Диаметр входной апертуры датчика ФДУК 1 мм, поэтому на его чувствительный элемент попадает излучение в диапазоне длин волн $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм (а также излучение источника во втором порядке дифракции из диапазона $\lambda \in (5, 6)$ нм и излучение источника в третьем порядке дифракции из диапазона $\lambda \in (3,5, 4)$ нм). Спектральная чувствительность датчика ФДУКа K в диапазоне длин волн $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в соответствии с графиком на рис. 7 составляет

$$K(\lambda \in (10,2, 11,9)) = 0,23 \pm 0,01 \text{ А/Вт}.$$

На рис. 8 показано рассчитанное распределение интенсивности рентгеновского излучения в различные порядки дифракции в зависимости от длины волны с учётом конкретной формы профиля штриха дифракционной решётки [6]. Коэффициент отражения излучения источника в первом порядке дифракции из диапазона $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм $C_{9-12} \approx 0,035$, во втором порядке дифракции из диапазона $\lambda \in (5, 6)$ нм $C_{5-6} \approx 0,015$, в третьем порядке дифракции из диапазона $\lambda \in (3,5, 4)$ нм $C_{3-4} \approx 0,002$. Учитывая, что спектральная плотность излучения плазмы источника в диапазоне $\lambda < 6$ нм более чем на порядок меньше, чем спектральная плотность излучения вблизи ≈ 11 нм, в расчёте мощности и энергии излучения, регистрируемого датчиком ФДУК-1УВСКМ, будем учитывать отражение только в первом порядке дифракции.

Тогда амплитуде сигнала ФДУКа $V = 1$ В при доле отражённого излучения источника с длиной волны ≈ 11 нм от дифракционной решётки в первом порядке дифракции $C \approx 0,035$ будет соответствовать мощность излучения с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в единичный телесный угол:

$$W_{10-12\text{нм}} = \frac{4}{\pi} \left(\frac{550 \text{ мм}}{1 \text{ мм}} \right)^2 \frac{\left(\frac{1 \text{ В}}{50 \text{ Ом}} \right)}{\left(\frac{0,23 \text{ А}}{0,035 \text{ Вт}} \right)} = 0,96 \cdot 10^6 \frac{\text{Вт}}{\text{ср}}.$$

Умножив $W_{10-12\text{нм}}$ на амплитуду импульса датчика ФДУК-1УВСКМ, на 2π и на ширину импульса излучения на полувысоте (FWHM) τ_{FWHM} , получим энергию излучения в этом диапазоне длин волн за один импульс в половину полного телесного угла.

На рис. 9 приведены сигналы контрольного эксперимента, в котором разряд проводился в водороде (5 Торр) при зарядном напряжении $U_3 = 25$ кВ без добавок ксенона. Видно, что излучение в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в разряде без ксенона отсутствует.

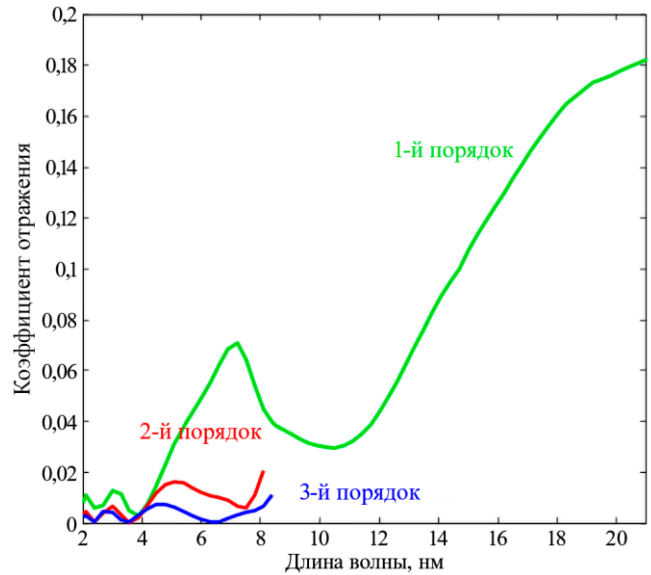


Рис. 8. Распределение интенсивности рентгеновского излучения в различные порядки дифракции в зависимости от длины волны с учётом конкретной формы профиля штриха дифракционной решётки

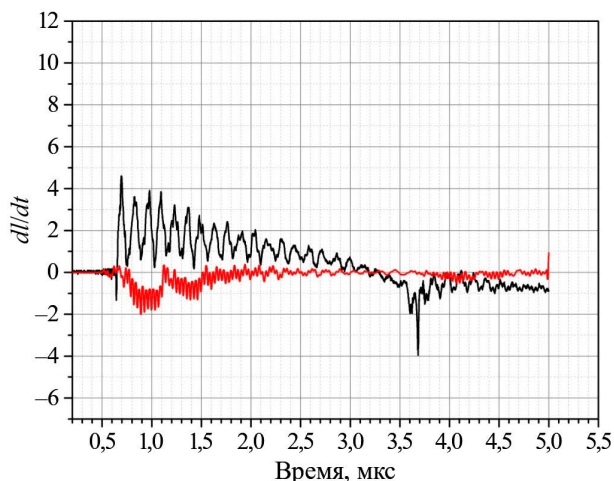


Рис. 9. Осциллограмма сигналов производной тока и сигнала датчика ФДУК-1УВСКМ для эксперимента с разрядом в водороде без добавки ксенона: — — dI/dt ; — — ФДУК

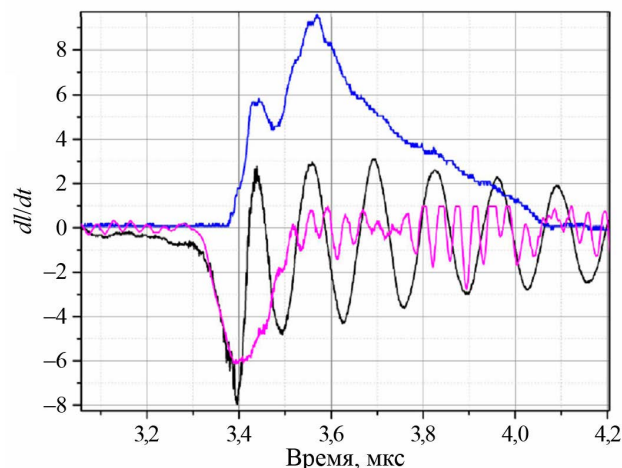


Рис. 10. Осциллограмма синхронизированных сигналов производной тока, рентгеновского датчика СПИД и ФДУК-1УВСКМ в эксперименте с разрядом в водороде (5 Торр) с добавкой ксенона (0,5%) при зарядном напряжении $U_3 = 27$ кВ: — — dI/dt ; — — X-ray; — — ФДУК

В эксперименте с добавкой ксенона (0,5%) разряд проводился в водороде (5 Торр) при зарядном напряжении $U_3 = 27$ кВ. Осциллограмма сигналов производной тока, рентгеновского датчика и ФДУК-1УВСКМ в этом эксперименте показана на рис. 10. Видно, что в момент особенности на производной тока появляется сигнал ФДУКа, регистрирующий излучения с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм, время нарастания сигнала ФДУКа $\approx 0,1$ мкс.

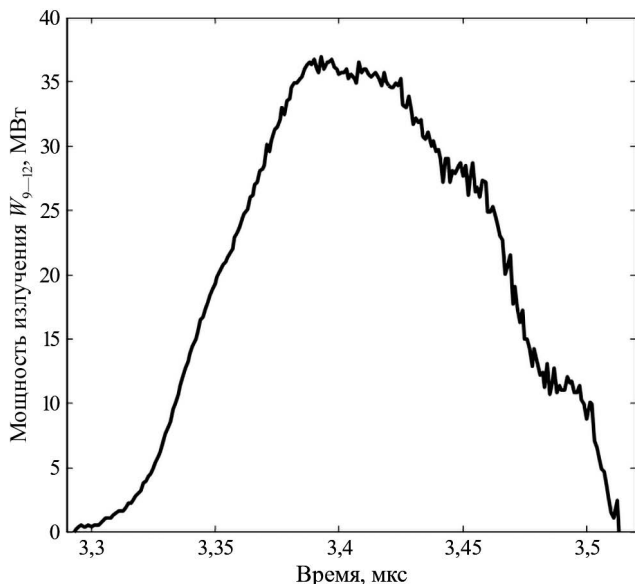


Рис. 11. Профиль мощности излучения $W_{9-12 \text{ нм}}$ за один импульс с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в половину полного телесного угла

Временной профиль мощности излучения $W_{9-12 \text{ нм}}$ за один импульс с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в половину полного телесного угла представлен на рис. 11.

Интеграл $E_{9-12 \text{ нм}} = \int W_{9-12 \text{ нм}} dt$ под кривой на рис. 11 является полной энергией излучения с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в половину полного телесного угла за один импульс разряда, которая равна в данном эксперименте $E_{10-12 \text{ нм}} \approx 4,5$ Дж. Спектральная плотность энергии излучения в угол 2π в этом диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм длин волн

$$\varepsilon = \frac{E_{9-12 \text{ нм}}}{\Delta\lambda} = \frac{4,5 \text{ Дж}}{1,7 \text{ нм}} = 2,65 \frac{\text{Дж}}{\text{нм}}$$

В лазерных экспериментах с газоструйными ксеноновыми мишенями со сверхзвуковым коническим соплом спектральная плотность энергии излучения в угол 2π в диапазоне $\lambda \in (11,09, 11,59)$ нм за один лазерный импульс согласно [10]

$$\varepsilon = \frac{E_{11-11,6 \text{ нм}}}{\Delta\lambda} = \frac{4,5 \text{ мДж}}{0,5 \text{ нм}} = 0,009 \frac{\text{Дж}}{\text{нм}}$$

что почти в 300 раз меньше, чем в эксперименте на установке ИСПФ-М.

5. ВЫВОДЫ

В результате выполнения работ проведены исследования режимов разряда на установке плазменный фокус ИСПФ-М при использовании в качестве основного рабочего газа водорода с различной процентной добавкой по объёму ксенона. По итогам экспериментов с несколькими схемами дифференциальной откачки спектрометра и расчётов поглощения излучения при добавках ксенона выбран в качестве оптимального рабочий режим без дифференциальной откачки с добавкой ксенона 0,5%. В этом режиме исследованы спектры излучения плазмы ксенона в ЭУФ-диапазоне 2—20 нм. Эти исследования показали, что установка ИСПФ при использовании водородно-ксеноновой смеси в качестве рабочего газа является импульсным источником ЭУФ-излучения с максимумом интенсивности в области ≈ 11 нм. Сопоставление полученных спектров с расчётами указывает, что наиболее интенсивная полоса излучения в спектре вблизи 11 нм возникает из-за $4d \rightarrow 4f$ -переходов $\Delta l = 0$, $n = 4$ в ионах от Xe^{9+} до Xe^{13+} .

Для регистрации излучения Z-пинча с временным разрешением были применены абсолютно калиброванные датчики на основе полупроводниковых фотодиодов типа ФДУК-1УВСКМ, что позволило провести оценку интегрального выхода излучения. Показано, что полная энергия излучения с длиной волны в диапазоне $\lambda \in (10,2, 11,9)$ нм в половину полного телесного угла за один импульс разряда без учёта поглощения в фоновом газе может достигать $\approx 4,5$ Дж при спектральной плотности энергии излучения в этом диапазоне длин волн 2,65 Дж/нм. Согласно графику на рис. 3 коэффициент пропускания для линии ~ 11 нм в смеси 5 Торр H_2 и 0,025 Торр Xe и при расстоянии 50 см составляет $\sim 0,3$. Таким образом, реальный интегральный выход может достигать 15 Дж, что может уже представлять практический интерес для использования установки в качестве тестового источника. Однако необходимо подчеркнуть, что этот результат получен при очень небольшой добавке Xe — всего 0,5%, что обусловлено сильным поглощением излучения в случае присутствия Xe в фоновом газе. Поэтому одним из основных направлений развития работ может быть внедрение импульсной инжекции Xe в область фокуса, что позволит не только уменьшить поглощение в фоновом газе, но и увеличить количество излучающих ионов в пинче.

Авторы благодарят А.В. Скоблякова за расчёт распределения интенсивности рентгеновского излучения в различные порядки дифракции.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абраменко Д.Б., Анциферов П.С., Астахов Д.И., Виноходов А.Ю., Вичев И.Ю., Гаязов Р.Р., Грушин А.С., Дорохин Л.А., Иванов В.В., Ким Д.А., Кошелев К.Н., Крайнов П.В., Кривокорытов М.С., Кривцун В.М., Лакатош Б.В., Лаш А.А., Медведев В.В., Рябцев А.Н., Сидельников Ю.В., Снегирёв Е.П., Соломянная А.Д., Спиридонов М.В., Цыгвинцев И.П., Якушев О.Ф., Якушкин А.А. Плазменные источники экстремального ультрафиолетового излучения для литографии и сопутствующих технологических процессов. — УФН, 2019, т. 189, с. 323—334.
2. Partlo W., Fomenkov I., Bix D. EUV (13.5-nm) light generation using a dense plasma focus device. — In: Emerging Lithographic Technologies III. Santa Clara, CA, United States, 14—19 March 1999, V.3676; <https://doi.org/10.1117/12.351080>.
3. Fomenkov I.V., Böwering N., Rettig C.L., Melnychuk S.T., Oliver I.R., Hoffman J.R., Khodykin O.V., Ness R.M., Partlo W.N. EUV discharge light source based on a dense plasma focus operated with positive and negative polarity. — J. Phys. D: Appl. Phys., 2004, vol. 37, p. 3266—3276; doi:10.1088/0022-3727/37/23/007.
4. Smertin R.M., Chkhalo N.I., Drozdov M.N., Garakhin S.A., Zuev S.Y., Polkovnikov V.N., Salashchenko N.N., Yunin P.A. Influence of Mo interlayers on the microstructure of layers and reflective characteristics of Ru/Be multilayer mirrors. — Optics Express, 2022, vol. 30, № 26, p. 46749—46761.
5. Chkhalo N.I., Salashchenko N.N. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics. — AIP Advances, 2013, vol. 3, p. 082130.

6. **Skobliakov A.V., Kolesnikov D.S., Kantsyrev A.V., Golubev A.A., Rudskoi I.V., Gritsuk A.N., Grabovskii E.V., Mitrofanov K.N., Oleinik G.M.** Digital Model of a Grazing-Incidence X-Ray Spectrograph and Techniques for Spectrum Reconstruction in the Range 2—40 nm. — *Plasma Physics Reports*, 2023, vol. 49, p. 700—717.
7. **Казаков Е.Д., Шевелько А.П., Якушев О.Ф.** Сенситометрические характеристики фотоплёнки UF-4 для её использования в высокотемпературной плазменной EUV-спектроскопии. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 3, с. 63—67.
8. https://henke.lbl.gov/optical_constants/.
9. **Gilleron F., Poirier M., Blenski T., Schmidt M., Ceccotti T.** Emissive properties of xenon ions from a laser-produced plasma in the 100—140 Å spectral range: Atomic-physics analysis of the experimental data. — *Journal of Applied Physics*, 2003, vol. 94, p. 2086—2096.
10. **Guseva V.E., Nechay A.N., Perekalov A.A., Salashchenko N.N., Chkhalo N.I.** Investigation of emission spectra of plasma generated by laser pulses on Xe gas-jet targets. — *Applied Physics B*, 2023, vol. 129, p. 155.
11. **Bergmann K., Danylyuk S.V., Juschkin L.** Optimization of a gas discharge plasma source for extreme ultraviolet interference lithography at a wavelength of 11 nm. — *Journal of Applied Physics*, 2009, vol. 106, p. 073309.
12. **Summers H., et al.** *Physics of Photons and Molecules*. — Photon and Electron Collisions with Atoms and Molecules. Edited by P. G. Burke and C. J. Joachain. — New York: Plenum. 1997. 386 p.

НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия



Вячеслав Иванович Крауз, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова в области научных исследований; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Krauz_VI@nrcki.ru



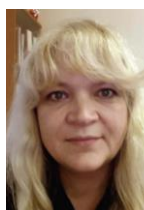
Аркадий Николаевич Грицук, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
gritsuk_an@nrcki.ru



Виктор Владимирович Мялтон, старший научный сотрудник, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова в области инженерных и технологических разработок и в области научных исследований; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
myalton_vv@nrcki.ru



Айрат Мухаметович Харрасов, научный сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
kharrasov_am@nrcki.ru



Юлия Валентиновна Виноградова, инженер, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Vinogradova_yv@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 28 октября 2025 г.

После доработки 5 декабря 2025 г.

Принята к публикации 10 декабря 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 46—54.



ПЛАЗМА—СТЕНКА и МАТЕРИАЛЫ для УТС



УДК 621.3.038.613

МОЩНАЯ СО₂-ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ «ФОКУС» ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.Н. Балабаев, Т.В. Кулевой, А.А. Лосев, Ю.А. Сатов, И.А. Хрисанов, А.В. Шумиуров

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» ведётся разработка инжектора тяжёлых ионов в рамках тематического плана ускорительного центра Курчатовского комплекса теоретической и экспериментальной физики (ККТЭФ). Инжектор базируется на лазерно-плазменном генераторе ионов и линейном ускорителе. Ионный пучок генерируется из плазмы, создаваемой воздействием излучения СО₂-лазера высокой мощности на твердотельную мишень, с последующей высоковольтной экстракцией и формированием в линии транспортировки низкой энергии на вход линейного ускорителя. Программа также предусматривает применение лазерного источника ионов в комплексе с действующими в подразделении линейными ускорителями И-3 и И-4 в плане прикладных работ по использованию ионных пучков широкого состава частиц.

В статье описаны физические принципы формирования лазерного пучка со стабилизированными пространственно-временными выходными характеристиками, технологическая схема лазерной системы (ЛС) «ФОКУС» импульсно-периодического действия, которая является лазерным драйвером комплекса инжекторов ККТЭФ и может быть с успехом применена в других ускорительных схемах.

Ключевые слова: стабилизированный СО₂-лазер, лазерная плазма, лазерно-плазменный генератор тяжёлых ионов.

HIGH POWER CO₂-LASER SYSTEM «FOCUS» FOR LASER PRODUCED PLASMA APPLICATIONS

A.N. Balabaev, T.V. Kulevov, A.A. Losev, Yu.A. Satov, I.A. Khrisanov, A.V. Shumshurov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

A heavy ion beam injector is being developed at the Accelerator Facility of Kurchatov complex of theoretical and experimental physics (KKTEP) of NRC Kurchatov institute within the framework of the thematic plan. The injector consists of a laser-plasma ion source and a linear accelerator. Ion beams are extracted from laser produced plasmas created by irradiating solid targets with high intensity CO₂ laser pulses and matched into a linear accelerator with a low energy beam transport system. The plan envisages the use of the laser plasma ion source with already commissioned linear accelerators I-3 and I-4.

This paper describes physical principles of the production of laser pulses with stabilized temporal and spatial properties, and the design of the repetition rate CO₂ laser system «FOCUS», which is currently in operation at the Accelerator Facility of KKTEP, and can be successfully used with other accelerators.

Key words: stabilized CO₂ laser, laser plasma, laser plasma heavy ion generator.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффективность СО₂-лазеров для генерации мощных импульсов излучения и создания лазерной плазмы при высоких плотностях потока была доказана в рамках фундаментальных исследований, проведённых экспериментально и теоретически в предыдущие десятилетия. Большая часть разработок импульсных СО₂-лазеров и их применений была проведена в ФИАЭ им. И.В. Курчатова в 1970—1980-е гг. по программам создания мощных газовых лазеров и применения их в решении проблем лазерного термоядерного синтеза. В рамках этих проектов разработан ряд лазерных установок, в частности, создана

моноимпульсная установка «ТИР-1» с мощностью импульса 100 ГВт и его длительностью около 2 нс для экспериментов по нагреву плазмы [1—4], с помощью которой были проведены первые эксперименты по генерации пучков ионов.

Эти базовые исследования положили начало разработке CO₂-лазеров импульсно-периодического действия различной пиковой и средней мощности для широкого ряда приложений, в том числе в задаче генерации пучков многозарядных ионов для инжекторов ускорителей и генерации коротковолнового излучения плазмы для литографии [5, 6].

Очевидно, что для выполнения прикладных задач в составе инжекторов заряженных частиц требуются установки, которые, помимо заданных физических характеристик, характеризуются высоким техническим уровнем по надёжности работы, стабильности выходных параметров и высокому ресурсу наработки, сопоставимому с сеансами эксплуатации ускорителей. Важным фактором является и стоимость самой установки, включая капитальные затраты на строительство и эксплуатацию. Для CO₂-лазера ввиду его технической простоты и невысоких требований к оптическим элементам стоимость установки относительно невысока даже в случае лазера частотного действия с высокой (≥ 100 Дж) выходной энергией. Производственные помещения для размещения и эксплуатации установки CO₂-лазера также отличаются относительно низкими требованиями к классу чистоты помещения, термостабилизации, вибростойкости и т.п. в соответствии с простой технологией лазера и большой длиной волны излучения.

Всё перечисленное в значительной степени обеспечило успешное решение задачи по созданию опытного образца лазерной системы импульсно-периодического действия в рамках разработки лазерно-плазменного генератора ионов (ЛПГИ), выполненной в совместных работах научных институтов ТРИНИТИ и ИТЭФ в 1995—2010 гг. [7—12] для:

- инжектора ионов Pb²⁵⁺ в синхротрон ЦЕРН;
- инжектора пучков ионов из широкого ряда элементов в синхротрон ИТЭФ по программе ТВН (Тера-Ваттный-Накопитель).

Генератор ионов основывался на отечественных разработках стабилизированного задающего генератора (ЗГ) [13], мощного импульсно-периодического лазерного модуля «СКАТ» [14] и инновационной лазерной схемы формирования импульса излучения CO₂-лазера, основанной на нелинейном воздействии резонансно-поглощающих и усиливающих сред на стабилизированный по частоте и мощности импульс ЗГ [15]. Разработка такого лазерного драйвера в источнике ионов была направлена на устранение серьёзных недостатков, используемых ранее в таких целях CO₂-лазеров в режиме свободной генерации, привлекательных из-за их относительной технической простоты. Наиболее существенные из этих недостатков следующие:

- низкая эффективность преобразования накачки лазера в мощность пика излучения, определяемая динамикой процесса свободной генерации в добротном резонаторе. Так, в режиме свободной генерации с модуля, используемого в данной работе в качестве усилительного, получен удельный выход около 50 МВт/л [14], а предельные в настоящее время результаты получены на устройствах малого активного объёма и составляют 150 [16] и 190 МВт/л [17]. Выход описываемой установки составил более 260 МВт/л [18], а предельное значение ограничивается величиной около 1,5 ГВт/л [19] для усилителя атмосферного давления;

- низкая контрастность пика импульса в генераторном режиме из-за наличия постпикового излучения, содержащего 50—70% полной энергии. Это часто является недопустимым в различных приложениях, например, в ЛПГИ «хвост» излучения создаёт большое количество паров материала мишени и низкозарядных ионов, перегружающих вакуумную систему откачки и электрическую схему питания ускорителя, а также является дополнительной нагрузкой на оптические элементы лазера;

- ограниченная возможность варьирования длительности импульса излучения в генераторе, тогда как, очевидно, для эффективной генерации ионов заданной зарядности необходимо использовать импульс соответствующей длительности, согласованной с временем разлёта плазмы из мишени: чем выше требование на зарядность генерируемых частиц, тем выше энергия генерируемых ионов и тем меньше оптимальная длительность лазерного импульса. Наилучшие результаты для CO₂-генераторов по сокра-

щению длительности пика импульса, полученные в настоящее время [16, 17], ограничиваются величиной ~30 нс. Предельные длительности импульса для усилителей атмосферного давления, определяемые шириной полосы усиления 5—7 ГГц, составляют 200—300 пс;

— генераторные схемы большого активного объёма используют неустойчивые резонаторы, которые вносят значительные дифракционные потери в пучок, снижают плотность потока излучения в дальней зоне при фокусировке пучка на мишень, перераспределяя энергию из центральной части фокального пятна на периферию;

— спектр импульса лазера на свободной генерации состоит из большого числа продольных мод, что приводит к их интерференции (эффект самосинхронизации мод), так что импульс имеет тонкую структуру, образованную регулярным по времени цугом коротких пичков. Такая структура плохо воспроизводится по амплитудам от выстрела к выстрелу, что может приводить к соответствующей нестабильности и характеристик генерируемых ионов в ЛПГИ.

Принципиальное развитие ЛПГИ получает в ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт», где разрабатывается инжектор тяжёлых ионов, состоящий из лазерного источника и линейного ускорителя. Конструкция линейного ускорителя, обеспечивающего энергию 4 МэВ/нуклон пучков ионов от натрия до висмута, разрабатывается в традиции ускорительной школы ИТЭФ [20—26].

Созданная в качестве драйвера лазерная система «ФОКУС» и элементы ЛПГИ представляют собой глубокую модернизацию разработанного ранее опытного образца импульсно-периодического действия [7], которая была направлена на:

— значительное повышение выходной пиковой мощности лазерного излучения при неизменной энергетике накачки лазера за счёт развития оптического метода формирования импульса;

— устранение конструктивных недостатков прототипа устройства с целью существенного увеличения надёжности и ресурса работы ЛПГИ;

— тщательное согласование на стадии конструкторской разработки источника ионов с линейным ускорителем, включая устройства высоковольтной экстракции, линии транспортировки низкой энергии и селективирующей магнитной системы, на базе полученных экспериментальных и расчётных данных.

2. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСА ИЗЛУЧЕНИЯ

Формирование пространственных и временных характеристик лазерного импульса в оптической схеме «ФОКУС» происходит в процессе распространения одномодового одночастотного импульса ЗГ [13] на линии P(20) 10-мкм полосы излучения в резонансных средах поглотителя и многопроходного широкоапертурного усилителя мощности (УМ), конструкция и работа которого в схеме генератора описаны в [14]. В отличие от генераторного режима характерной особенностью схемы является сильное насыщение среды усилителя фронтом усиливаемого импульса, что обеспечивает, во-первых, эффективную экстракцию запасённой в усилителе энергии пиком импульса, во-вторых, сокращение импульса излучения в процессе усиления. Формирование импульса излучения в схеме лазерной установки основано на нелинейных оптических эффектах при распространении света в резонансно усиливающих и поглощающих средах, базовые исследования которых были проведены в 1960—1970-е гг. [27—32]. В частности, расчётно-теоретически в рамках двухуровневой модели В.С. Летоховым с сотрудниками было показано, что эволюция формы импульса излучения в усиливающей среде определяется законом нарастания интенсивности входного импульса. Для импульсов с монотонным фронтом был получен критерий ([32], выражение 2.19), в соответствии с которым импульс может сокращаться по длительности или оставаться неизменным, а также удлиняться. Например, импульс с гауссовой формой фронта нарастания по мере распространения в усиливающей среде сокращается по длительности, а с экспоненциально нарастающей не меняется.

В практических условиях лазерной генерации, например, в режиме свободной генерации интенсивность импульса нарастает по закону, близкому к экспоненциальному, и, в соответствии со сказанным, такой импульс мало меняется по форме при распространении в усилительной среде. Для получения сокращения длительности такого импульса в схеме усиления необходимо предварительно модифицировать

определённым образом закон нарастания на фронте, что можно реализовать специальными устройствами, например, электрооптическим затвором Поккельса, формируя соответствующим образом закон нарастания напряжения управляющего электрического поля.

В наших работах с этой целью применялась ячейка с насыщающимся резонансным поглотителем на основе гексафторида серы, обладающего уникальным по величине сечением поглощения линии генерации P(20) 10-мкм полосы CO₂-молекулы, на которой и организуется работа задающего генератора лазерной схемы. Выбор такого способа формирования импульса ЗГ обоснован тем, что, во-первых, он отличается простотой и надёжностью, что принципиально для установок длительного действия, во-вторых, обеспечивает минимальное «темновое» пропускание излучения на фронте сигнала, которое в случае достаточно большой длины усиления (в нашем случае $g_0L \approx 15$, где g_0 — коэффициент усиления слабого сигнала, L — длина усилителя) должно быть менее 10^{-6} . В то же время один каскад ячейки Поккельса может обеспечить ослабление «темнового» фона не более $\sim 10^3$ ввиду наличия неоднородностей в производимых в настоящее время кристаллах.

Реализация эффекта сокращения длительности импульса CO₂-лазера в усилительной среде была получена впервые в [15], где импульс излучения стабилизированного задающего CO₂-лазерного генератора длительностью 80 нс уменьшался до 13—14 нс в трёхпроходном телескопическом усилителе с накачкой несамостоятельным разрядом. Для модификации фронта излучения генератора лазерный пучок ЗГ проходил через ячейку со смесью гексафторида серы и воздуха.

Как было показано в [15], динамика процесса насыщения усилительной среды и соответственно эффект самовоздействия на форму импульса, приводящий к сокращению его длительности, определяются частотой вынужденных переходов $\nu(t) = \dot{I}(t)/I(t)$, где $I(t)$ — временная форма импульса, $\dot{I}(t)$ — производная по времени. Это можно характеризовать функцией $r(t) = 1/\nu(t)$, определяемой по форме фронта импульса, которая даёт временной характер закона нарастания излучения. Если эта функция уменьшается вперёд по фронту входного импульса, то в процессе нелинейного усиления максимум импульса смещается вперёд по фронту, где реализуется всё более и более интенсивное воздействие излучения на среду, приводящее к более быстрой динамике насыщения и соответственно уменьшению длительности импульса, т.е. импульс укорачивается на участке уменьшения функции $r(t)$ по мере смещения максимума вперёд по фронту вплоть до минимального значения r_m . При дальнейшем усилении фронт импульса будет смещаться в область с большим значением $r(t)$, и выходной импульс начнёт удлиняться, поэтому принципиальное значение имеет согласование характеристик усиливающей среды с параметрами задающего генератора и резонансно-поглощающей ячейки (ПЯ). Такой критерий укорочения импульса, описывающий динамику изменения длительности в процессе усиления, идентичен интегральному выражению из [32], которое применимо только в случае монотонного характера функции $r(t)$ на фронте.

Для дальнейшего развития метода формирования короткого импульса излучения CO₂-лазера в усилительной среде была разработана феноменологическая модель SF₆ на основе двухуровневой лазерной схемы молекулы и экспериментальных данных пропускания ячейки SF₆ + N₂, где азот использован как буферный газ для ускорения релаксационных процессов столкновительной природы и тем самым регулирования уровня насыщения ячейки [33]. Усиление импульса CO₂-лазера рассчитывалось по хорошо известной системе уравнений переноса и населённостей из работ [34—37].

На рис. 1, а показаны формы фронтов импульса излучения ЗГ до (кривая 1) и после (кривая 2) ПЯ атмосферного давления смеси SF₆/N₂ с концентрацией поглощающей компоненты 0,4 мбар. На рис. 1, б приведены соответствующие формы характеристической функции $r(t)$. Видно, что в результате нелинейного воздействия поглощающей среды импульс ЗГ модифицируется так, что на его фронте формируется участок в виде «ямы» с минимальным значением r_m функции $r(t)$ (см. рис. 1, б, кривая 2).

Такой физический подход к генерации импульса CO₂-лазера был использован в проекте создания опытного образца ЛПИ для обеспечения генерации пучка ионов свинца [7]. Достигнутая мощность лазера на уровне $\approx 3,5$ ГВт ($E_{\text{п}} \approx 95$ Дж, $\tau_{1/2} \approx 24$ нс, где $E_{\text{п}}$ — полная энергия, $\tau_{1/2}$ — длительность на полувысоте) в импульсно-периодическом режиме с частотой 1 Гц обеспечила необходимый зарядовый состав потока ионов Pb²⁵⁺ в количестве не менее $5 \cdot 10^9$ в инжекторе.

В дальнейшем схема формирования временных и пространственных характеристик в цепочке ЗГ и резонансных сред поглотителя и усилителя развивалась на базе численных расчётов и модельных экспериментов [38—41]. Было показано, что для усиления эффекта сокращения импульса необходимо повышать концентрацию поглощающего компонента ячейки, поскольку в этом случае глубина «ямы» на временной зависимости $r(t)$, которая определяет предельное укорочение импульса, возрастает. Но поскольку поглощённая ячейкой энергия при этом пропорционально увеличивается, необходимо одновременно снижать полное давление за счёт буферного газа, уменьшая интенсивность насыщения, чтобы избежать невосполнимых потерь энергии импульса ЗГ. Это, в свою очередь, смещает положение «ямы» на $r(t)$ в область более низких интенсивностей импульса, и для реализации укорочения импульса с таким фронтом будет требоваться бóльшая длина усиления, так что в практических применениях, когда возможности усиления фиксированы, эффективность односекционной ячейки с однородной смесью ограничена. Модельные расчёты показали, что при фиксированной длине усиления более высокие показатели на выходе могут быть достигнуты, если параметры поглощающей среды изменяются по мере распространения импульса: концентрация поглощающего компонента растёт, а полное давление снижается [41]. При оптимальном законе изменения параметров в ячейке такой способ позволяет эффективнее «укрутить» фронт импульса ЗГ по сравнению с воздействием односекционной ячейки и соответственно сократить длительность импульса на выходе усилителя и увеличить его мощность при той же длине усиления.

Практически эта идея может быть реализована путём секционирования ПЯ: односекционная ячейка разделяется на равные по длине секции, разделённые прозрачными для излучения вакуумно-плотными окнами и наполняемые независимо газовыми компонентами [42].

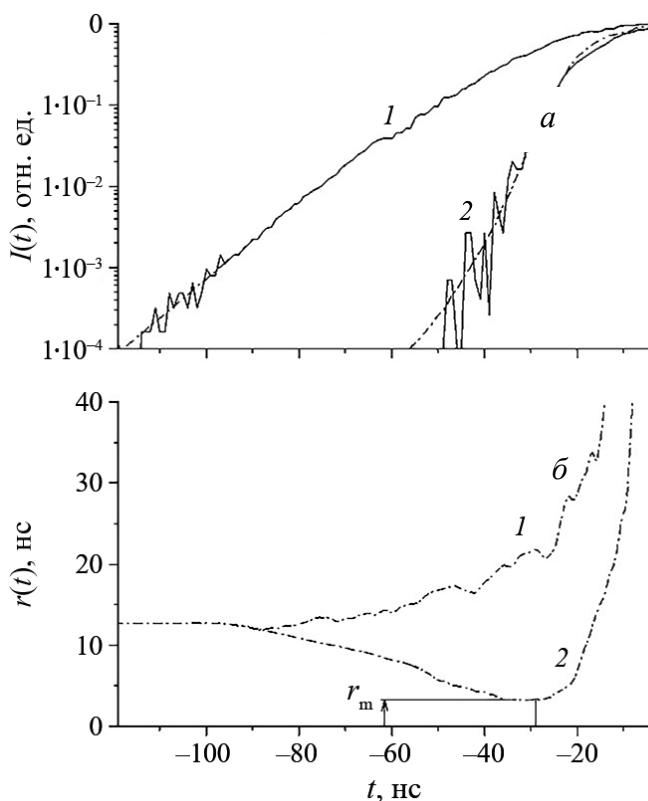


Рис. 1. Форма фронта импульса (а) и функция $r(t)$ (б) до (1) и после (2) ПЯ атмосферного давления с концентрацией SF₆ 0,4 мбар: — — эксперимент; - - - - расчёт. Нулевое значение шкалы времени соответствует максимуму импульса

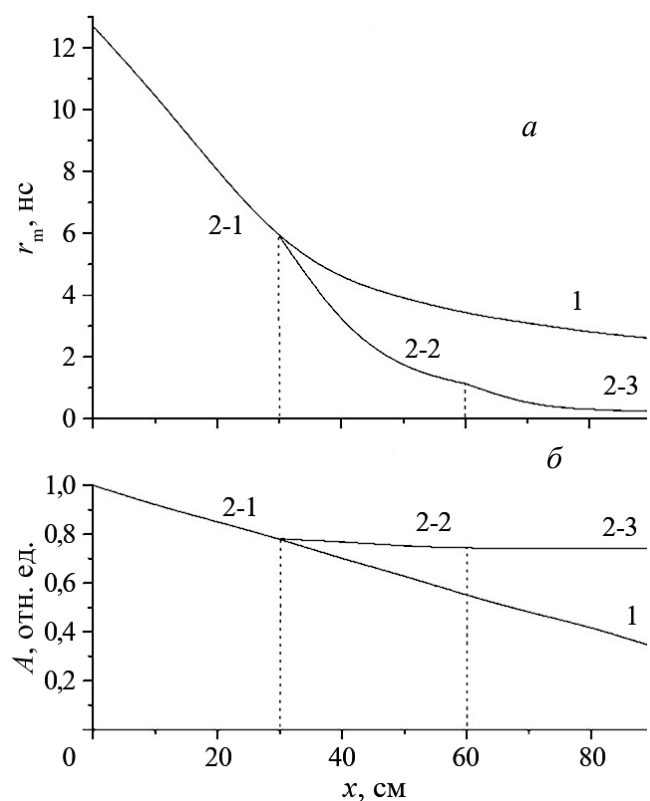


Рис. 2. Расчётные данные для времени нарастания r_m (а) и амплитудного пропускания A (б) в зависимости от длины распространения в односекционной (1) и трёхсекционной (2-1, 2-2, 2-3) ячейке. Расчётные параметры: секция 2-1 и односекционная ячейка 1: полное давление 1000 мбар, давление SF₆ 0,4 мбар; секция 2-2: 250 мбар, 0,8 мбар; секция 2-3: 62,5 мбар, 1,6 мбар

На рис. 2 приведены результаты модельного расчёта распространения импульса ЗГ через односекционную (1) и трёхсекционную ячейки (2-1, 2-2 и 2-3). Давление и состав первой секции ячейки совпадали с условиями в односекционной ячейке, давление в последующих секциях уменьшалось в 4 раза, а концентрация SF_6 увеличивалась вдвое. Секционирование поглощающей ячейки, как показывает расчёт, позволяет более эффективно увеличить «крутизну» импульса на переднем фронте и тем самым обеспечить значительное укорочение импульса ЗГ в усилителе.

3. ОПИСАНИЕ ЛАЗЕРНОЙ СХЕМЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА

Схема размещения основных элементов установки «ФОКУС» приведена на рис. 3. Базовым элементом является задающий генератор 1 [13] импульсно-периодического действия с предельной частотой повторения 3 Гц (в описанных в данной статье экспериментах устанавливалась частота 0,5 Гц). Устойчивый резонатор генератора длиной 224 см образован «глухим» медным сферическим ($R = 8$ м) зеркалом и плоским «полупрозрачным» выходным из селенида цинка, просветлённым с одной стороны (коэффициент отражения непросветлённой стороны 17%). Режим работы на основной поперечной моде устанавливался введением диафрагмы с отверстием диаметром 9 мм вблизи выходного зеркала. Качество лазерного пучка в дальней зоне оценивалось по измерениям пространственного распределения излучения в фокальной плоскости. Для этого излучение генератора, ослабленное до необходимого уровня фильтрами из CaF_2 , фокусировалось сферическим зеркалом на приёмную матрицу инфракрасной камеры PYROCAM-III (пространственное разрешение $0,1 \times 0,1$ мм). Расходимость пучка задающего генератора, оцененная из измерений, практически соответствует дифракционному пределу и составляет $4,5 \cdot 10^{-4}$ рад по уровню интенсивности $1/e$.

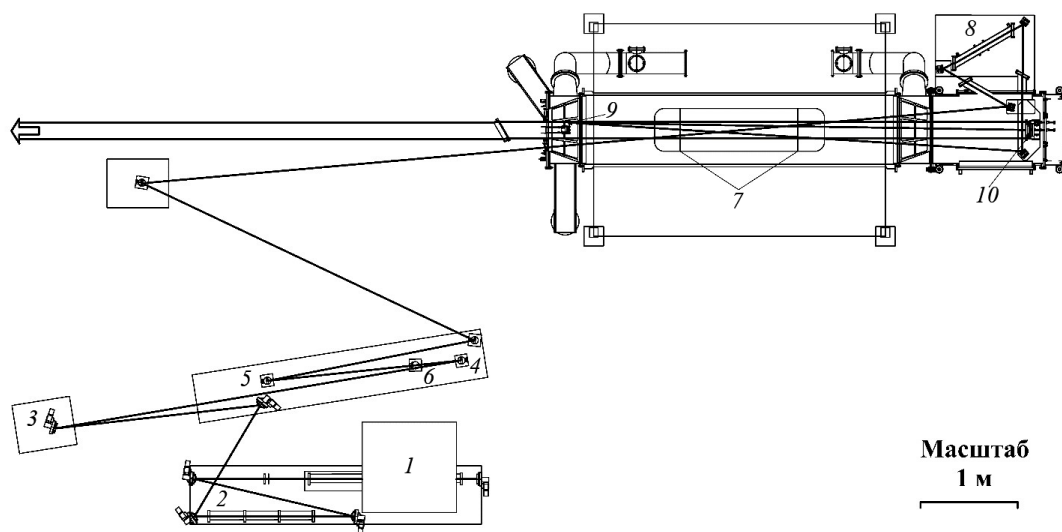


Рис. 3. Схема размещения основных элементов лазерной системы «ФОКУС» в экспериментальном зале ККТЭФ: 1 — одномодовый одночастотный ЗГ; 2 — трёхсекционная ПЯ; 3 — дифракционная решётка; 4 — короткофокусное зеркало пространственного фильтра; 5 — длиннофокусное зеркало пространственного фильтра; 6 — пространственный фильтр; 7 — активная среда широкоапертурного многопроходового усилительного модуля; 8 — односекционная ПЯ; 9 — выпуклое зеркало внеосевого конфокального телескопа; 10 — фокусирующее зеркало телескопа

Отличительной особенностью ЗГ является электрическая схема питания модуля [43], позволяющая создавать стабильный самостоятельный разряд атмосферного давления с предыонизацией УФ-излучением в широком диапазоне состава смеси $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ и энерговклада в разряд. Это является основой, обеспечивающей воспроизводимость выходных характеристик ЗГ с требуемыми параметрами излучения на фронте импульса. Для устранения типичной для CO_2 -лазеров в режиме свободной генерации пиковой структуры импульса излучения из-за наличия большого числа продольных мод в ЗГ применена

селекция единственной продольной моды резонатора. Для этой цели использована гибридная активная среда, которая содержит, кроме основного модуля со смесью атмосферного давления (АМ), дополнительную трубку тлеющего разряда низкого 3—4 мбар давления (ТНД). Активная среда трубки обладает доплеровским контуром усиления шириной $\Delta\nu \approx 150$ МГц [44], а расстояние между продольными модами составляет 67 МГц, так что при соответствующей тонкой подстройке длины резонатора можно сместить одну из мод в центр линии и обеспечить с большой вероятностью генерацию на одной частоте. Это устраняет пиковую структуру импульса, по крайней мере, на фронте импульса, его форма становится «гладкой», как показано на рис. 4. Форма импульса в общих чертах типична для CO₂-лазерных генераторов: её характер в описываемой лазерно-оптической схеме не имеет решающего значения, исключая участок фронта, поскольку именно из этой части излучения формируется выходной импульс.

В системе подстройки длины резонатора используется дистанционно управляемый пьезотранслятор, на котором установлено глухое зеркало. Форма импульса контролируется с помощью фотодетектора VIGO PEM-10,6 и цифрового осциллографа Tektronix TDS220 с полосой усиления 100 МГц и частотой дискретизации 1 ГГц, сигнал передаётся на персональный компьютер со специально разработанной программой для анализа формы импульса и подачи сигнала на пьезотранслятор. Программная обработка сигнала заключается в нахождении сглаженной формы импульса с помощью прямого и обратного преобразования Фурье. После этого вычисляется глубина модуляции текущего импульса ЗГ, с заданной статистикой накапливается результат мониторинга и при превышении установленного порога вырабатывается сигнал подвижки зеркала для нахождения минимального значения глубины модуляции. Поскольку анализ требует определённого промежутка времени, соответствующие условия помещения для расположения установки должны гарантировать на этот период времени стабильность характеристик резонатора, с этой целью была разработана конструкция рамы резонатора на основе инваровых стержней, обеспечивая необходимую устойчивость к температурным изменениям. Она гарантирует, как показал опыт, «собственную» стабильность частоты генерации ЗГ после первоначальной настройки на одночастотный режим в течение 0,5—3 ч в типичном цеховом помещении без специальных мер поддержания температурной стабильности, что обеспечивает для схемы подстройки достаточный промежуток времени для статистического анализа.

Результаты одного из типичных тестов работы схемы подстройки ЗГ приведены на рис. 5, где показаны текущие характеристики импульса ЗГ по глубине модуляции (см. рис. 5, б) и шаги подвижки пьезотранслятора (см. рис. 5, а) в течение ~4 ч. В данном эксперименте устанавливался алгоритм включения подстройки каждые 15 мин по порогу модуляции $\pm 8\%$. Хотя случайные импульсы с повышенной модуляцией не могут полностью исключиться применением автоматической подстройки ввиду сложности динамических процессов генерации в реальных условиях, удаётся получить не менее 98% «гладких» импульсов с модуляцией не больше установленного порогового значения.

Задающий генератор, работающий на смеси CO₂/N₂/He = 4/1/5, излучает на линии Р(20) 10 мкм-полосы генерации CO₂ без специальных селективных элементов, поскольку линия обладает максимальным коэффициентом усиления.

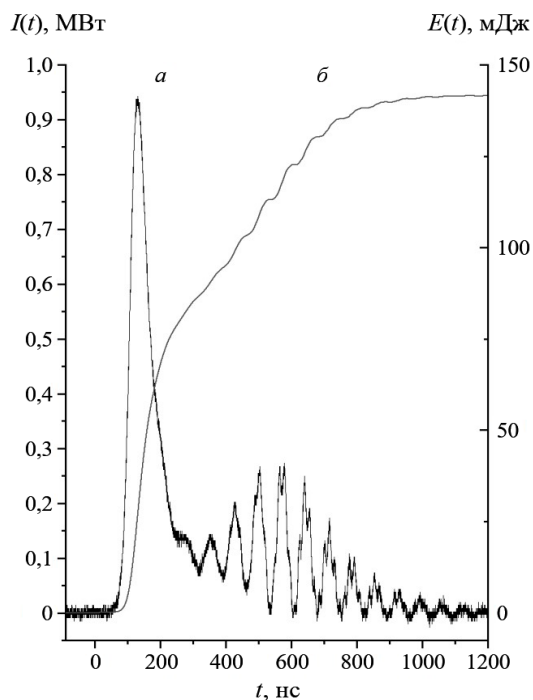


Рис. 4. Временная форма импульса задающего генератора (а) и соответствующий набор энергии от начала импульса (б). Рабочая смесь CO₂/N₂/He имела состав 4/1/5 как в атмосферном модуле, так и в трубке низкого давления (3 мбар)

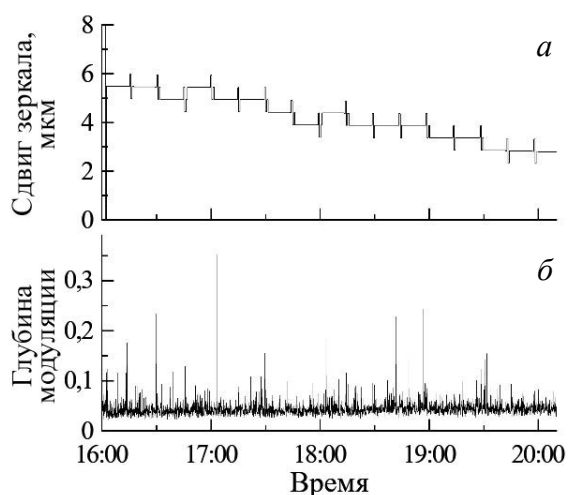


Рис. 5. Шаги подвижки пьезотранслятора в течение ~4 ч (а) и характеристики импульса ЗГ по глубине модуляции (б)

метрию усиления и достигнуть экстракции максимальной части запасённой энергии.

Усилительная среда 7 (см. рис. 3) широкоапертурного модуля усилителя [14] создаётся накачкой колебательно-вращательных уровней молекул CO_2 в самостоятельном разряде атмосферного давления газовой смеси $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1,5/1/7,5$. Самостоятельный объёмный разряд с предыонизацией рентгеновским пучком формируется между профилированными [45] электродами в промежутке сечением $17 \times 17 \text{ см}^2$ и длиной 125 см. Для повышения ресурса работы разрядных электродов их рабочая часть поверхности выполнена из перфорированного листа нержавеющей стали толщиной 1 мм с сотовой структурой отверстий для максимальной прозрачности электрода (рис. 6): в нижнем электроде — для прохождения рентгеновского пучка, в верхнем — для минимизации отражения лазерного излучения от поверхности электрода.

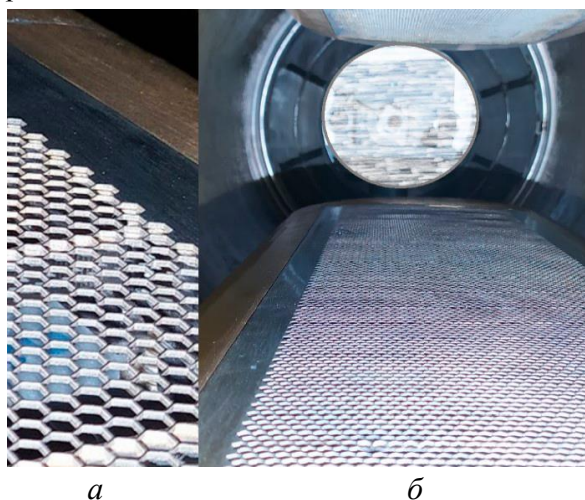


Рис. 6. Вид рабочей поверхности разрядного электрода из перфорированного листа стали (а) и общий вид электродной системы (б)

Усиление лазерного импульса организовано по четырёхпроходовой схеме: первые два прохода узким лучом, затем расширяющимся пучком после малого зеркала телескопа 9 (см. рис. 3) в третьем проходе и в финальном проходе параллельным полноапертурным пучком после большого зеркала телескопа 10 (см. рис. 3). Оптимальная с точки зрения выходной энергии геометрия схемы усиления достигалась экспериментально и по результатам численного расчёта. В работе [46] было показано, что максимальная выходная энергия лазерного пучка в описанной схеме четырёхпроходового усилителя достигается в случае заполнения малого зеркала телескопа более однородной центральной частью пучка (рис. 8, кривая а), а не при максимальном использовании энергии, набранной после второго прохода усилителя. С этой

Далее фронт импульса модифицируется в трёхсекционной резонансно-поглощающей ячейке 2 (см. рис. 3) с образованием зоны «укручения» на фронте и затем с использованием плоской дифракционной решётки 3 (см. рис. 3) направляется на пространственный фильтр. Он представляет собой диафрагму 6 (см. рис. 3) с отверстием определённого диаметра, которое располагается в фокусе конфокальной пары сферических зеркал 4, 5 (см. рис. 3) (база телескопической пары $B = (R_1 + R_2)/2$, где R_1, R_2 — радиусы кривизны длиннофокусного и короткофокусного зеркала) и формирует поперечное распределение пучка, отрезая пространственные гармоники высокого порядка так, что на выходе пучок становится близким к гауссовому; другое назначение пространственного фильтра — возможность изменения диаметра пучка на входе в усилитель, что позволяет оптимизировать геометрию усиления и достигнуть экстракции максимальной части запасённой энергии.

Питание разряда осуществляется параллельно двумя восьмиступенчатыми модулями генератора импульсного напряжения (ГИН) Аркадьева—Маркса с общей ударной ёмкостью 75 нФ на напряжении до 400 кВ. Электрическая система питания разряда, вентиляция и охлаждение газа в контуре разрядной камеры обеспечивают работу ГИН усилителя с частотой повторения до 1 Гц. Фотография свечения разряда в усилительном модуле показана на рис. 7 и характеризует достаточную однородность накачки активной среды, а измерения коэффициента усиления показывают хорошую воспроизводимость значений от пуска к пуску.

Усиление лазерного импульса организовано по четырёхпроходовой схеме: первые два прохода узким лучом, затем расширяющимся пучком после малого зеркала телескопа 9 (см. рис. 3) в третьем проходе и в финальном проходе параллельным полноапертурным пучком после большого зеркала телескопа 10 (см. рис. 3).

целью устанавливалась база телескопической пары пространственного фильтра меньше номинальной на 20 мм ($\Delta B = -20$ мм), что формировало некоторую геометрическую расходимость пучка в усилителе. Несмотря на высокую долю апертурных потерь на малом зеркале телескопа в случае более однородного распределения (рис. 8, кривая б), на последующих проходах темп набора энергии пучка оказывается больше на периферийных областях, что компенсирует первоначальные потери.

Пространственная форма лазерного пучка в оптической схеме оптимизировалась с помощью расчёта распространения излучения в соответствии с реальной геометрией, апертурой элементов и с учётом нелинейных характеристик поглощательной и усиливающей сред. Использовалась дифракционная модель, описанная в [7], которая в интегральном по времени и аксиальном по пространству приближении позволяет получить распределения плотности энергии по радиусу пучка. На входе расчёта задавалось реальное распределение в виде соответствующего гауссова пучка. Пространственные распределения плотности энергии пучка по радиусу в некоторых ключевых точках оптической схемы, полученные численным расчётом, показаны на рис. 9. Следует отметить, что основными факторами, влияющими на формирование пространственного профиля лазерного пучка, в описанной схеме являются реальные апертуры рабочих элементов и нелинейный характер усиления излучения. Влияние поглощающих ячеек на пространственный профиль пучка незначительное из-за низкого уровня параметров насыщения.

Накачка разряда в усилительном модуле при зарядке ГИН до 44,5 кВ обеспечивает создание коэффициента усиления слабого сигнала g_0 в центральной области разряда величиной $3,6 \pm 0,2$ м⁻¹. Значение получено путём прямого усиления в первом проходе усилителя лазерного пучка ЗГ, ослабленного по плотности энергии до уровня 8 мкДж/см², что обеспечивает линейность усиления. Таким образом, полная длина усиления превышает 10⁶. В таких условиях, как известно, возникает опасность паразитной генерации усилительной линейки, предотвращение которой на рабочей линии осуществляется поглощающими ячейками, расположенными после задающего генератора 2 и в схеме усиления 8 (см. рис. 3).

Важно отметить, что сам способ формирования импульса лазера с помощью резонансно-поглощающих ячеек автоматически обеспечивает высокую контрастность выходного импульса за счёт огромного коэффициента поглощения фона излучения, предшествующего нарастанию фронта импульса; линейный коэффициент поглощения слабого сигнала на рабочей линии Р(20) 10-мкм полосы составляет ~4 см⁻¹ на миллибар гексафторида серы. Энергетический контраст по расчёту превышает 10⁹.

Дифракционная решётка 3 (см. рис. 3) служит цели предотвращения паразитной генерации

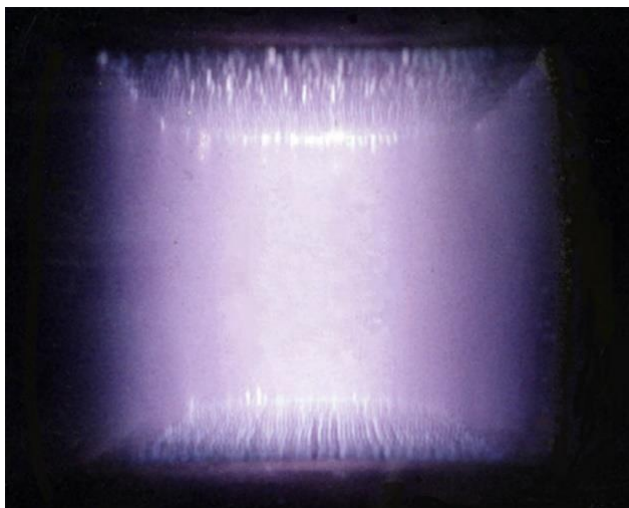


Рис. 7. Фотография свечения разряда в межэлектродном пространстве 17×17×125 см усилительного модуля

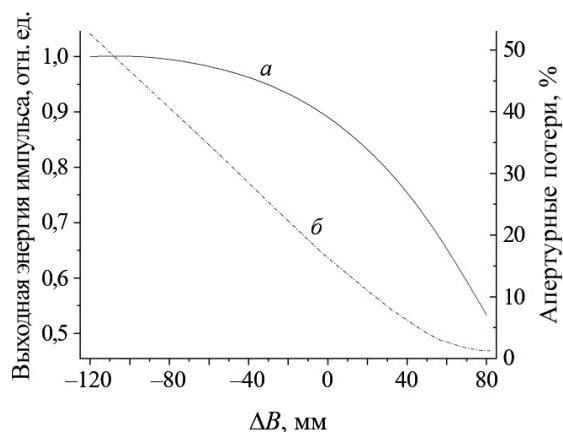


Рис. 8. Результаты численного моделирования выходной энергии лазера «ФОКУС» (а) и апертурные потери на малом зеркале телескопа (б) в зависимости от изменения геометрии пучка (ΔB — изменение базы телескопа пространственного фильтра относительно номинального значения)

излучения на других колебательно-вращательных линиях CO_2 , устраняя оптическую связь усилителя с зеркалами задающего генератора. Проблема становится особенно острой при направлении лазерного пучка в мишенную камеру, где пучок испытывает дополнительное отражение от плазменной мишени.

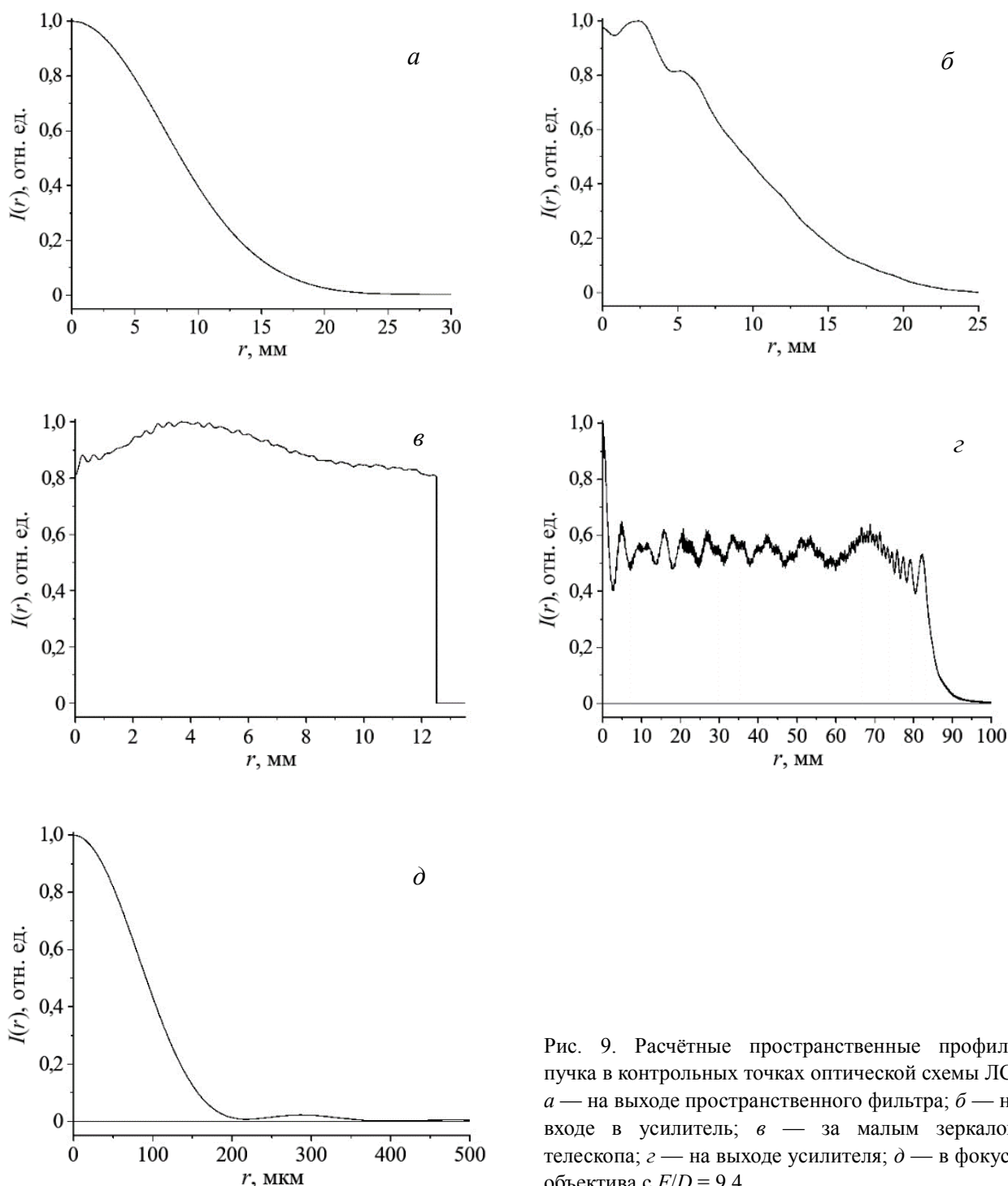


Рис. 9. Расчётные пространственные профили пучка в контрольных точках оптической схемы ЛС: *а* — на выходе пространственного фильтра; *б* — на входе в усилитель; *в* — за малым зеркалом телескопа; *г* — на выходе усилителя; *д* — в фокусе объектива с $F/D = 9,4$

Введение многосекционной ячейки позволило заметно сократить достигнутую в опытном образце [7] длительность пика с 24 до 15 нс, увеличить его мощность до $\sim 6,5$ ГВт с некоторым увеличением и его энергии (рис. 10) за счёт более оптимальной геометрии пучка в усилителе. Эти данные и в том, и в другом случае соответствовали измерениям в первой сотне пусков лазерной системы со «свежей» газовой смесью.

Испытания ЛС в импульсно-периодическом режиме проводились в тестах продолжительностью не более нескольких часов для сохранения ресурса оборудования и в рамках выполнения текущей научной программы по исследованию генерации многозарядных ионов и соответствующего финансирования. Эти исследования выполнялись с частотой посылки импульсов на мишень не более 1/16 Гц, что определялось, главным образом, производительностью вакуумного оборудования мишенной камеры для восстановления необходимого уровня давления после каждого акта облучения мишени. При данных испытаниях характеристики лазерного пучка измерялись непосредственно на выходе ЛС. Для этой цели были использованы:

- детектор временной формы CO₂-лазерного излучения типа photon drag с расчётным разрешением не хуже 1 нс, устанавливаемый стационарно в отражённый от входного окна мишенной камеры пучок ЛС;
- цифровой осциллограф Tektronix DPO 5104 с полосой усиления 1 ГГц и оцифровкой через 100 пс;
- полноапертурные термодатчики для измерения абсолютных значений энергии типа Scientech 38-0802 и 4×ППП-100МК.

Измерения энергии и временной формы импульса излучения проводились в последовательных сериях, из усреднения данных которых устанавливалась калибровка временного детектора. Далее эта константа использовалась для определения энергии в каждом выстреле путём интегрирования временного сигнала. Для контроля вычислялась энергия пика импульса в интервале времени, показанном на рис. 10.

На рис. 11 приведены данные трёхчасового теста ЛС в режиме работы с частотой повторения 1/6 Гц и накачкой усилителя с пониженным на 30% энерговыделением в разряд (напряжение зарядки ГИН 39 кВ). Как можно видеть, параметры лазерного импульса, достигаемые в начале серии, практически не меняются до конца теста: мощность 2,3 ГВт (см. рис. 11, а), длительность 25 нс (см. рис. 11, б), энергия 62 Дж (см. рис. 11, в). Это обеспечивается в данном режиме достаточной эффективностью регенерационной системы рабочей смеси на основе нагреваемого палладиевого катализатора.

Картина текущих характеристик выходного импульса ЛС меняется в случае повышения накачки лазерного усилителя до номинального значения при зарядке ГИН 44,5 кВ. Наблюдается снижение характеристик в течение 1 ч работы примерно на 7—8%, после чего значения стабилизируются на уровне мощности 5,7 ГВт (рис. 12, а), длительности 16 нс (рис. 12, б), энергии 110 Дж (рис. 12, в).

Тестирование показало, в частности, что при необходимости выхода на полную производительность установки по возможностям электрической схемы питания, охлаждения и вентиляции, обеспечивающих частоту повторения импульсов до 1 Гц, требуется доработка системы регенерации с повышением эффективности примерно на порядок.

Ресурс описанной в работе установки определяется, главным образом, ресурсом ГИН питания разряда в усилительном модуле, что, в свою очередь, зависит от «времени жизни» зарядных конденсаторов номиналом 0,1 мкФ/50 кВ и оценивается по трёхлетнему опыту эксплуатации в ускорительных сеансах по программе ТВН в ИТЭФ величиной около 10⁵. Замена рабочих конденсаторов на аналогичные с напряжением зарядки до 100 кВ повысит ресурс ГИН до 10⁶, как можно оценить из соответствующих испытаний на отказ нескольких образцов таких зарядных элементов.

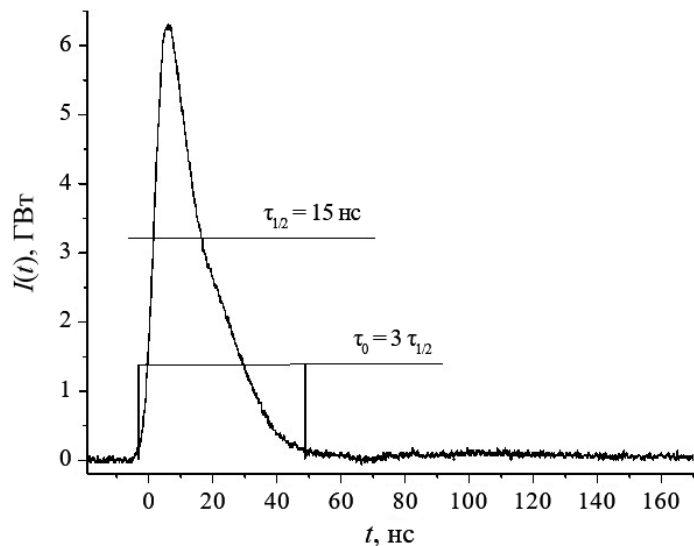


Рис. 10. Осциллограмма выходного импульса лазерной системы «ФОКУС» в начале теста при номинальной накачке усилителя, приведённая к шкале мощности, где $\tau_{1/2}$ — длительность на полувысоте, τ_0 — интервал интегрирования

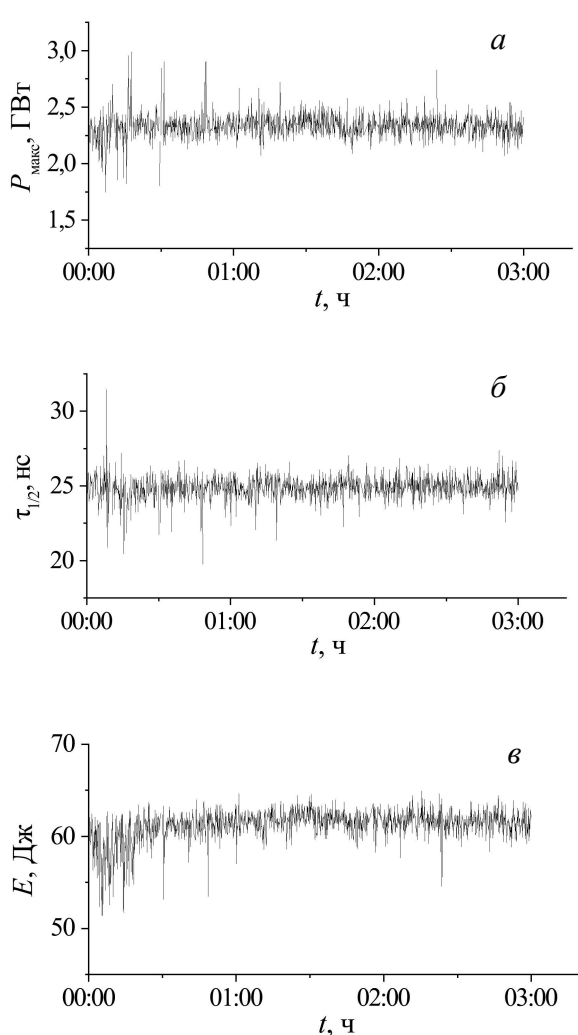


Рис. 11. Текущие значения пиковой мощности (а), длительности импульса на полувысоте (б) и энергии в пике (в) в трёхчасовом тесте лазерной системы при пониженной накачке усилителя и частоте повторения 1/6 Гц

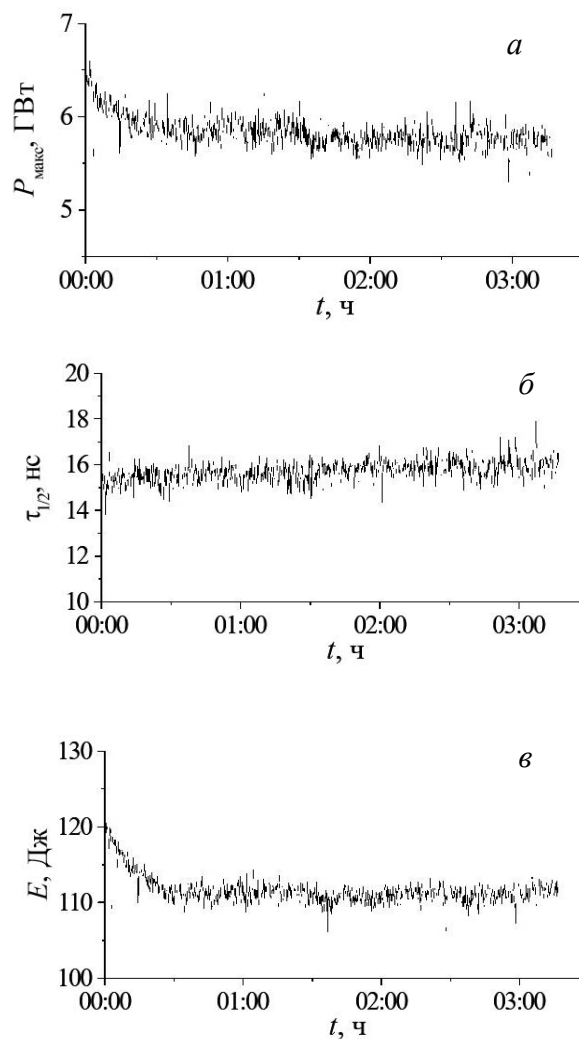


Рис. 12. Текущие значения пиковой мощности (а), длительности импульса на полувысоте (б) и энергии в пике (в) в трёхчасовом тесте лазерной системы при номинальной накачке усилителя и частоте повторения 1/6 Гц

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

ЛС «ФОКУС» создана на основе ранее разработанного прототипа драйвера для ЛПГИ после существенного инженерно-физического усовершенствования. Основное развитие получила схема формирования короткого импульса в многопроходном широкоапертурном усилителе: реализация идеи использования секционированной резонансно-поглощающей ячейки для модификации фронта импульса задающего генератора позволила сгенерировать выходной импульс длительностью 15 нс, что заметно меньше, чем в прототипе, и соответственно увеличить пиковую мощность лазерного импульса до ≥ 6 ГВт.

Техническая модернизация элементов установки, в ряду которой усовершенствование конструкции рабочей части разрядных электродов является наиболее критическим, существенно повышает надёжность работы и ресурс оборудования. Вместе с предполагаемой заменой зарядных конденсаторов ГИН это позволяет надеяться на ресурс наработки ЛС не менее 10^6 срабатываний.

Установка обеспечивает проведение экспериментов в ускорительном центре ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» в широком диапазоне сорта ионов в долговременном режиме эксплуатации с частотой

повторения до ~0,2 Гц. Увеличение производительности системы регенерирования рабочей смеси в газовом контуре позволит повысить частоту повторения импульсов до предельной величины 1 Гц, заложенной в конструкции ЛС.

Разрабатываемый в НИЦ «Курчатовский институт» инжектор широкого спектра ионов, лазерным драйвером которого является установка «ФОКУС», может быть с успехом применён в рамках проекта синхротронного комплекса, который создаётся в РФЯЦ—ВНИИЭФ для Межведомственного центра комплексных радиационных исследований и испытаний (МЦКИ) для моделирования разрушающего воздействия ионизирующих излучений космического пространства [47, 48], в частности, потоков заряженных частиц. Основой проекта является синхротронный ускоритель, обеспечивающий работу с протонами и ионами вплоть до элемента ²⁰⁹Bi. Ускоритель включает инжекторы, в том числе два линейных ускорителя для лёгких и тяжёлых ионов, а также бустерный ускоритель и основной синхротрон. Проведённые в ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт» эксперименты по генерации ионов с помощью ЛС «ФОКУС» из ряда элементов Al, Fe, Bi [1] показали перспективность её использования в этой задаче.

Очевидно, что ЛС «ФОКУС» импульсно-периодического действия может быть использована более широко, а именно во всех приложениях по исследованиям и практическим применениям лазерной плазмы. Заметим, что установка позволяет реализовать рекордную для частотного CO₂-лазера плотность потока излучения на мишени, которую можно оценить как $5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² при использовании светосильного фокусирующего объектива ($F/D \approx 1$, где F — фокусное расстояние объектива, D — диаметр лазерного пучка).

Использование длинноволнового излучения представляет дополнительный интерес: из-за большой длины волны и соответственно низкой критической плотности плазмы уже при потоках света 10^{12} — 10^{13} Вт/см² происходит сильное укрупнение профиля плазмы, что сопровождается повышением роли резонансного поглощения излучения и генерации так называемых «горячих» электронов, энергия которых значительно превышает тепловую и может достигать >100 кэВ. Процесс сопровождается трансформацией значительной части лазерной энергии в рентгеновское излучение, генерацией сверхсильных магнитных полей, гармоник греющего излучения и т.п. Описанная установка является эффективным инструментом для исследования этих фундаментальных явлений в лазерной плазме и их использования в прикладных задачах.

Одним из таких приложений является создание источника рентгеновского излучения на длине волны 13,5 нм для литографии при производстве интегральных микросхем [49—51] наряду с газоразрядными источниками (капиллярный разряд, плазменный фокус, z -пинч, разряд с полым катодом). Источники экстремального УФ-излучения (EUV) в области $\lambda = 13$ —14 нм на основе лазерной плазмы в качестве мишени используют вещества, при нагреве которых образуются ионы, излучающие на переходах 3p—3d, 4d—4f, 4f—5d. В настоящее время наиболее перспективными источниками EUV с $\lambda = 13$ —14 нм считаются мишени, в качестве рабочего вещества которых используется Хе или Sn, на которых получены рекордные КПД преобразования лазерного излучения в рентгеновский пучок.

Разработка лазерно-плазменного источника EUV-излучения на основе CO₂-лазера является перспективной по ряду физических и технико-экономических соображений:

— большая длина волны излучения и соответственно низкая критическая плотность плазмы; вследствие этого взаимодействие происходит с плазменной короной и не достигает поверхности мишени, что максимально снижает испарение и разбрызгивание мишени, что, в свою очередь, облегчает проблему защиты дорогостоящей оптики от осколков мишени (debris problem);

— высокий технический уровень развития CO₂-лазера, в том числе в конфигурации импульсно-периодической системы;

— низкая стоимость изготовления и эксплуатации установки в сравнении с другими лазерными системами.

Описанная лазерная система «ФОКУС» может с успехом использоваться в задаче EUV в части исследования проблемы, например, решения инженерно-физических проблем мишенного узла устройства, включая измерения КПД преобразований, проблемы запыления (загрязнения) оптики и т.п.

Работа выполнена в рамках тематического плана ККТЭФ НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Анисимов В.Н., Баранов В.Ю., Бевов Р.К., Бурцев В.А., Борзенко В.Л., Велихов Е.П., Глухих В.А., Малюта Д.Д., Письменный В.Д., Петрушевич Ю.В., Сатов Ю.А., Себрант А.Ю., Старостин А.Н., Смаковский Ю.Б., Стрельцов А.П. СО₂-лазерная система ТИР-1 для исследований в области ЛТС. — В сб.: Тезисы докладов на 12-й Европейской конференции по взаимодействию излучения с веществом. Москва, 1978, с. 18.
2. Анисимов В.Н., Баранов В.Ю., Борзенко В.Л., Бурцев В.А., Козочкин С.М., Малюта Д.Д., Сатов Ю.А., Себрант А.Ю., Смаковский Ю.Б., Стрельцов А.П. Формирование наносекундного импульса излучения мощностью 100 ГВт на СО₂-лазерной установке ТИР-1. — Квант. электр., 1980, вып. 7 (7), с. 1451—1455.
3. Акимов А.Е., Баранов В.Ю., Бойко В.А., Борзенко В.Л., Брюнеткин Б.А., Козочкин С.М., Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Письменный В.Д., Сатов Ю.А., Скобелев И.Ю., Соболев С.С., Стрельцов А.П., Фаенов А.Я. Эксперименты по нагреву плазмы излучением СО₂-лазера на установке ТИР-1. — Там же, 1983, вып. 10 (8), с. 1533—1538.
4. Adamovich V.A., Anisimov V.N., Afonin E.A., Baranov V.Y., Borzenko V.L., Kozochkin S.M., Malyuta D.D., Satov Yu.A., Sebrant A.Y., Smakovski Y.B., Starostin A.N., Streltsov A.P., Petryakov V.M., Chalkin S.F. TIR-1 carbon dioxide laser system for fusion. — Appl. Opt., 1980, vol. 19 (6), p. 918—923.
5. Макаров К.Н., Сатов Ю.А., Стрельцов А.П. и др. Генерация высокозарядных ионов тяжёлых элементов в СО₂-лазерной плазме. — ЖЭТФ, 1994, т. 106, № 6, с. 1649—1662.
6. Волков Г.С., Зайцев В.И., Макаров К.Н., Напартович А.П., Рерих В.К. и др. Исследование генерации EUV-излучения ($\lambda = 13,5$ нм) ионами Sn в СО₂-лазерной плазме. — Физика плазмы, 2010, т. 36, № 2, с. 145—158.
7. Satov Yu., Sharkov B., Haseroth H., Smakovskiy Yu., Makarov K., Kondrashev S., Roerich V., Stepanov A., Kugler H., Scrivens R., Camut O., Shumshurov A., Balabaev A., Charushin A. High power CO₂ laser system with repetition rate operation for high current multicharged heavy ion generation. — J. of Russian Laser Research, 2004, vol. 25 (3), p. 205—216.
8. Alexeev N.N., Alekseev P.N., Andreev V.A., Balabaev A.N., Nikolaev V.I., Rjabtsev A.S., Satov Yu.A., Stolbunov V.S., Schegolev V.A., Sharkov B.Yu., Shumshurov A.V., Zavodov V.P. Maintenance of ITEP-TWAC facility operation and machine capabilities. — В сб.: Материалы конференции RUPAC-2010. Протвино, 2010, с. 32—34.
9. Alexeev N.N., Alekseev P.N., Andreev V.A., Balabaev A.N., Nikolaev V.I., Ryabtsev A.S., Satov Yu.A., Schegolev V.A., Sharkov B.Yu., Shumshurov A.V., Zavodov V.P. ITEP-TWAC progress report. — In: Proc. IPAC2011. San Sebastián, Spain, 2011, p. 2193—2195.
10. Sharkov B.Yu., Alexeev N.N., Alekseev P.N., Balabaev A.N., Nikolaev V.I., Schegolev V.A., Shumshurov A.V., Zavodov V.P., Satov Yu.A. Experiments with Fe—ION beam generation acceleration and accumulation in ITEP—TWAC facility. — In: Proc. EPAC08. Genoa, Italy, 2008, p. 352—354.
11. Kondrashev S., Balabaev A., Konukov K., Sharkov B., Shumshurov A., Camut O., Chamings J., Kugler H., Scrivens R., Charushin A., Makarov K., Satov Yu., Smakovskii Yu. New developments of a laser ion source for ion synchrotrons. — In: Proc. EPAC 2004. Lucerne, Switzerland, 2004, p. 1402—1404.
12. Sharkov B., Balabaev A., Kondrashev S., Konyukov K., Mescheyakov N., Nikolaev V., Roudskoy I., Savin S., Shumshurov A., Makarov K., Roerich V., Satov Yu., Smakovskii Yu., Stepanov A. Laser ion source for high current injection into synchrotrons. — In: Proc. EPAC 2002. Paris, France, 2002, p. 1721—1723.
13. Сатов Ю.А., Шарков Б.Ю., Алексеев Н.Н., Шумшуров А.В., Балабаев А.Н., Савин С.М., Белокуров А.Д., Хрисанов И.А., Макаров К.Н. Стабилизированный СО₂-лазер импульсно-периодического действия для лазерно-плазменного генератора высокозарядных ионов. — ПТЭ, 2012, № 3, с. 107—115.
14. Satov Yu., Sharkov B., Smakovski Yu., Makarov K., Stepanov A., Roerich V., Kondrashev S., Shumshurov A., Balabaev A. The «SKATE» Gigawatt Laser for a Laser-Plasma Generator of Ions and Nuclei. — J. of Russian Laser Research, 2004, vol. 25 (6), p. 524—534.
15. Макаров К.Н., Малюта Д.Д., Сатов Ю.А., Рерих В.К., Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Степанов А.Е., Хоменко С.В. Исследование динамики распространения импульсов СО₂-лазера в цепочке нелинейных поглощающих и усиливающих сред. — Квантовая электроника, 2001, т. 31, № 1, с. 23—29.
16. Feoktistov L.P., Charushin A.V., Louzhnov V.G. et al. The «Katran» CO₂-laser with high specific output power and stable parameters. — J. of Russian Laser Research, 2002, vol. 23 (6), p. 503—515.
17. Сатов Ю.А., Шумшуров А.В., Васильев А.А., Балабаев А.Н., Лосев А.А., Хрисанов И.А., Рерих В.К. Характеристики импульсно-периодического СО₂-лазера для приложений в области лазерной плазмы. — ПТЭ, 2016, № 3, с. 83—90.

18. Балабаев А.Н., Васильев А.А., Кулевой Т.В., Лосев А.А., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумшуров А.В. Лазерно-плазменный генератор ионов широкого ряда элементов для тяжелоионного инжектора синхротронов. — ПТЭ, 2025, № 1, с. 22—33.
19. Сатов Ю.А. Формирование мощных импульсов CO₂-лазера для исследования лазерной плазмы и эффективной генерации высокозарядных ионов. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. Москва, Троицк, ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 2005.
20. Kapchinskiy I.M. Choice of the block-scheme of 1—1.5 GeV 300 mA linear accelerator. — In: Proc. of the Linear Accelerator Conference. Albuquerque, New Mexico, USA, 1990, p. 776—777.
21. Kapchinskiy I.M., Kuschin V.V., Lazarev N.V. et al. RF linac for heavy ion fusion driver. — In: Proc. of the International Linac Conference. Stanford, California, USA, 1986, p. 318—322.
22. Kashinsky D., Kolomiets A., Kulevoy T. et al. Commissioning of ITEP 27 MHz heavy ion RFQ. — In: Proc. of EPAC 2000. Vienna, Austria, 2000, p. 854—856.
23. Andreev V., Alexeev N., Kolomiets A. et al. First beam test of 81.5 MHz RFQ for ITEP-TWAC. — In: Proc. of IPAC2011. San Sebastián, Spain, 2011, p. 2622—2624.
24. Koshelev V., Kropachev G., Kulevoy T. et al. Design of 4-vane RFQ with magnetic coupling windows for nuclotron injector LU-20. — In: Proc. of LINAC2016. East Lansing, MI, USA, 2016, p. 575—577.
25. Sitnikov A., Seleznev D., Kropachev G., Semennikov A., Kulevoy T. The tuning rf parameters of 40 MHz RFQ. — In: 27th Russian Particle Acc. Conf. RuPAC2021. Alushta, Russia, 2021, p. 139—141.
26. Григоренко Л.В., Кропачев Г.Н., Кулевой Т.В. и др. Проект DERICA и стратегия развития ядерной физики низких энергий. — Ядерная физика, 2021, т. 84, № 1, с. 53—66.
27. Таланов В.И. Распространение коротких импульсов в активной среде. — Радиопизика, 1964, т. VII-3, с. 491—496.
28. Ривлин Л.А. Отрицательное поглощение электромагнитного сигнала в среде с двумя парами эквидистантных уровней. — Радиотехника и электроника, 1965, т. 4, с. 665—672.
29. Басов Н.Г., Летохов В.С. Изменение формы импульса света при усилении. — В сб.: Доклады Академии наук СССР, 1966, т. 167, № 1, с. 73—76.
30. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С. и др. Нелинейное усиление света. — ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 23—34.
31. Летохов В.С. Нелинейное усиление света. — ЖТФ, 1968, т. XXXVIII, № 5, с. 856—864.
32. Крюков П.Г., Летохов В.С. Распространение импульса света в резонансно-усиливающей (поглощающей) среде. — УФН, 1969, т. 99 (2), с. 169—227.
33. Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумшуров А.В., Балабаев А.Н., Лосев А.А. Разработка быстрого оптического затвора на основе газовой поглощающей ячейки для излучения CO₂-лазера длиной волны 10,6 мкм: Препринт ИТЭФ № 1-16. Москва, 2016. 24 с.
34. Schappert G.T. Rotational relaxation effects in short-pulse CO₂ amplifiers. — Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 23, № 6, p. 319—321.
35. Stark E.E., Reichelt Jr. W.H., Schappert G.T. Comparison of theory and experiment for nanosecond-pulse amplification in high-gain CO₂ amplifier system. — Appl. Phys. Lett., 1973, vol. 23, № 6, p. 322—324.
36. Rheault F., Lachambre J.L., Gilbert J. et al. Saturation properties of TEA-CO₂ amplifiers in the nanosecond pulse regime. — Opt. Commun., 1973, vol. 8, № 2, p. 132—135.
37. Baranov V.Yu., Makarov K.N., Roerich V.C., Satov Yu.A., Starostin A.N., Sharkov B.Yu., Langbein K., Sherwood T.R. Study of multicharged heavy ion generation from CO₂-laser produced plasma. — Laser and Particle Beams, 1996, vol. 14 (3), p. 347—368.
38. Балабаев А.Н., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумшуров А.В. Исследование компрессии импульса CO₂-лазера в цепочке нелинейных сред поглотителя и усилителя: Препринт ИТЭФ № 1-13. Москва, 2013. 23 с.
39. Алексеев Н.Н., Балабаев А.Н., Белокуров А.Д., Рерих В.К., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шарков Б.Ю., Шумшуров А.В. Разработка лазерной системы для тяжелоионного инжектора и перспективы ее развития. Часть 1: Препринт ИТЭФ № 1-14. Москва, 2014. 23 с.
40. Алексеев Н.Н., Балабаев А.Н., Белокуров А.Д., Рерих В.К., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шарков Б.Ю., Шумшуров А.В. Разработка лазерной системы для тяжелоионного инжектора и перспективы её развития. Часть 2: Препринт ИТЭФ № 2-14. Москва, 2014. 17 с.
41. Балабаев А.Н., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумшуров А.В. Моделирование процесса формирования лазерного импульса в схеме ЗГ-Л100: Препринт ИТЭФ № 4-14. Москва, 2014. 17 с.
42. Сатов Ю.А., Шумшуров А.В., Хрисанов И.А., Балабаев А.Н. Устройство и способ для формирования мощных коротких импульсов CO₂-лазером. Патент РФ № 2 653 568. — Бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 2018, № 14.

43. **Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б., Хоменко С.В.** Устройство для возбуждения разряда в газовом лазере. Патент РФ 2096881. — Бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 1997, № 32, с. 378.
44. **Ельяшевич М.А.** Атомная и молекулярная спектроскопия. Ч. 3. Молекулярная спектроскопия. — М.: Ком-книга, 2006. 527 с.
45. **Сатов Ю.А., Смаковский Ю.Б.** Устройство для возбуждения разряда атмосферного давления в газовом лазере. Патент РФ № 2195753. — Бюллетень «Изобретения. Полезные модели», 2002, № 36.
46. **Kulevoy T.V., Balabaev A.N., Khrisanov I.A., Losev A.A., Roerich V.K., Satov Yu.A., Shumshurov A.V., Vasilyev A.A.** Optimization of the master oscillator laser beam parameters in the multi-pass amplifier. — In: 27th Russian Particle Acc. Conf. RuPAC2021. Alushta, Russia. JACoW Publishing, с. 327—329; ISBN: 978-3-95450-240-0; doi: 10.18429/JACoW-RuPAC2021-TUPSB48.
47. **Будников Д.В., Воронцов С.В., Глушков С.Л., Гордеев В.С., Гречушкин В.Б., Девяткин А.А., Завьялов Н.В. и др.** Ядерные и электрофизические установки РФЯЦ—ВНИИЭФ: настоящее и будущее. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, 2021, вып. 4, с. 5—25.
48. **Завьялов Н.В.** Исследовательские установки РФЯЦ—ВНИИЭФ для экспериментального получения фундаментальных и прикладных знаний в области ядерной, радиационной физики и физики быстропротекающих процессов (к 75-летию Атомной отрасли). — УФН, 2022, т. 192, № 5, с. 547—563; doi:10.3367/UFN.2020.12.038933.
49. **Chaker M., Pepin H., Bateau V. et al.** Laser plasma X-ray sources for microlithography. — J. Appl. Phys., 1988, vol. 63, p. 892.
50. **Gabel K., Richardson M., Kado M., Vassiliev A.** Source characterization for x-ray proximity lithography — Opt. Lett., 1994, vol. 19, p. 2047.
51. **Shevelko A.P., Shmaenok L.A., Churilov S.S. et al.** Extreme Ultraviolet Spectroscopy of a Laser Plasma Source for Lithography — Phys. Scripta, 1998, vol. 557, № 2, p. 276.

НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия



Александр Николаевич Балабаев, науч-
ный сотрудник
Alexander.Balabaev@itep.ru



Тимур Вячеславович Кулевой, замести-
тель руководителя ККТЭФ по приклад-
ным научным исследованиям и экспе-
риментальным установкам, д.т.н., про-
фессор
kulevoy@itep.ru



Антон Андреевич Лосев, младший на-
учный сотрудник
Anton.Losev@itep.ru



Юрий Алексеевич Сатов, ведущий на-
учный сотрудник, д.ф.-м.н.
satov@itep.ru



Игорь Александрович Хрисанов, млад-
ший научный сотрудник
hrisanov@itep.ru



Александр Викторович Шумшуров, на-
чальник Установки ионного ускорителя
И-4, к.ф.-м.н.
Alexander.Shumshurov@itep.ru

Статья поступила в редакцию 29 января 2025 г.

После доработки 9 июня 2025 г.

После повторной доработки 2 сентября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 55—70.

УДК 53.096

ИСПЫТАНИЯ КЕРАМИКИ AlN—TiB₂ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКОЙ, ВОЗМОЖНОЙ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ

Д.Е. Черепанов^{1,2}, А.В. Бурдаков^{1,3}, Л.Н. Вячеславов¹, М.А. Голосов², А.А. Касатов^{1,4}, Г.Г. Лазарева⁵,
В.Э. Лорян⁶, В.А. Попов^{1,4}, Г.А. Рыжков¹

¹Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

²Институт химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

⁴Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁵Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы, Москва, Россия

⁶Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения имени А.Г. Мерджанова РАН, Черноголовка, Россия

Экспериментальные исследования многократного (~10⁴ циклов) воздействия ЭЛМ-подобных импульсов (ЭЛМ, ELM — Edge Localized Mode) выявили ключевые закономерности эрозии композиционной керамики AlN—TiB₂. Установлено, что основной механизм разрушения связан с повреждением алюминийсодержащей составляющей, при этом существенная эрозия тугоплавкого TiB₂ происходит после удаления значительного объёма легкоплавкого компонента в виде смеси из свободного алюминия и нитрида алюминия. Алюминийсодержащая составляющая обладает достаточно низкой устойчивостью к импульсному нагреву, однако, с другой стороны, играет важную роль, заполняя поры и повышая теплопроводность и механическую прочность материала. Для практического применения материалов на основе TiB₂ необходимо решить две основные задачи: поиск оптимального материала-добавки и доработка технологии производства с целью снижения пористости материала. Использование алюминийсодержащих материалов для изготовления внутрикамерных компонентов термоядерных установок, реализующих дейтерий-тритиевую реакцию, может привести к накоплению долгоживущего радиоактивного изотопа ²⁶Al. Тем не менее полученные результаты показывают потенциал применения композиционных материалов на основе тугоплавкой и легкоплавкой составляющих.

Ключевые слова: лазерный нагрев, высокотемпературная керамика, переходные процессы, термические удары.

TESTING OF AlN—TiB₂ CERAMICS UNDER HIGH PULSE NUMBER TRANSIENT HEAT LOADS EXPECTED IN FUSION DEVICES

D.E. Cherepanov^{1,2}, A.V. Burdakov^{1,3}, L.N. Vyacheslavov¹, M.A. Golosov², A.A. Kasatov^{1,4}, G.G. Lazareva⁵,
V.E. Loryan⁶, V.A. Popov^{1,4}, G.A. Ryzhkov¹

¹Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

²Institute of Solid State Chemistry and Mechanochemistry SB RAS, Novosibirsk, Russia

³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

⁴Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

⁵RUDN University, Moscow, Russia

⁶Institute of Structural Macrokinetics and Material Science RAS, Moscow, Russia

Experimental studies involving multiple (~10⁴ cycles) exposures of ELM-like pulses revealed key erosion patterns in AlN—TiB₂ composite ceramics. The primary degradation mechanism was found to be damage to the aluminum-containing phase, while significant erosion of refractory TiB₂ only occurred after substantial removal of the low-melting-point component consisting of free aluminum and aluminum nitride. Although the aluminum-containing phase demonstrates relatively low thermal shock resistance, it plays a crucial role by filling pores and enhancing both thermal conductivity and mechanical strength of the material. For practical implementation of TiB₂-based materials, two key challenges must be addressed: optimization of additive materials and refinement of manufacturing processes to reduce material porosity. The use of aluminum-containing materials in plasma-facing components of deuterium-tritium fusion devices may lead to accumulation of long-lived

radioactive ^{26}Al isotope. Nevertheless, the obtained results demonstrate the potential of composite materials combining refractory and low-melting-point constituents.

Key words: laser heating, high-temperature ceramics, transients, thermal shocks.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных проблем, встающих в ходе создания установок по реализации управляемого термоядерного синтеза (УТС), является выбор обращённых к плазме материалов (ОПМ). Доминирующий в настоящее время подход с использованием металлических обращённых к плазме компонентов не является идеальным выбором. Вольфрам, который всё чаще выбирается не только для изготовления защиты дивертора, но и первой стенки токамаков [1—5], благодаря высокой устойчивости к тепловой нагрузке, низким темпам распыления плазмой и низкому коэффициенту удержания водорода обладает существенным недостатком. В случае эрозии он, попадая в вакуумный объём термоядерной установки, может приводить к охлаждению плазмы вследствие потерь на излучение [6] и потере её устойчивости. При достаточно большом зарядовом числе вольфрама ($Z^+ = 74$) в плазме токамака ИТЭР ожидаются ионы вольфрама с $Z^+ = 60—64$ [7]. В связи с этим существует необходимость в развитии альтернативного подхода.

Одной из возможных альтернатив является использование высокотемпературных керамик в качестве ОПМ. Основными преимуществами такого подхода являются высокая стойкость керамик к тепловым нагрузкам и возможность создания составов с низким зарядовым числом Z . Вопрос о возможности применения высокотемпературных керамик для изготовления защиты обращённых к плазме компонентов изучается, однако основной фокус направлен на достаточно узкий круг материалов. Особенно часто можно встретить исследования карбидов бора (B_4C) и кремния (SiC) на предмет возможности применения в токамаках [8—18]. Перечисленные керамические материалы обладают высокой устойчивостью к интенсивному нагреву, а входящие в их состав компоненты имеют относительно низкий Z . Однако присутствие в составе углерода повышает риски критического накопления радиоактивного изотопа водорода — трития в ходе дейтерий-тритиевой реакции. Кроме того, озабоченность вызывает достаточно низкая электропроводность B_4C и SiC [19], что может повысить вероятность возникновения униполярных дуг [20, 21].

Тем не менее список потенциальных кандидатов на роль ОПМ среди высокотемпературных керамик не ограничивается только углеродсодержащими [22]. И одним из перспективных кандидатов является диборид титана TiB_2 . Сравнение основных свойств, важных для УТС, со свойствами вольфрама W и углерода C представлено на рис. 1. TiB_2 обладает высокой температурой плавления, электро- и теплопроводностью, а также привлекателен в силу отсутствия углерода в составе, что позволяет ожидать от данного материала низкого коэффициента удержания водорода. Основной проблемой углерода является формирование сильной химической связи $C—H$, что и приводит к существенному накоплению трития в случае использования графитовых обращённых к плазме компонентов [30]. Хотя титан является эффективным геттером для водорода, данная проблема в его случае может контролироваться повышением температуры. Количество накопленного TiB_2 водорода можно значительно снижать с помощью отжига при температуре ~ 700 К [31]. В случае графита значительное снижение концентрации удержанного водорода также возможно, но при более высоких температурах (~ 1300 К) [30]. Единственное преимущество TiB_2 над вольфрамом состоит в более низком Z составных компонентов, однако здесь нужно также учитывать темпы распыления плазмой.

Проблемой TiB_2 является сложность производства монолитных образцов и покрытий в силу высокой температуры плавления, что было отмечено как преимущество с точки зрения требований к ОПМ. В случае производства монолитных керамик с высокой температурой плавления, например, методом горячего прессования возникает проблема достижения условий для синтеза материала с низкой пористостью и высокой плотностью [32]. В случае динамических методов нанесения покрытий невозможно добиться без дополнительных усовершенствований, зачастую влияющих на чистоту покрытия, степени проплавления зёрен керамического порошка для нанесения достаточно плотного покрытия [33]. Всё это

негативно сказывается на механической прочности и теплофизических свойствах керамик, что, как следствие, приводит к недостаточной устойчивости материала к тепловым нагрузкам.

Существуют различные методы доработки технологии производства высокотемпературных тугоплавких керамик. Один из подходов основан на добавлении порошка другой керамики в ходе производства. Например, добавление карбида кремния в состав диборида циркония позволяет улучшить свойства производимой методом горячего прессования керамики [32]. Фундаментально похожая идея реализована при производстве композиционной керамики AlN—TiB₂, произведённой в Институте структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН [34]. Стоит отметить, что алюминий, входящий в её состав, делает сомнительным применение рассматриваемой керамики при производстве элементов конструкции термоядерных реакторов, подвергающихся облучению получаемыми в результате протекания дейтерий-третиевой реакции нейтронами. В ходе нейтронной бомбардировки стабильного изотопа ²⁷Al происходит трансмутация. В результате протекания реакций n, 2n возможно образование радиоактивного изотопа ²⁶Al с периодом полураспада $7,16 \cdot 10^5$ лет [35].

Тем не менее исследование данного материала может иметь важное фундаментальное значение в области управляемого термоядерного синтеза, так как результаты позволят продемонстрировать преимущества и недостатки применения композиционных керамик для изготовления теплонагруженных обращённых к плазме компонентов. Одной из важнейших проблем, возникающих при выборе ОПМ, является устойчивость к импульсной тепловой нагрузке, возможной в ходе протекания переходных процессов в плазме во время работы токамака в режиме улучшенного удержания (H-mode) [26, 36]. Характерная плотность мощности импульсного нагрева может достигать $W_s \sim 1\text{—}10$ ГВт/м² при длительности $\Delta t \sim 0,1\text{—}100$ мс. Во время работы токамака ИТЭР в режиме улучшенного удержания ожидаются выбросы плазмы на стенки вакуумной камеры в результате возникновения ЭЛМ, приводящие к импульсному нагреву с поверхностной плотностью мощности $W_s \sim 1$ ГВт/м² при длительности $\Delta t \sim 0,1\text{—}1$ мс [26, 36]. Такие события имеют достаточно высокую частоту возникновения: при частоте порядка нескольких герц за время работы токамака ИТЭР в режиме улучшенного удержания можно ожидать $\sim 10^7$ импульсов. Для корректной оценки устойчивости материала при ЭЛМ-подобной импульсной тепловой нагрузке необходимо не только детальное исследование эрозии в результате однократного импульсного нагрева, но и воспроизведение достаточно большого их числа. Таким образом, цель данной работы — изучение эрозии AlN—TiB₂ в результате воздействия многократных ЭЛМ-подобных импульсов. С развитием систем подавления ЭЛМ значительно улучшаются параметры удерживаемой в токамаке плазмы [37], однако в настоящее время такие исследования всё ещё представляют актуальность для проектов планирующихся установок (например, ТРТ [38]).

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Испытания термическими ударами были проведены на лазерном стенде комплекса БЕТА в ИЯФ СО РАН [14, 39]. Для моделирования импульсной тепловой нагрузки использовался промышленный инфракрасный (ИК) лазер IPG YLS-4000U. Использование лазера для моделирования ЭЛМ-подобного нагрева

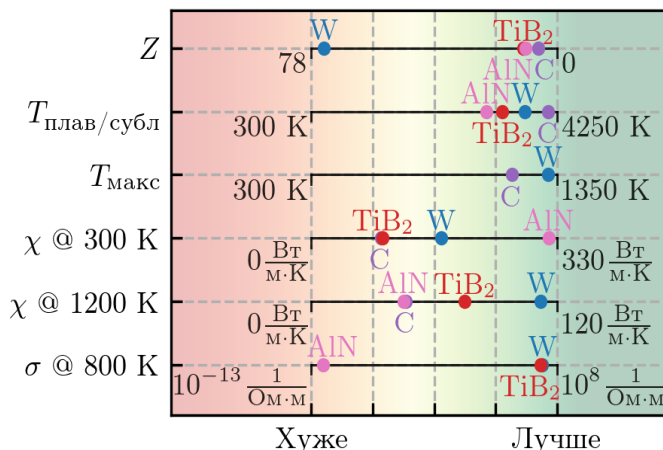


Рис. 1. Сравнение ключевых свойств AlN, TiB₂, W и C: Z (среднее зарядовое число) [23, с. 19—21]; $T_{\text{плав}}$ (температура плавления) AlN [24, с. 611], TiB₂ [24, с. 456], W [25, с. 606] и $T_{\text{субл}}$ (температура сублимации) C [23, с. 803]; $T_{\text{макс}}$ (максимальная рабочая температура): температура рекристаллизации W [26, с. 4], максимальная температура C [27 с. 167]; $\chi @ T, \text{ K}$ (теплопроводность при температуре $T, \text{ K}$) AlN [28, с. 642], TiB₂ [29, с. 718], W [23, с. 2140] и C; $\sigma @ T, \text{ K}$ (электропроводность при температуре $T, \text{ K}$) AlN [24, с. 467], TiB₂ [24, с. 456], W [23, с. 1989]

позволяет сфокусироваться на тепловых эффектах, однако не позволяет воспроизводить реальное воздействие плазмы на поверхность материала, приводящее, в том числе, к распылению вещества, а также образованию униполярных дуг. Принципиальная схема стенда с диагностическими системами показана на рис. 2. Лазерный источник позволяет генерировать излучение на длине волны 1,07 мкм непрерывно или импульсно с минимальной длительностью импульса 1 мс.

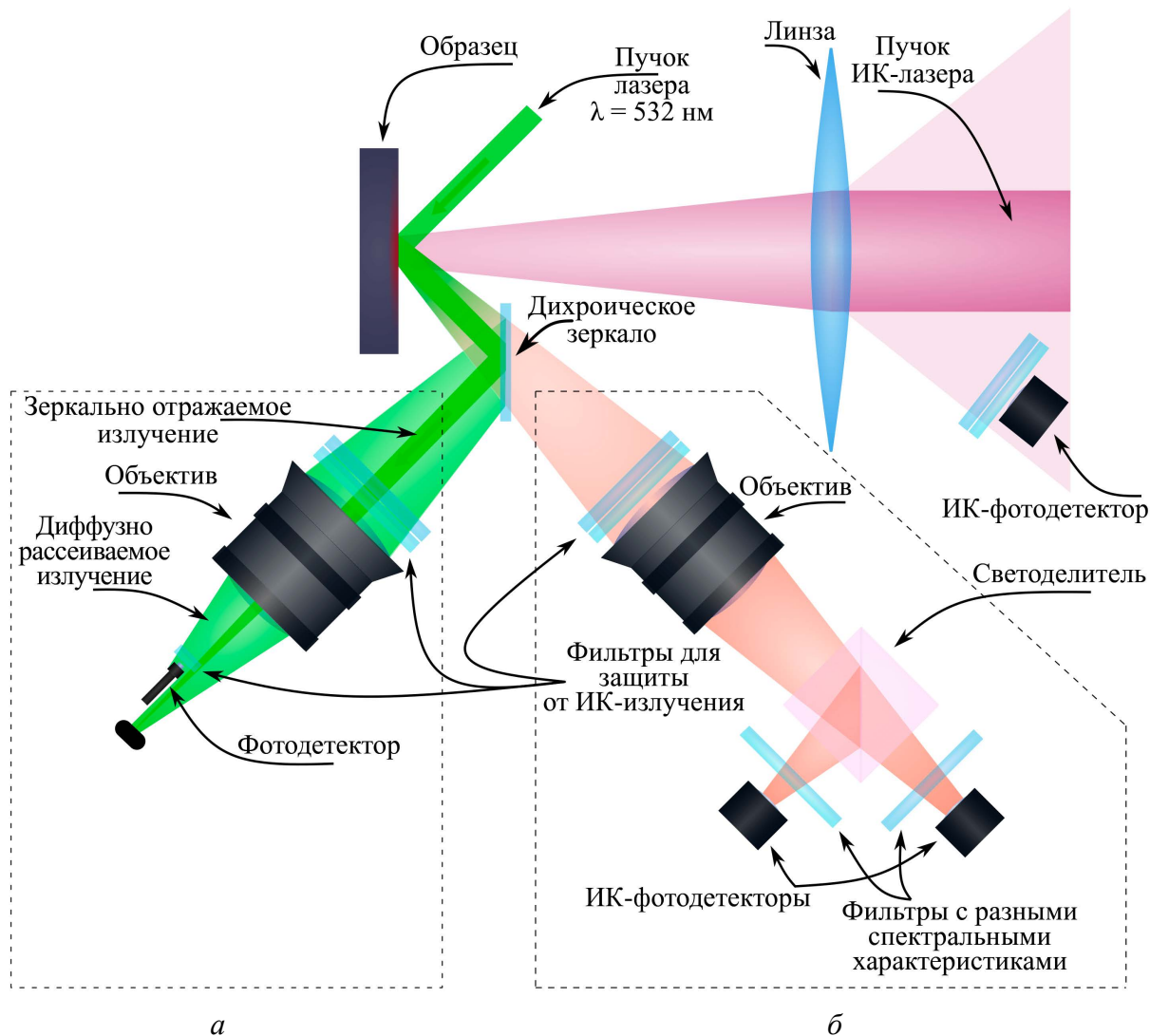


Рис. 2. Принципиальная схема лазерного стенда с системами диагностики для характеристики нагрева поверхности образца и мониторинга динамики её эрозии: *a* — система диагностики рассеиваемого излучения; *б* — пирометрическая система диагностики

Пример пространственного распределения плотности мощности W в поперечном сечении лазерного пучка показан на рис. 3, рис. 4 демонстрирует типичный пример временной динамики средней поверхностной плотности мощности лазерного нагрева W_s , приходящейся на область S , выделенную пунктиром на рис. 3. Отслеживание временной динамики мощности лазера производится с использованием ИК-фотодетектора, регистрирующего излучение, рассеиваемое поверхностью фокусирующей линзы. Для мониторинга динамики температуры облучаемой поверхности образца на стенде реализован быстрый двухцветный пирометр [40]. Измерение температуры производится в пределах области, выделенной пунктиром на рис. 3. Пирометр позволяет проводить измерения температуры в случае нагрева поверхности до 1200 К и выше. На данном экспериментальном стенде с применением описываемого пирометра были проведены эксперименты с образцами из вольфрама, покрытыми карбидом бора [39].

Относительная погрешность определения температуры в зависимости от материала исследуемого образца может достигать 15%. Система диагностики диффузно рассеиваемого поверхностью образца лазерного излучения на длине волны 532 нм позволяет *in situ* отслеживать динамику эрозии облучаемой поверхности по изменению шероховатости. Изменение шероховатости приводит к изменению углового распределения рассеиваемого поверхностью излучения, что позволяет детектировать данная система диагностики [14].

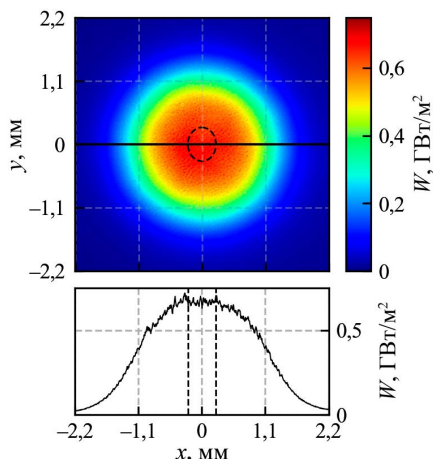


Рис. 3. Пространственный профиль нагрева ИК-лазером поверхности образца. Пунктиром выделена область регистрации температуры (эллипс наверху и вертикальные линии внизу)

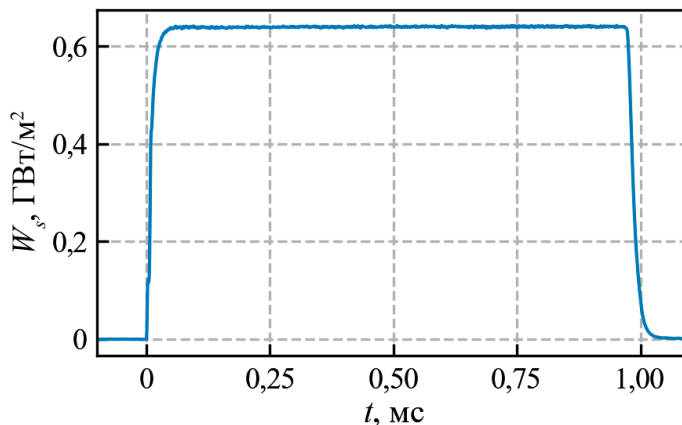


Рис. 4. Зависимость средней поверхностной плотности мощности ИК-лазера W_s , приходящейся на эллиптическую область, которая отмечена на рис. 3, от времени t в ходе импульса длительностью $t = 1$ мс

3. ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦА

Образец AlN—TiB₂ был произведён в Институте структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза [34]. Образец представлен в виде пластины 25×25×10 мм. Облучаемые поверхности были отполированы перед экспериментами с целью снижения шероховатости. В ходе обработки поверхности удалось достичь $R_a \approx 1,5$ мкм, $R_z \approx 7,5$ мкм, результат профилометрии поверхности показан на рис. 5.

Изображение поверхности, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ, Hitachi S-3400N), демонстрирует наличие светлых и тёмных участков (рис. 6). Элементный анализ, проведённый с использованием метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, показывает, что светлые части в основном содержат в своём составе алюминий и азот, а тёмные — титан и бор. Таким образом, светлые участки — это входящие в состав керамики AlN, а тёмные — TiB₂.

Дополнительно был проведён рентгенофазовый анализ (РФА), результаты которого приведены на рис. 7. Для проведения РФА от одного из образцов отрезался небольшой кусок с помощью алмазного отрезного станка SYJ-150 (MTI, США) и перемалывался в агатовой ступке в порошок. Дифрактограммы

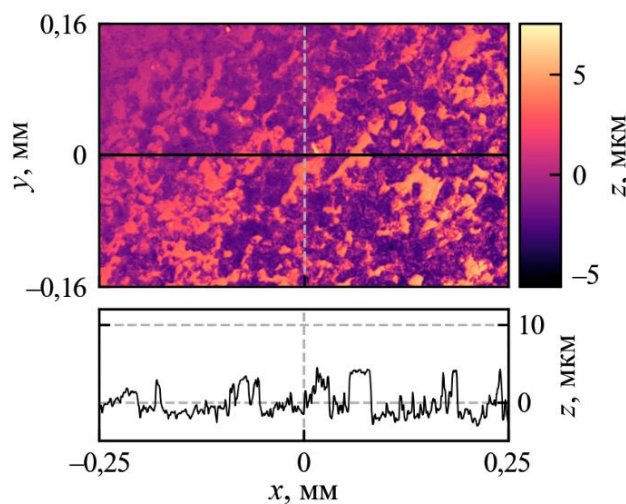


Рис. 5. Профилометрия полированной поверхности образца AlN—TiB₂: — — $R_a \approx 1,5$ мкм, $R_z \approx 7,5$ мкм

полученного порошка были записаны в геометрии Брегга—Брентано (θ — θ) на порошковом дифрактометре D8 Advance (Bruker, Германия) с характеристичным излучением $K\alpha$ медного анода ($\lambda_1 = 1,54056 \text{ \AA}$; $\lambda_2 = 1,54439 \text{ \AA}$). Запись дифрактограмм проводилась в диапазоне углов $10^\circ < 2\theta < 110^\circ$. Качественный и количественный рентгенофазовый анализ методом Ритвельда проводили с помощью ПО Search-Match (Oxford Cryosystems, Великобритания) и TOPAS (Bruker, Германия), с использованием баз данных PDF-4. Согласно данным РФА (см. рис. 7), образец состоит из фаз TiB_2 (13,6 мол.%), AlN (80,7 мол.%), также присутствует примесь металлического алюминия (5,7 мол.%). Рефлекс на $26,6^\circ 2\theta$ соответствует фазе α -кварца, занесённого в образец в результате помола в агатовой ступке.

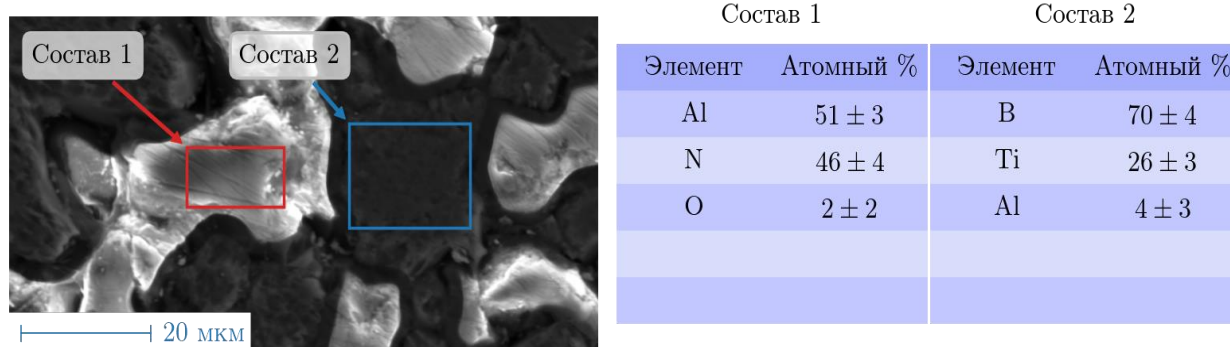


Рис. 6. Элементный состав образца

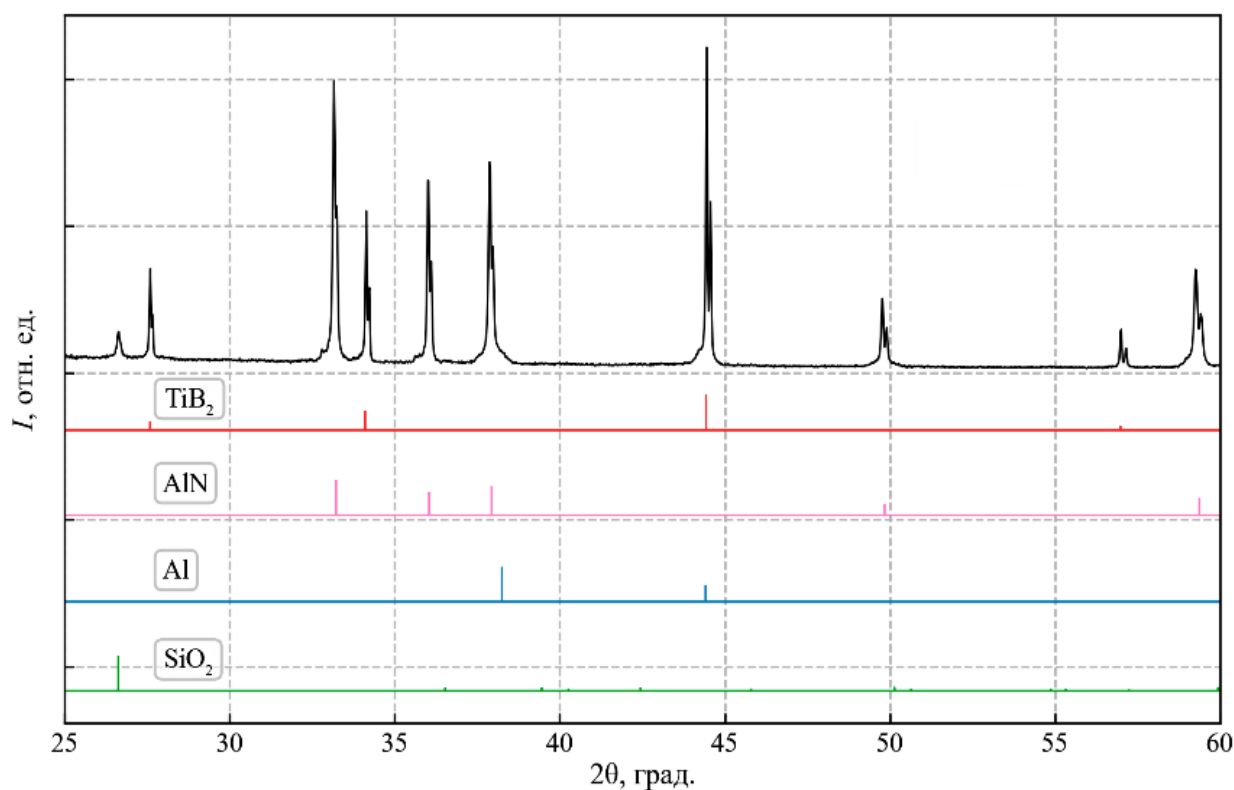


Рис. 7. Результаты рентгенофазового анализа образца AlN — TiB_2 : — AlN (80,7 мол.%); — TiB_2 (13,6 мол.%); — Al (5,7 мол.%); — SiO_2

Для оценки поглощённой образцом поверхностной плотности мощности нагрева W_{sa} был оценён коэффициент поглощения инфракрасного лазерного излучения. Для оценки были проведены измерения энергии E_r отражаемого поверхностью образца нормально падающего лазерного пучка длительностью 10 мс с помощью калориметра. Схема измерений показана на рис. 8. Измерения проводились с образцом

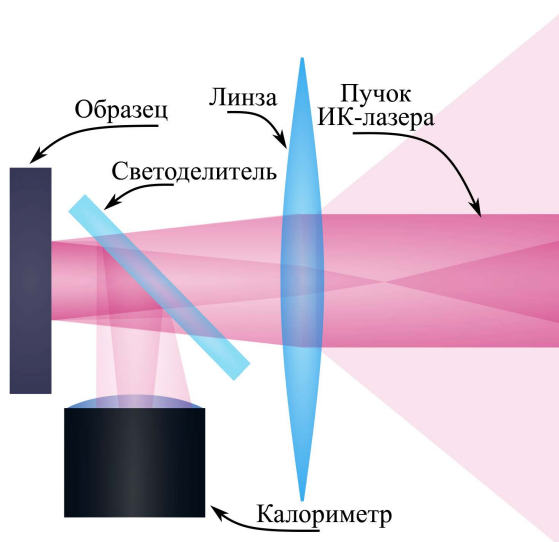


Рис. 8. Схема измерения отражаемого поверхностью образца лазерного излучения

AlN—TiB₂ и образцом из вольфрама с полированной до зеркального блеска поверхностью. Для вольфрама известен коэффициент отражения излучения в широком спектральном диапазоне [41]. Коэффициент поглощения A_c излучения с длиной волны $\lambda = 1,07$ мкм керамикой AlN—TiB₂ по результатам измерений можно оценить следующим образом:

$$A_c = 1 - \frac{E_c}{E_w} R_w,$$

где R_w — коэффициент отражения излучения с длиной волны $\lambda = 1,07$ мкм вольфрамом; E_c и E_w — энергии, зарегистрированные калориметром при облучении идентичными лазерными импульсами керамики AlN—TiB₂ и вольфрама соответственно.

По результатам измерений было получено, что $A_c \approx 0,8 \pm 0,1$. Таким образом, поглощённая поверхностная плотность мощности $W_{sa} \approx A_c W_s$ далее оценивалась с использованием полученного в ходе оценки коэффициента поглощения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

План экспериментов. В ходе экспериментов планировалось облучить поверхность образца $\sim 10^4$ ЭЛМ-подобными импульсами. В процессе облучения поверхности образца необходимо было описать эрозию и охарактеризовать пороговую импульсную нагрузку, приводящую к её повреждению. Для этого анализировались данные, полученные как *in situ* с использованием диагностических систем, описанных ранее, так и *post mortem* с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Образец исследовался на СЭМ после набора 1, 10, 10^2 , 10^3 и 10^4 импульсов. Набор 10 и менее импульсов проводился одиночными импульсами, в остальных случаях облучение проводилось сериями по 10 или 50 импульсов с паузой между импульсами $t_p \approx 150$ мс и паузой между сериями $t_p \geq 1$ с. План в виде блок-схемы показан на рис. 9.

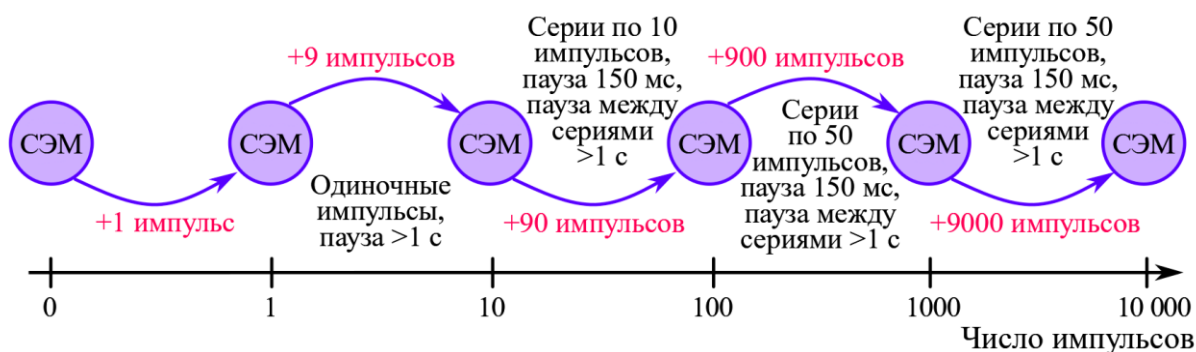


Рис. 9. План набора 10^4 импульсов и проведения исследований поверхности образца с помощью СЭМ

Во время эксперимента были реализованы четыре уровня интенсивности импульсной тепловой нагрузки W_{sa} : $0,11 \pm 0,03$, $0,22 \pm 0,05$, $0,29 \pm 0,07$ и $0,58 \pm 0,14$ ГВт/м². Таким образом, эксперимент состоял из четырёх частей, в каждой из которых была проведена попытка набора $\sim 10^4$ импульсов с одинаковой длительностью $t_h \approx 1$ мс. Каждая из частей проводилась с изначально неповреждённым участком на поверхности образца.

Нагрев при $W_{sa} \approx 0,11 \pm 0,03$ ГВт/м². В ходе первой части эксперимента удалось набрать 10^4 импульсов без существенной эрозии на поверхности образца, СЭМ-изображения которой приведены на рис. 10. Детальное изучение полученных изображений позволило обнаружить небольшие изменения в светлых участках на поверхности образца. Изменения, часть из которых выделена красными прямоугольниками, в основном связаны с модификацией алюминийсодержащей составляющей (отделением или плавлением и перераспределением). Сравнение рис. 10, *a* и *e* позволяет заметить, что поверхность светлых участков стала менее шероховатой с плавными краями, что характерно для застывшего расплава, а некоторые участки были заполнены алюминийсодержащей составляющей.

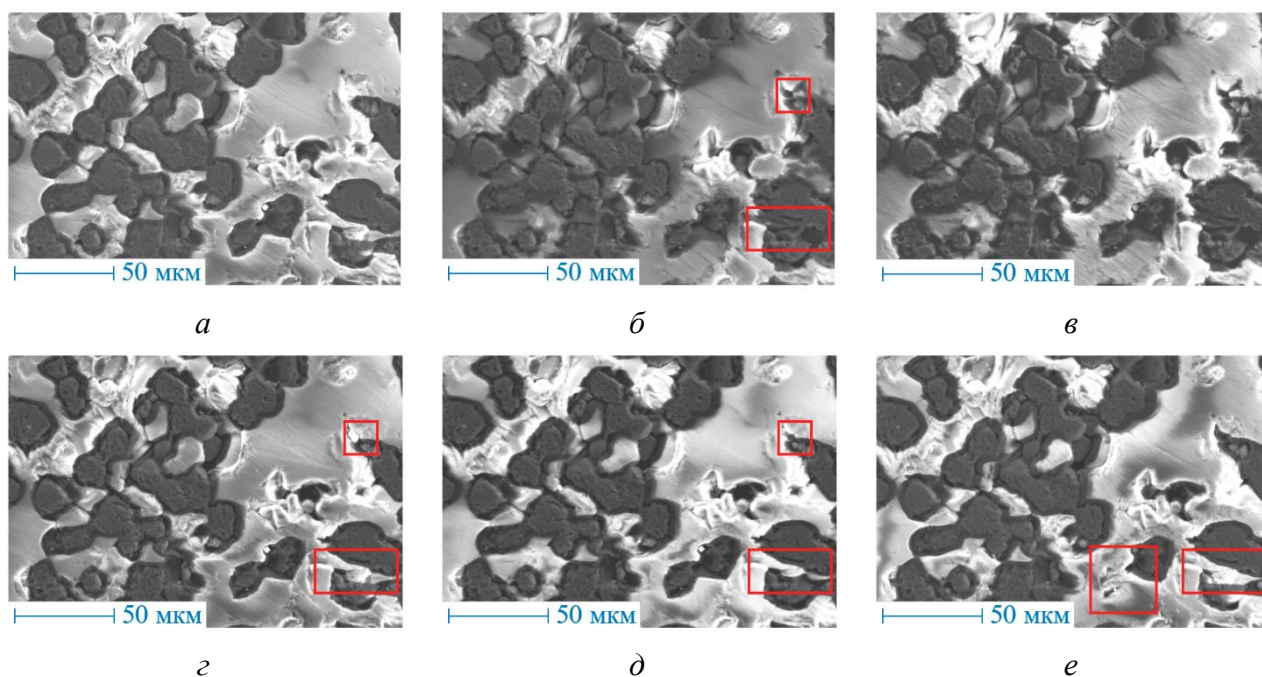


Рис. 10. СЭМ-изображения участка на поверхности образца, облучаемого с $W_{sa} \approx 0,11 \pm 0,03$ ГВт/м², после набора 10^4 импульсов: *a* — до облучения; *б* — после одного импульса; *в* — после 10 импульсов; *г* — после 100 импульсов; *д* — после 1000 импульсов; *е* — после 10 000 импульсов

Нагрев при $W_{sa} \approx 0,22 \pm 0,05$ ГВт/м². Двукратное увеличение мощности нагрева привело к более заметным изменениям поверхности образца. Как видно на рис. 11, где часть модификаций поверхности выделены красными прямоугольниками, алюминийсодержащий компонент отделяется, оставляя кратеры (см. рис. 11, *a—в*). А в ходе продолжения облучения происходит заполнение кратеров, вероятнее всего, расплавом Al с AlN. Наличие свободного алюминия доказывают результаты РФА, приведённые ранее на рис. 7. Температура плавления Al составляет 933 К [24, с. 81], в то время как температура плавления AlN достигает 3025 К [24, с. 611]. В ходе этой и предыдущей части эксперимента не удалось зарегистрировать сигналы с детекторов теплового излучения пирометрической системы диагностики, т.е. температура поверхности заведомо не превышала 1200 К. Однако это не означает, что температура плавления Al не могла быть достигнута. В силу достаточно высокой температуры плавления AlN наблюдения позволяют сделать предположение о влиянии свободного алюминия в алюминийсодержащей добавке на поведение композиционной керамики AlN—TiB₂ во время нагрева.

Конечно, заполнение кратеров, образующихся в результате отделения алюминийсодержащей составляющей, позитивно сказывается на устойчивости образца к дальнейшему облучению. Однако если бы такой материал применялся в качестве обращённого к плазме, то в ходе импульсного нагрева его поверхности происходило бы непрерывное загрязнение плазмы алюминийсодержащими частицами. Повреждения TiB₂ обнаружались после 10^4 импульсов нагрева. Они проявились в виде отделения (выкрашивания) небольшого объёма TiB₂ в промежутке между 1000 и 10 000 импульсами (см. рис. 11, *е*).

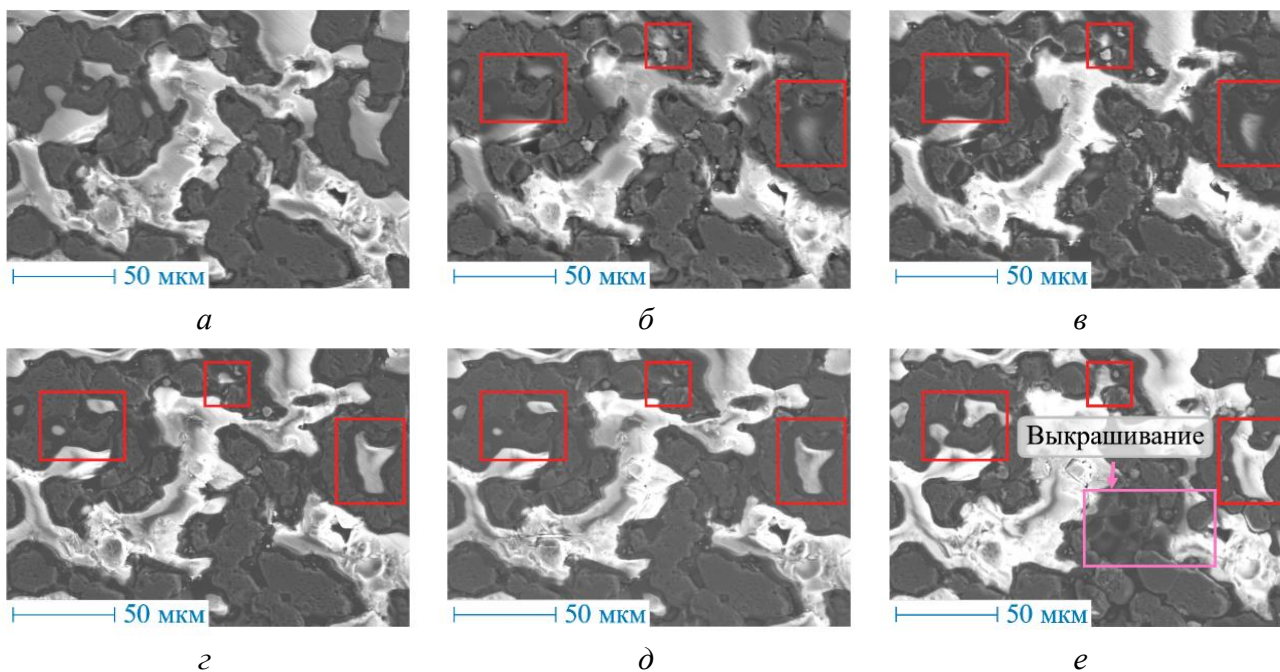


Рис. 11. СЭМ-изображения участка на поверхности образца, облучаемого с $W_{sa} \approx 0,22 \pm 0,05$ ГВт/м², после набора 10^4 импульсов: *a* — до облучения; *б* — после одного импульса; *в* — после 10 импульсов; *г* — после 100 импульсов; *д* — после 1000 импульсов; *е* — после 10 000 импульсов

Нагрев при $W_{sa} \approx 0,29 \pm 0,11$ ГВт/м². Дальнейшее повышение нагрузки привело к более значительному повреждению светлых участков на поверхности образца. Уже после воздействия одного лазерного импульса площадь светлых участков в нагреваемой области значительно уменьшилась, что хорошо видно на рис. 12, *б*. В ходе дальнейшего облучения происходило перераспределение алюминийсодержащей добавки по поверхности образца без заметной эрозии TiB₂ вплоть до 100 импульсов нагрева (см. рис. 12, *в*, *г*). После набора 10^3 импульсов было обнаружено значительное уменьшение площади светлых алюминийсодержащих участков в наблюдаемой области, а также отделение небольших объёмов TiB₂ (см. рис. 12, *д*).

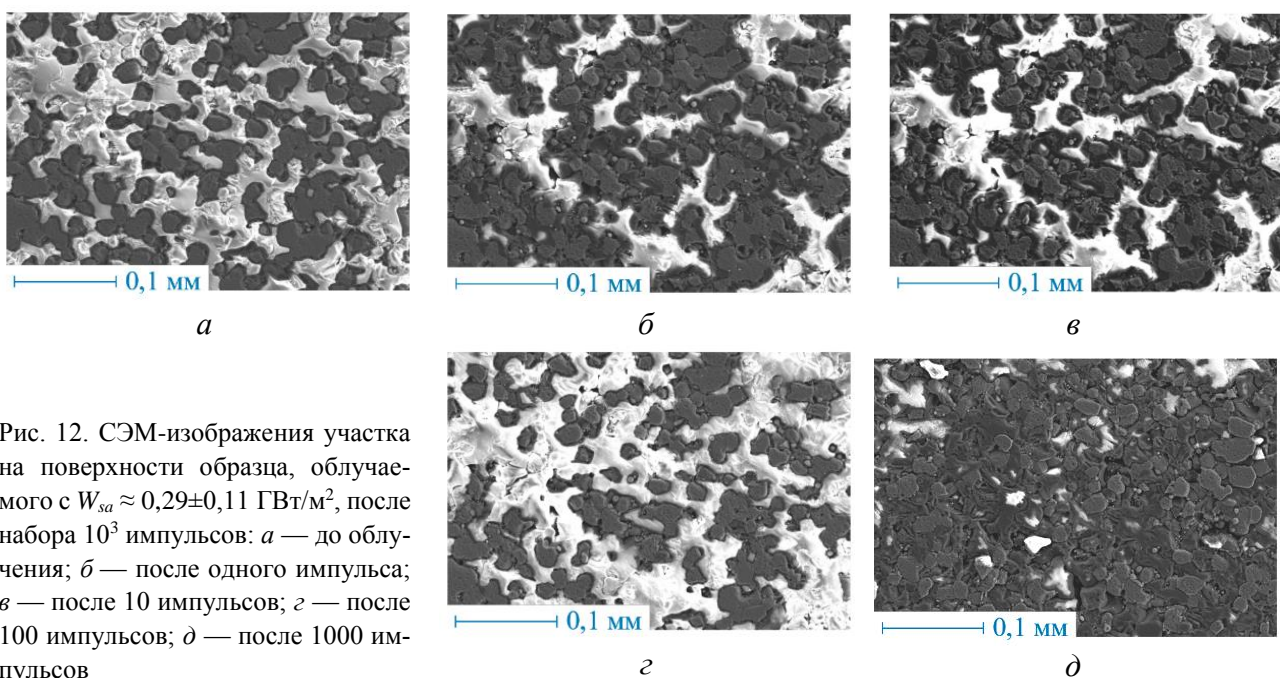


Рис. 12. СЭМ-изображения участка на поверхности образца, облучаемого с $W_{sa} \approx 0,29 \pm 0,11$ ГВт/м², после набора 10^3 импульсов: *a* — до облучения; *б* — после одного импульса; *в* — после 10 импульсов; *г* — после 100 импульсов; *д* — после 1000 импульсов

Нагрев при $W_{sa} \approx 0,58 \pm 0,14$ ГВт/м². Набор 100 импульсов с поверхностной плотностью мощности около 0,5 ГВт/м² привёл к значительной эрозии участков, содержащих как Al и AlN, так и TiB₂ (рис. 13 и 14). При этом вплоть до 10 импульсов модификация облучаемой поверхности была связана в основном с эрозией алюминийсодержащей составляющей (см. рис. 13, *a—в* и 14, *a—в*).

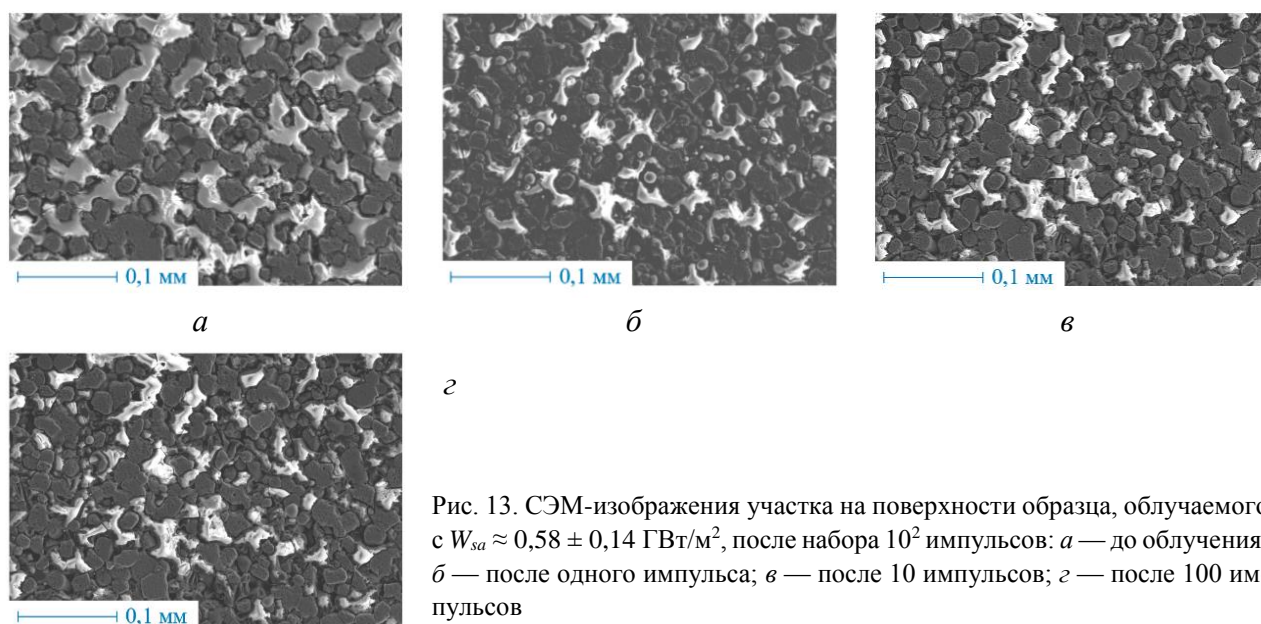


Рис. 13. СЭМ-изображения участка на поверхности образца, облучаемого с $W_{sa} \approx 0,58 \pm 0,14$ ГВт/м², после набора 10² импульсов: *a* — до облучения; *б* — после одного импульса; *в* — после 10 импульсов; *г* — после 100 импульсов

Более интенсивный нагрев поверхности позволил зарегистрировать обрабатываемые сигналы ИК-детекторов пирометрической системы диагностики. Для наглядной демонстрации изменения динамики нагрева в результате эрозии рассмотрим изменение средних температур для трёх временных интервалов: $0,69 \text{ мс} < t < 0,71 \text{ мс}$, $0,96 \text{ мс} < t < 0,98 \text{ мс}$, $1,06 \text{ мс} < t < 1,08 \text{ мс}$. Такой выбор позволяет отследить поведение температуры на стадии нагрева, в области максимального нагрева, а также на стадии остывания в ходе каждого из 100 лазерных импульсов. Зависимость средней температуры для указанных временных интервалов от числа импульсов показана на рис. 15. Хорошо видно, что средняя температура поверхности в трёх временных интервалах демонстрирует тенденцию к понижению вплоть до 20 импульсов. После этого падение температуры прекращается и начинается её рост с провалом в диапазоне 50—60 импульсов.

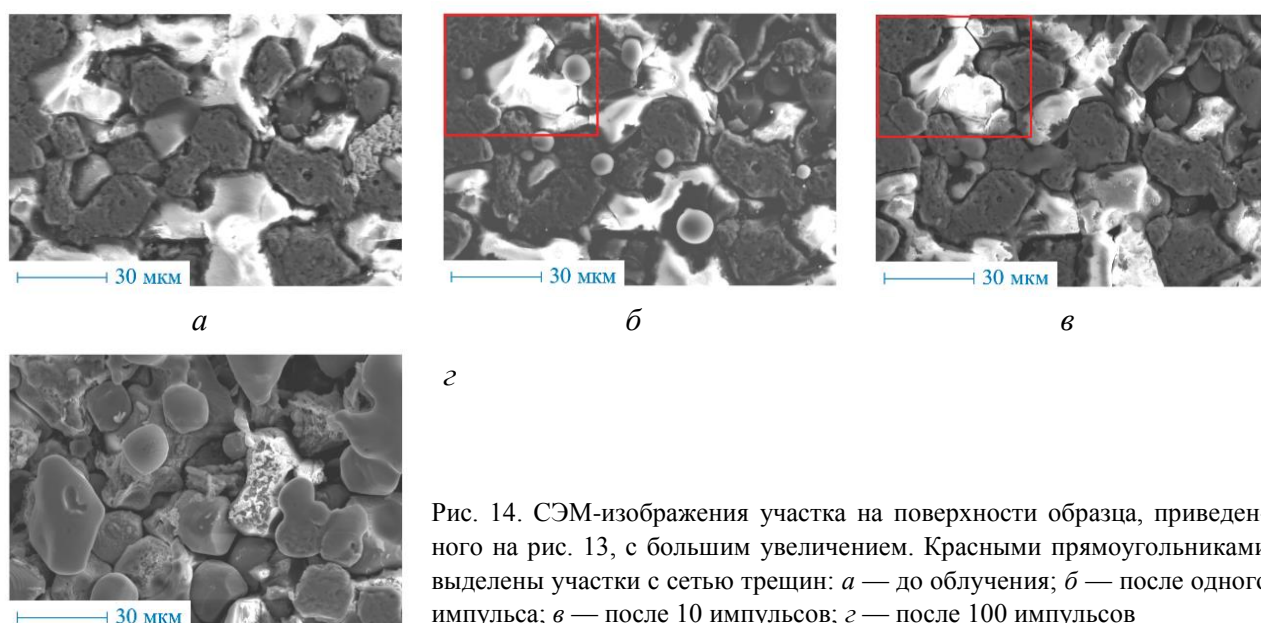


Рис. 14. СЭМ-изображения участка на поверхности образца, приведенного на рис. 13, с большим увеличением. Красными прямоугольниками выделены участки с сетью трещин: *a* — до облучения; *б* — после одного импульса; *в* — после 10 импульсов; *г* — после 100 импульсов

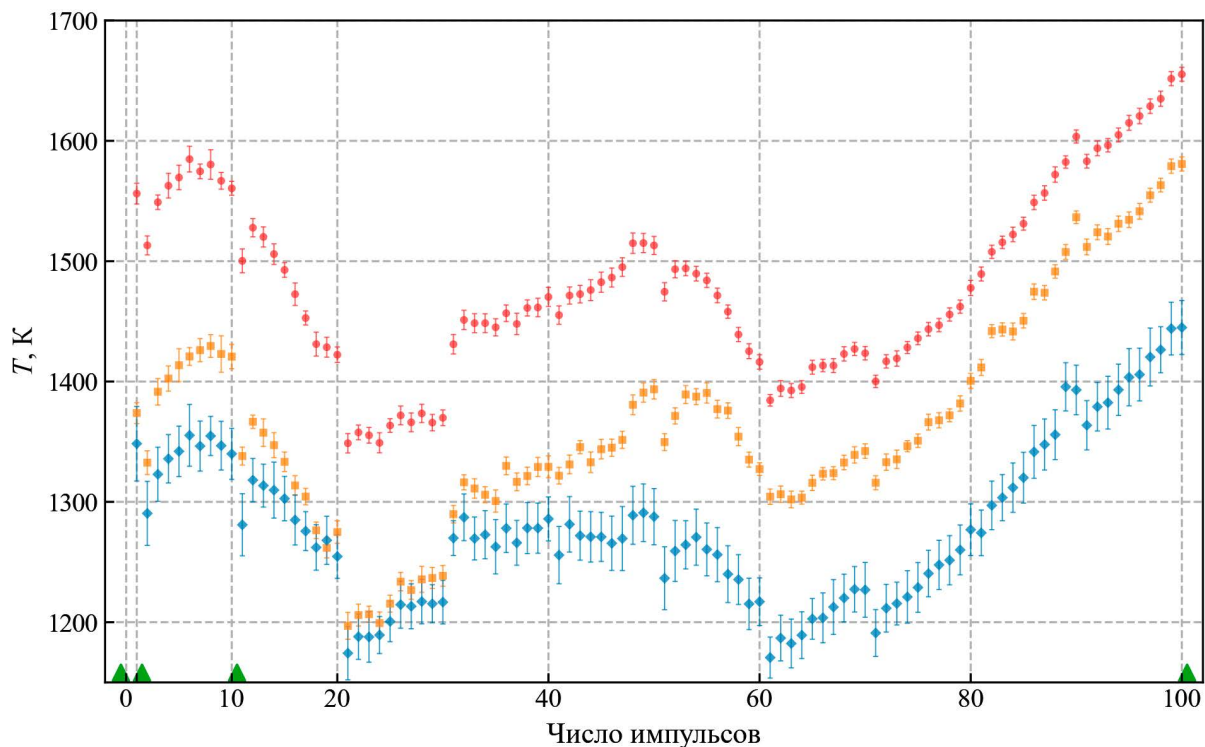


Рис. 15. Зависимость от числа лазерных импульсов средних температур поверхности образца для трёх временных интервалов при $W_{sa} \approx 0,58 \pm 0,14$ ГВт/м²: ■ — $0,69 \text{ мс} < t < 0,71 \text{ мс}$; ● — $0,96 \text{ мс} < t < 0,98 \text{ мс}$; ◆ — $1,06 \text{ мс} < t < 1,08 \text{ мс}$; ▲ — исследование на СЭМ

Исходя из полученных данных, можно сделать следующие предположения. Замедление нагрева может быть связано с улучшением теплоотвода от поверхности вследствие перераспределения оставшегося объема алюминийсодержащей составляющей (что видно на рис. 13, а—в и 14, а—в). Сравнение фотографий на рис. 13, б и 13, в, сделанных после воздействия на поверхность одного и 10 лазерных импульсов соответственно, позволяет отметить незначительное изменение содержания алюминийсодержащей составляющей в наблюдаемой области. При этом форма большинства светлых участков изменилась, что позволяет сделать предположение о перераспределении алюминийсодержащей добавки в прогреваемом слое. Расплавленный алюминий, предположительно, мог заполнять поры, способствуя улучшению теплоотвода от поверхности. Однако в результате значительного отделения алюминийсодержащей составляющей от поверхности образца начинается эрозия TiB₂, проявляющаяся в виде растрескивания (что видно на рис. 14), отделения и плавления отдельных зёрен данной керамики из-за локального перегрева (см. рис. 13, з и 14, з). Рост максимальной достигаемой в ходе импульса температуры может быть связан с увеличением коэффициента поглощения лазерного излучения вследствие удаления значительной доли алюминийсодержащей добавки с поверхности образца, а также с образованием подповерхностных повреждений. Образование поперечных трещин, видимых на поверхности, может сопровождаться зарождением подповерхностных продольных трещин, локально затрудняющих теплоотвод [40, 42].

Характеристика нижнего порога интенсивности тепловой нагрузки. Результаты анализа *post mortem* показали, что эрозия керамики AlN—TiB₂ начинается с повреждения алюминийсодержащей составляющей. Поэтому было важно понять, какую максимальную нагрузку способна выдержать поверхность образца до начала эрозии с изменением шероховатости в результате однократного теплового воздействия. Для этих целей были использованы данные, полученные с использованием системы диагностики рассеиваемого излучения [14]. О начале модификации поверхности свидетельствует изменение углового распределения диффузно рассеиваемого поверхностью излучения зондирующего лазера. Так как эрозия начинается при нагреве поверхности до температур ниже минимального регистрируемого

порога, то минимальная нагрузка характеризовалась с использованием параметра потока тепла F_{hf} [14, 43]. Данная величина следует из решения одномерного уравнения теплопроводности с постоянными коэффициентами и пропорциональна температуре в случае малой глубины распространения тепла по сравнению с характерным минимальным поперечным линейным размером нагреваемой области. Характерная глубина распространения тепла может быть оценена следующим образом:

$$\lambda_h \sim \sqrt{\frac{\chi t_h}{c_v \rho}},$$

где χ — теплопроводность; t_h — характерное время нагрева; c_v — теплоёмкость; ρ — плотность. Оценка сверху для времени нагрева $t_h \approx 1$ мс даёт результат $\lambda_h \sim 0,2$ мм, что меньше ширины на полувысоте радиального распределения поверхностной плотности мощности нагрева лазерным излучением $D_h \sim 2,2$ мм (см. рис. 3). В силу практически постоянной поверхностной плотности мощности нагрева в течение импульса (см. рис. 4) параметр потока тепла можно оценить как $F_{hf}(t) \approx W_{sa}(t)\sqrt{t}$ [43].

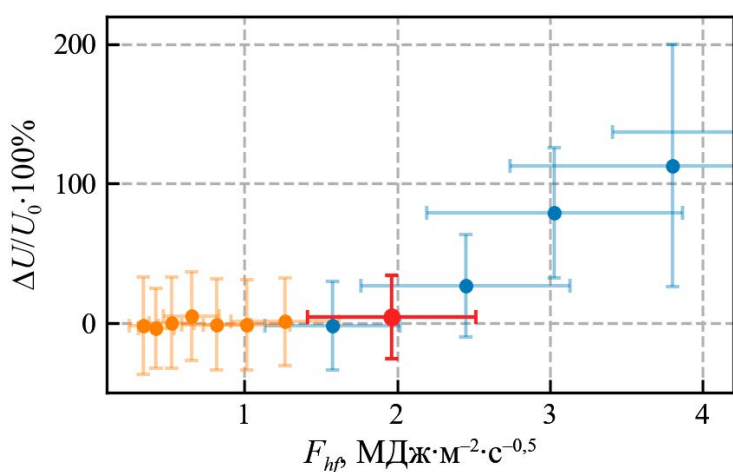


Рис. 16. Зависимость относительного изменения уровня сигнала $\Delta U/U_0 \cdot 100\%$, регистрируемого системой диагностики рассеиваемого излучения, от параметра потока тепла F_{hf} : ● — среднее $\Delta U/U_0$; ● — $F_{hf} = 2,0 \pm 0,5$ МДж·м⁻²·с^{-0,5}; ● — точки, для которых заведомо известно, что модификация поверхности отсутствует

содержащей добавки. Повреждение TiB₂ происходит в случае отделения существенного объёма алюминийсодержащей добавки.

Сравнение пороговых значений F_{hf} , соответствующих началу эрозии AlN—TiB₂, карбида бора (B₄C) и вольфрама (W), приведённое на рис. 18, говорит о достаточно низкой устойчивости AlN—TiB₂ к однократному импульсному нагреву. Данная композиционная керамика значительно проигрывает вольфраму с точки зрения пороговой импульсной нагрузки, приводящей к процессу отделения частиц материала с поверхности (в случае вольфрама образование трещин приводит к образованию микрочастиц [46]). С другой стороны, результаты экспериментов показывают, что алюминийсодержащая составляющая играет важную роль в повышении устойчивости AlN—TiB₂ к импульсному нагреву. Наблюдения показали, что повреждение TiB₂ начинается, как правило, после заметной эрозии алюминийсодержащей составляющей. Алюминийсодержащая составляющая, заполняя полости, повышает теплопроводность и механическую прочность образца. Таким образом, керамики на основе TiB₂ выглядят перспективными материалами для изготовления защиты обращённых к плазме компонентов термоядерного реактора в силу удовлетворительной устойчивости TiB₂ к импульсному нагреву, однако необходимы усовершенствование технологии производства и поиск оптимального материала-добавки.

На рис. 16 показаны данные, полученные с использованием системы диагностики рассеиваемого поверхностью лазерного излучения. Согласно полученным данным, изменение шероховатости поверхности начинается в случае достижения параметром потока тепла значения $F_{hf} = 2 \pm 0,5$ МДж·м⁻²·с^{-0,5}.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 17 приведены сводные результаты многократного (~10⁴ шт.) облучения керамики AlN—TiB₂ ЭЛМ-подобными импульсами длительностью $t_h \approx 1$ мс для четырёх вариантов интенсивности теплового воздействия W_{sa} : $0,11 \pm 0,03$, $0,22 \pm 0,05$, $0,29 \pm 0,07$ и $0,58 \pm 0,14$ ГВт/м². Эрозия керамики в основном связана с повреждением или плавлением поверхности алюминий-

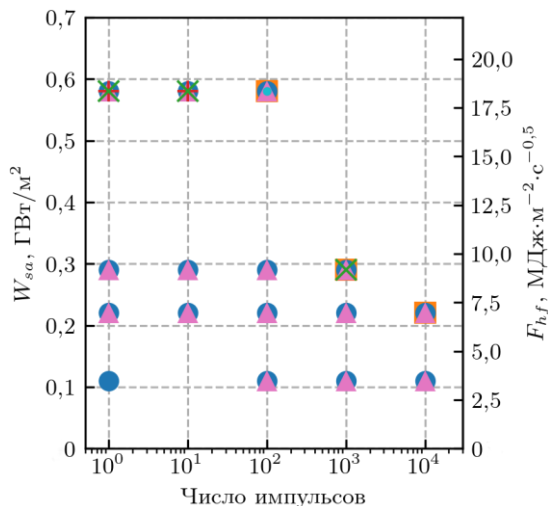


Рис. 17. Сопоставление эрозионного процесса, протекающего на поверхности AlN—TiB₂, и интенсивности импульсного теплового воздействия, охарактеризованного поверхностной плотностью мощности нагрева W_{sa} и параметром потока тепла F_{hf} . ● — отделение AlN; ▲ — плавление AlN; ■ — отделение TiB₂; * — растрескивание TiB₂; + — растрескивание AlN; ● — плавление TiB₂

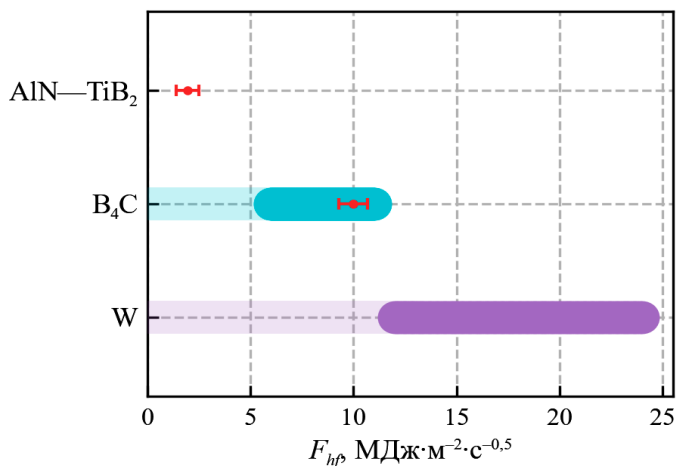


Рис. 18. Сравнение пороговых значений F_{hf} , соответствующих началу эрозии поверхности AlN—TiB₂ (отделение AlN), карбида бора B₄C (выкрашивание) [14] и вольфрама W (растрескивание) при однократном воздействии [43, 44] и в случае облучения 10³—10⁴ импульсами [45]: — оценка; -●- — эксперимент; — публикации

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования эрозии композиционной керамики AlN—TiB₂ в результате воздействия импульсно-периодической тепловой нагрузки позволяют сформулировать следующие выводы. Эрозия в основном связана с повреждением алюминийсодержащей составляющей. Алюминийсодержащая составляющая, как было показано в ходе исследований образца, представляет собой смесь нитрида алюминия и свободного алюминия. Данная составляющая играет важную роль в повышении устойчивости керамики к тепловому воздействию: заполняя поры, она способствует улучшению теплопроводности и механической прочности. Наличие свободного алюминия в составе приводит к заполнению кратеров, образовавшихся в результате эрозии, что помогает продлить срок службы керамики, т.е. наличие сравнительно легкоплавкой составляющей в виде свободного алюминия позитивно сказывается на устойчивости керамики к тепловому воздействию. Однако сами по себе Al и AlN обладают достаточно низкой устойчивостью к импульсному нагреву. При значительном удалении алюминийсодержащей составляющей из прогреваемого слоя начинается значительное повреждение TiB₂, что приводит к ускоренной потере вещества. При продолжении исследований перспектив применения данного материала в качестве защиты обращённых к плазме компонентов необходимо детально исследовать процесс эрозии и оценить масштабы выхода Al и TiB₂, которые могут оказаться существенными.

Как упоминалось во введении, использование алюминия в качестве конструкционного материала обращённых к плазме компонентов дейтерий-тритиевого реактора может привести к накоплению долгоживущего радиоактивного изотопа ²⁶Al. Поэтому выход с поверхности керамики свободного алюминия является критичной проблемой рассмотренного материала. В связи с этим дальнейшее исследование вопроса о применении композиционных керамик на основе TiB₂ требует изменения состава. Наличие в составе такой керамики сравнительно легкоплавкой добавки может играть позитивную роль в увеличении её срока службы в качестве защитного материала обращённых к плазме компонентов термоядерной установки.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 25-11-00154).

Авторы выражают благодарность А.В. Красильникову за предоставленные образцы и обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pitts R.A. et al.** A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S48—S56.
2. **Greenwald M.** Alcator C-Mod and the high magnetic field approach to fusion. — In: *Magnetic Fusion Energy*. Woodhead Publishing, 2016, p. 295—332.
3. **Neu R. et al.** ASDEX Upgrade. — In: *Magnetic Fusion Energy*. Woodhead Publishing, 2016, p. 93—118.
4. **Philipps V. et al.** Overview of the JET ITER-like Wall Project. — *Fusion Eng. and Des.*, 2010, vol. 85, № 7, p. 1581—1586.
5. **Tsuru D. et al.** Design, research and development for plasma facing components in JT-60SA. — *Physica Scripta*, 2020, vol. 2020, № T171, p. 014023.
6. **Genova S.D. et al.** Modelling of tungsten contamination and screening in WEST plasma discharges. — *Nuclear Fusion*, 2021, vol. 61, № 10, p. 106019.
7. **Biedermann C. et al.** Spectroscopy of highly charged tungsten ions relevant to fusion plasmas. — *Physica Scripta*, 2009, vol. 2009, № T134, p. 014026.
8. **Hopkins G. et al.** Fusion reactor design with ceramics. — *Nuclear Eng. and Des. Fusion*, 1985, vol. 2, № 1, p. 111—143.
9. **Yehia A. et al.** Ceramic SiC/B₄C/TiC/C composites as plasma facing components for fusion reactors. — *J. of Nuclear Materials*, 1996, vol. 233—237, p. 1266—1270.
10. **Kötterl S. et al.** Development of Thick B₄C Coatings for the First Wall of W7-X. — *Physica Scripta*, 2001, vol. 2001, № T91, p. 117—123.
11. **Позняк И.М. и др.** Поведение вольфрама с покрытием из карбида бора при воздействии интенсивных плазменных потоков. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 99—110.
12. **Пискарев П.Ю. и др.** Покрытия на обращенной к плазме поверхности первой стенки: анализ и термоциклические испытания электронным пучком на стенде «ЦЕФЕЙ-М». — Там же, с. 111—121.
13. **Begrambekov L.B., Buzhinskij O.I.** Features and advantages of boron carbide as a protective coating of the tokamak first wall. — *Plasma Devices and Operations*, 2007, vol. 15, № 3, p. 193—199.
14. **Cherepanov D.E. et al.** In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics. — *Nuclear Materials and Energy*, 2023, vol. 36, p. 101495.
15. **Nishio S. et al.** Prototype tokamak fusion reactor based on SiC/SiC composite material focusing on easy maintenance. — *Fusion Eng. and Des.*, 2000, vol. 48, № 3, p. 271—279.
16. **Katoh Y. et al.** Current status and recent research achievements in SiC/SiC composites. — *J. of Nuclear Materials*, 2014, vol. 455, № 1, p. 387—397.
17. **Abrams T. et al.** Evaluation of silicon carbide as a divertor armor material in DIII-D H-mode discharges. — *Nuclear Fusion*, 2021, vol. 61, № 6, p. 066005.
18. **Coburn J. et al.** Erosion characterization of SiC and Ti₃SiC₂ on DIII-D using focused ion beam micro-trenches. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 19, p. 316—323.
19. **Morrell R.** Handbook of properties of technical and engineering ceramics. Part 1. An introduction for the engineer and designer. London. National Physics Laboratory, 1985.
20. **Rubel M. et al.** Overview of wall probes for erosion and deposition studies in the TEXTOR tokamak. — *Matter. and Radiation at Extremes*, 2017, vol. 2, p. 87—104.
21. **Будаев В.П. и др.** Эффекты дугообразования при действии плазмы на вольфрамовые компоненты первой стенки в токамаке. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, т. 42, вып. 1, с. 51—56.
22. **Fedrigucci A. et al.** Comprehensive Screening of Plasma-Facing Materials for Nuclear Fusion. — *PRX Energy*, 2024, vol. 3, № 4, p. 043002.
23. **Lide D.R. et al.** CRC Handbook of chemistry and physics. 84th Edition. — CRC Press, 2003. 2475 p.
24. **Marrienssen W. et al.** Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data. — Springer, 2005. 1121 p.
25. **Ross R.B. et al.** Metallic Materials Specification Handbook. 4th Edition. — Springer, 2013. 830 p.
26. **Linke J. et al.** Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. — *Matter. and Radiation at Extremes*, 2019, vol. 4, p. 056201.
27. **Brooks J. et al.** Temperature limit of a graphite divertor surface due to self-sputtering and radiation enhanced sublimation. — *J. of Nuclear Materials*, 1990, vol. 170, № 2, p. 179—182.

28. **Slack G.A. et al.** The intrinsic thermal conductivity of AlN. — *J. of Physics and Chemistry of Solids*, 1987, vol. 48, № 7, p. 641—647.
29. **Munro R.G.** Material Properties of Titanium Diboride. — *J. of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 2000, vol. 105, p. 709—720.
30. **Loarer T.** Fuel retention in tokamaks. — *J. of Nuclear Materials*, 2009, vol. 390—391, p. 20—28.
31. **Doyle B.L., Vook F.L.** Hydrogen trapping and re-emission in TiB₂ coatings for tokamaks upon thermal, pulsed electron and laser annealing. — *Ibid.*, 1979, vol. 85—86, p. 1019—1023.
32. **Fahrenholtz W.G. et al.** Refractory diborides of zirconium and hafnium. — *J. of the American Ceramic Society*, 2007, vol. 90, № 5, p. 1347—1363.
33. **Lynam A.** Thermal Spraying of Ultra-High-Temperature Ceramics: a Review on Processing Routes and Performance. — *J. of Thermal Spray Technology*, 2022, vol. 31, p. 745—779.
34. **Loryan V.E., Borovinskaya I.P.** Aluminum Combustion in Nitrogen. — *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 2003, vol. 39, № 5, p. 525—533.
35. **Smither R.K., Greenwood L.R.** Measurement of the ²⁷Al(*n*, 2*n*)²⁶Al reaction cross section for fusion reactor applications. — *J. of Nuclear Materials*, 1984, vol. 123, № 1—3, p. 1071—1077.
36. **Leonard A.W.** Edge-localized-modes in tokamaks. — *Physics of Plasmas*, 2014, vol. 21, № 9, p. 090501.
37. **Kim S.K. et al.** Highest fusion performance without harmful edge energy bursts in tokamak. — *Nature Communications*, 2024, vol. 15, p. 3990.
38. **Красильников А.В. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепции, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
39. **Cherepanov D. et al.** Erosion of boron carbide coating due to high pulse number transient heat loads. — *Plasma Science and Technology*, 2025, vol. 27, p. 115601.
40. **Morris A.S., Langari R.** Temperature Measurements. — In: *Measurements and Instrumentation: Theory and Application* Waltham. Academic Press, 2012, p. 372.
41. **Ordal M.A. et al.** Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths. — *J. Opt. Soc. Am. A*, 1988, vol. 27, № 6, p. 1203—1209.
42. **Arakcheev A.S. et al.** On the mechanism of surface-parallel cracks formation under pulsed heat loads. — *Nuclear Materials and Energy*, 2020, vol. 20, p. 100677.
43. **Pintsuk G. et al.** Investigation of tungsten and beryllium behavior under short transient events. — *Fusion Eng. and Des.*, 2007, vol. 82, № 15—24, p. 1720—1729.
44. **Vyacheslavov L.N. et al.** In-situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 2021, vol. 544, p. 152669.
45. **Huber A. et al.** Investigation of the impact of transient heat loads applied by laser irradiation on ITER-grade tungsten. — *Physica Scripta*, 2014, vol. 2014, № T159, p. 014005.
46. **Vasilyev A.A. et al.** Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 2366—2370.



Дмитрий Евгеньевич Черепанов, научный сотрудник, к.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; младший научный сотрудник; Институт химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Кутателадзе, д. 18, Россия
D.E.Cherepanov@inp.nsk.su



Александр Владимирович Бурдаков, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; заведующий кафедрой; Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, просп. Карла Маркса, д. 20, корп. 1, Россия
A.V.Burdakov@inp.nsk.su



Леонид Николаевич Вячеславов, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
L.N.Vacheslavov@inp.nsk.su



Михаил Алексеевич Голосов, научный сотрудник, к.х.н.; Институт химии твёрдого тела и механохимии СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Кутателадзе, д. 18, Россия
golosov@solid.nsc.ru



Александр Александрович Касатов, научный сотрудник; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; старший преподаватель; Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия
A.A.Kasatov@inp.nsk.su



Галина Геннадьевна Лазарева, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; Российский университет дружбы народов имени Патриса Лумумбы, 117198, Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 6, Россия
lazarevanovosibirsk@gmail.com



Вазген Эдвардович Лорян, главный научный сотрудник, д.т.н.; Институт структурной макрокинеки и проблем материаловедения им. А.Г. Мержанова РАН, 142432, Черногоровка, ул. Академика Осипьяна, д. 8, Россия
loryan@ism.ac.ru



Владимир Андреевич Попов, младший научный сотрудник; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; старший преподаватель; Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия
V.A.Popov@inp.nsk.su



Георгий Андреевич Рыжков, инженер-исследователь; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
ryzhkov.george98@gmail.com

Статья поступила в редакцию 17 июня 2025 г.

После доработки 17 сентября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 71 — 86.

УДК 537.534.9

РЕАЛИЗАЦИЯ АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ РАСЧЁТОВ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛЕНИЯ И РАССЕЙЯНИЯ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ТВЁРДОГО ТЕЛА

И.А. Никитин, Н.Е. Ефимов, Д.Н. Синельников

НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Для кодов, моделирующих взаимодействие плазмы с поверхностью, необходимы данные о распылении и отражении частиц. Для получения этих данных зачастую используются программы, основанные на приближении парных соударений, например, SDTrimSP. В статье описан разработанный вспомогательный код для расчётов параметров распылённых и рассеянных частиц в программе SDTrimSP. Данный код применим для запуска и обработки результатов расчётов, включая аппроксимацию коэффициентов распыления и распределений частиц по углу вылета в зависимости от угла падения и начальной энергии. Приведено сравнение методов генерации параметров частиц с заданными характерными распределениями: аппроксимированным многочленами Лежандра и распределением типа «бабочек». Также исследуется применимость представления распределения ионов по телесному углу в виде произведения азимутальной и полярной частей. Показано, что многочлены Лежандра лучше описывают получаемые зависимости количества распылённых частиц от полярного угла, чем «бабочки». Результаты планируется использовать при создании модуля взаимодействия плазмы с поверхностью в разрабатываемом коде Монте-Карло, предназначенном для расчёта транспорта примесей и рабочего газа в термоядерных установках.

Ключевые слова: распыление, SDTrimSP, приближение парных соударений, моделирование краевой плазмы, взаимодействие плазмы с поверхностью.

IMPLEMENTATION OF AUTOMATED CALCULATIONS FOR SPUTTERING AND SCATTERING CHARACTERISTICS DURING ION BOMBARDMENT OF A SOLID

I.A. Nikitin, N.E. Efimov, D.N. Sinelnikov

NRNU MEPhI, Moscow, Russia

Codes that model plasma-surface interaction require data on particle sputtering and reflection. To obtain this data, programs based on the binary collision approximation, such as SDTrimSP, are often used. This paper describes a developed auxiliary code for calculating the parameters of sputtered and scattered particles in the SDTrimSP program. This code is applicable for running simulations and post-processing the results, including the approximation of sputtering yields and particle distributions over the ejection angle as a function of incident angle and energy. A comparison of methods for sampling particle parameters with given characteristic distributions is presented: one approximated by Legendre polynomials and the other a “butterfly”-type distribution. The applicability of representing the ion distribution over the solid angle as a product of azimuthal and polar parts is also investigated. It is shown that Legendre polynomials describe the obtained dependencies of the number of sputtered particles on the polar angle better than the “butterfly” distribution. The results are planned to be used in creating a plasma-surface interaction module within a Monte Carlo code under development, intended for calculating the transport of impurities and working gas in fusion devices.

Key words: sputtering, SDTrimSP, binary collision approximation, edge plasma simulation, plasma-surface interaction.

1. ВВЕДЕНИЕ

В термоядерных установках (ТЯУ) взаимодействие плазмы с поверхностью (ВПП) сильно зависит от конструкции и материалов обращённых к плазме элементов (ОПЭ) и оказывает существенное влияние на режимы работы и эксплуатацию ТЯУ. Проектирование термоядерных установок или других плазменных устройств, а также интерпретация и экстраполяция экспериментальных данных требуют математического моделирования ВПП и транспорта примесей в краевой плазме в многопараметрическом пространстве. Примером кода для такого моделирования может служить ERO 2.0 [1], применяющийся для трёхмерного моделирования методом Монте-Карло транспорта примесей в краевой плазме и исследования взаимодействия плазмы с поверхностью. В основе таких кодов независимо от конкретного метода расчётов находится вычисление элементарных актов взаимодействия частиц плазмы с поверхностью.

В качестве исходных данных для таких программ требуются коэффициенты распыления и отражения, а также распределения распылённых и отражённых частиц по энергии и углам, которые могут быть получены с использованием кодов, моделирующих взаимодействие ионов с поверхностью твёрдого тела. Такие коды могут использовать в своей основе различные подходы, например, часто используются приближение парных соударений (ППС) и молекулярная динамика (МД). Использование МД позволяет учитывать не только парное, но и многочастичное молекулярное взаимодействие. Однако МД имеет ряд ограничений по моделируемому объёму (10^4 — 10^6 атомов) и максимальному потоку частиц в силу ограничений по производительности [2] и требуемой памяти, а ещё зависит от типа выбранного потенциала взаимодействия. Этот потенциал обычно определяется с помощью ещё более точных и затратных расчётов, основанных на теории функционала плотности (DFT) [3]. Поэтому часто ППС, даже если оно пренебрегает большинством молекулярных эффектов, является лучшим способом моделирования взаимодействия ионов с поверхностью, особенно при довольно больших начальных энергиях $\gg 1$ кэВ, когда кулоновские соударения имеют наибольшее значение. На методе МД основываются, например, программы LAMMPS [4], PARCAS [5]. ППС применяется в таких кодах, как [6], MARLOWE [7], программах семейства TRIM, таких как TRIM [8], TRIDYN [9], SDTrimSP [10]. На практике используются расчёты этих и других типов, включая прямое использование DFT. Выбор метода расчёта зависит от требуемой точности, диапазона параметров. Так, в ERO для получения зависимости коэффициента распыления от энергии и угла падения ППС применяется для определения угловой зависимости, а МД — для определения энергетической зависимости в области низких энергий.

2. ОПИСАНИЕ КОДА SDTRIMSP

Программы, основанные на ППС, рассматривают процессы в твёрдом теле как последовательность (каскады по несколько сотен актов) парных столкновений между частицами в мишени. В результате анализа движения этих частиц могут быть определены дифференциальные и интегральные характеристики рассеянных, распылённых, внедрённых частиц, в том числе количество частиц, распылённых за единицу времени, по отношению к потоку первичных частиц, углы и энергии вылета, распределения внедрённых частиц по глубине и т.д.

SDTrimSP 6.02 [10] — это программа для моделирования взаимодействия ионов с поверхностью в ППС, сочетающая преимущества TRIDYN (возможность расчётов в статическом или динамическом режиме) и TRIM.SP (возможность параллельных расчётов). Мишень в SDTrimSP 6.02 является одномерной (может задаваться только распределение элементов по глубине, поверхность считается гладкой) и аморфной. SDTrimSP позволяет пользователю выбирать многие параметры: потенциал взаимодействия, включая KrC-потенциал, потенциалы Циглера, Мольера и другие [10], способ расчёта интегралов рассеяния, механизм учёта неупругих потерь энергии и другие параметры. Движение частиц в мишени отслеживается до того момента, пока они не покинут её или их энергия не уменьшится до значения энергии связи. Одной из ключевых характеристик для определения количества распылённых частиц является поверхностная энергия связи, она определяет энергетический барьер. В SDTrimSP по умолчанию она задаётся равной теплоте сублимации для данного вещества, но может быть изменена пользователем. Это особенно важно для смешанных систем, поверхностей, где имеют значение кристаллизация, фазы и прочие эффекты, которые нельзя учесть в предположении равномерного аморфного перемешивания элементов. Этот код широко используется для исследования процессов распыления [11—13] и рассеяния [14, 15].

3. АВТОМАТИЗАЦИЯ СЕРИЙ РАСЧЁТОВ В SDTRIMSP

Для SDTrimSP уже существует графический интерфейс [16], позволяющий представлять в удобной форме результаты расчётов различных параметров распылённых и рассеянных частиц, но в данной программе невозможен расчёт с изменением значений энергии, угла падения и соотношения элементов в мишени, что необходимо для моделирования изменения состава поверхности обращённых к плазме элементов в результате распыления и переосаждения, как, например, в коде [17].

Нам требуется большая функциональность, поэтому создан вспомогательный код (БК) для автоматизированных серий расчётов SDTrimSP, схема которого представлена на рис. 1. БК состоит из двух основных модулей: модуль, осуществляющий расчёты, и модуль для обработки полученных результатов. Первый модуль реализован на языке программирования RUST [18]. Исходными данными для данного кода являются образцы входных файлов для SDTrimSP, а также пользовательский файл формата JSON [19] с параметрами осуществляемого вычисления. В качестве изменяемых величин могут задаваться энергии, углы падения первичного потока, состав мишени и другие параметры, используемые в SDTrimSP. В процессе работы программы проводятся вычисления для каждого набора параметров для сетки по энергиям и углам, причём есть возможность задавать значения с равномерным шагом в задаваемом пользователем диапазоне либо с неравномерным шагом, определяемым геометрической прогрессией. Неравномерный шаг необходим, так как зависимость коэффициента распыления от угла падения и энергии наиболее резко меняется в областях больших углов и низких энергий вблизи порога распыления. БК создаёт директории с модифицированными входными файлами SDTrimSP и запускает в этих директориях расчёты. Так как при переборе возможных сочетаний параметров по энергии и по углу получается большое количество расчётов, извлечение данных из файлов, содержащих результаты расчётов, осуществляется блоками, количество расчётов в каждом из которых задаётся пользователем. С использованием программы ISInCa [20] могут быть получены распределения распылённых и рассеянных частиц по углам и энергиям. Также распределение частиц по углам и энергиям, получаемое в стандартных выходных файлах SDTrimSP, сохраняется в формате, предложенном В. Экштайном в статье [21] и используемом во многих кодах, в том числе ERO. Полученные данные (файлы в JSON-формате) содержат коэффициенты распыления и отражения для частиц, а также их энергию, среднюю глубину происхождения распылённых частиц, среднюю глубину внедрения.



Рис. 1. Диаграмма активности (блок-схема) работы БК для массовых вычислений с помощью SDTrimSP

4. АППРОКСИМАЦИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАСПЫЛЕНИЯ

Второй модуль кода, предназначенный для обработки полученных результатов, написан на языке программирования Python и используется для построения графиков по полученным данным и аппроксимации полученных результатов.

Для расчётов, представленных в данной статье, использовался КгС-потенциал, статистика не меньше 10^6 частиц, в качестве метода расчёта интегралов рассеяния применялся MAGIC, который является более быстрым, чем другие доступные методы, а максимальная ошибка при нахождении угла рассеяния в системе центра масс не превышает 1% [10]. В качестве энергии связи бериллия использовалось значение по умолчанию в SDTrimSP 3,31 эВ.

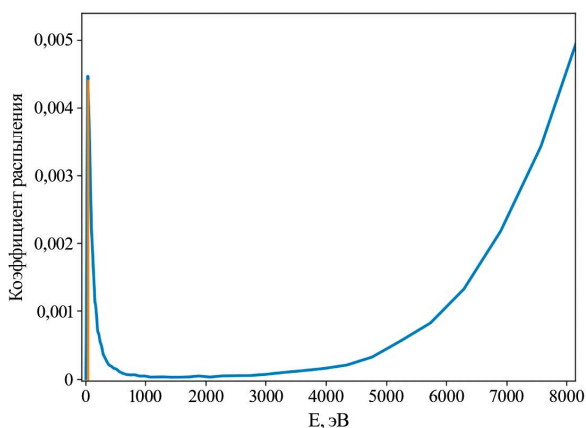


Рис. 2. Зависимость коэффициента распыления от энергии для бериллиевой поверхности под воздействием атомов D, угол падения $\theta = 89^\circ$, оранжевая линия соответствует $E = 40$ эВ

Из-за ограничений, связанных с использованием приближения парных столкновений, получаемые результаты при низких энергиях могут быть нефизическими. Чтобы не допустить использования таких результатов, нужно осуществлять проверку получаемых данных. Для контроля полученных данных может применяться построение графиков зависимостей рассчитанных коэффициентов от угла падения и энергии первичных частиц. Это позволяет обнаруживать на более ранних этапах данные, которые нужно исключать или рассматривать отдельно, например, на рис. 2 представлена зависимость коэффициента распыления для случая D—Be от энергии при угле падения 89° , отсчитываемом от нормали к поверхности, на которой после максимума при энергии примерно 40 эВ и уменьшения коэффициента

распыления с энергией в районе 6 кэВ наблюдается возрастание коэффициента распыления, что не соответствует обычному виду зависимости коэффициента распыления от энергии, имеющей один максимум.

Для упрощения использования полученных данных угловые и энергетические зависимости коэффициента распыления аппроксимируются формулой Экштайна [22]

$$Y_0(E_{in}) = \frac{q}{2} \frac{\left(\frac{E}{E_{th}} - 1\right)^\mu \ln(1 + 1,2288\varepsilon)}{\lambda + \left(\frac{E}{E_{th}} - 1\right)^\mu \left[\varepsilon + 0,1728\sqrt{\varepsilon} + 0,008\varepsilon^{0,1504}\right]}, \quad (1)$$

где q , μ , λ , E_{th} являются параметрами; $\varepsilon = \frac{Ea_L}{Z_1Z_2e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2}$ — приведённая энергия; a_L — длина экранирования Линдхарда.

Угловая зависимость определяется формулой

$$Y(E_{in}, \alpha) = Y_0(E_{in}) \left(\cos \left[\left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \frac{\pi}{2} \right)^c \right] \right)^{-f} \exp \left(b \left(1 - 1 / \cos \left[\left(\frac{\alpha}{\alpha_0} \frac{\pi}{2} \right)^c \right] \right) \right), \quad (2)$$

где c , f , b — параметры, зависящие от E ; $\alpha_0 = \pi - \arccos \sqrt{\frac{1}{1 + E_0 / E_{sp}}}$; E_{sp} — энергия связи.

Одним из параметров для Y_0 является пороговая энергия распыления E_{th} , ниже которой эта составляющая, а значит и весь Y обращаются в 0. Порог распыления крайне важен с точки зрения ВПП в токамаках — он часто определяет выбор режима работы. В созданный ВК для автоматизации расчётов была

добавлена функция, позволяющая с использованием предварительных расчётов в SDTrimSP с большой статистикой тестовых МК-частиц $\sim 10^5$ определять E_{th} . Параметр q определяет максимальную величину коэффициента распыления, μ определяет скорость уменьшения коэффициента распыления при энергиях, близких к порогу, λ определяет начало уменьшения коэффициента распыления [22]. Они находятся с использованием метода наименьших квадратов и зависят от выбранных первичных частиц и состава мишени. Параметры для энергетической зависимости находятся для коэффициентов распыления при нормальном падении первичного пучка, параметры для угловой зависимости находятся для каждого значения начальной энергии с использованием в качестве коэффициента распыления при нормальном падении значения формулы (1) с ранее полученными параметрами q , μ , λ , E_{th} . На рис. 3 представлено сравнение аппроксимации с исходными рассчитанными значениями.

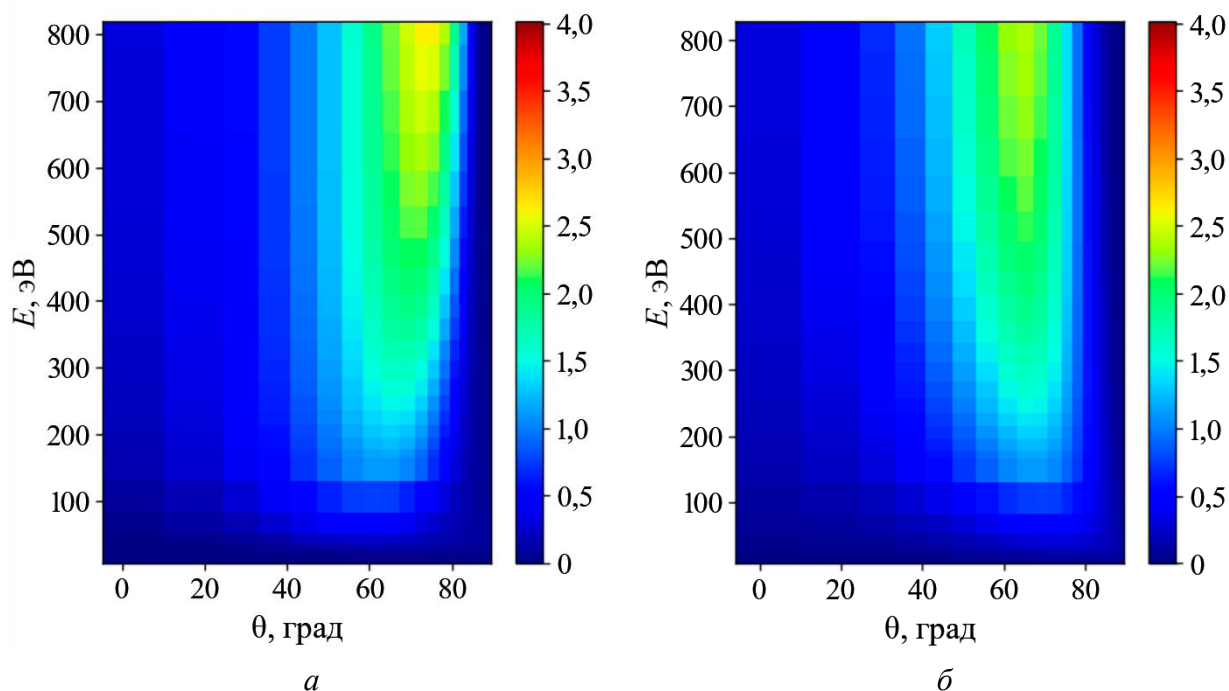


Рис. 3. Зависимость коэффициента распыления от угла падения и энергии первичных частиц для случая Ве—Ве: *a* — расчёт в SDTrimSP, $Y_{calc}(E, \theta)$; *б* — аппроксимация результатов расчёта формулой Экштайна [22], $Y_{appr}(E, \theta)$

5. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЫЛЁННЫХ ЧАСТИЦ

Распределения распылённых и рассеянных частиц могут храниться в формате, описанном в [21]. В этом случае сохраняются значения энергий, полярных и азимутальных углов, определяемые следующим образом:

— $f(E, \theta, \varphi) \sin(\theta) dE d\theta d\varphi$ — вероятность того, что распылённый или рассеянный ион будет обладать энергией $[E; E+dE]$ и его скорость будет направлена в телесный угол $\sin(\theta) dE d\theta d\varphi$, θ — полярный угол, отсчитываемый от нормали к поверхности, φ — азимутальный угол, скорость первичного пучка направлена в $\varphi = 0$. Есть набор значений Q_i , например, в [21] $Q_i = [0,1, 0,3, 0,5, 0,7, 0,9]$;

— находятся значения энергий, удовлетворяющие условию

$$Q_i = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta \int_0^{E_i} f(E, \theta, \varphi) dE}{\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta \int_0^{+\infty} f(E, \theta, \varphi) dE}; \quad (3)$$

для каждого интервала энергий находятся значения полярного угла, удовлетворяющие условию (2.1.2)

$$Q_j = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^{\theta_j} \sin(\theta) d\theta \int_{E_{i\text{prev}}}^{E_{i\text{next}}} f(E, \theta, \varphi) dE}{\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \sin(\theta) d\theta \int_{E_{i\text{prev}}}^{E_{i\text{next}}} f(E, \theta, \varphi) dE}, \quad (4)$$

где $E_{i\text{prev}}$, $E_{i\text{next}}$ определяют интервал энергий;

— для каждого интервала энергий и полярных углов находятся значения азимутального угла, удовлетворяющие условию

$$Q_k = \frac{\int_{-\varphi_k}^{\varphi_k} d\varphi \int_{\theta_{j\text{prev}}}^{\theta_{j\text{next}}} \sin(\theta) d\theta \int_{E_{i\text{prev}}}^{E_{i\text{next}}} f(E, \theta, \varphi) dE}{\int_{-\pi}^{\pi} d\varphi \int_{\theta_{j\text{prev}}}^{\theta_{j\text{next}}} \sin(\theta) d\theta \int_{E_{i\text{prev}}}^{E_{i\text{next}}} f(E, \theta, \varphi) dE}, \quad (5)$$

где $\theta_{j\text{prev}}$, $\theta_{j\text{next}}$ определяют интервал полярных углов.

Для генерации угла и энергии по этим таблицам разыгрываются три равномерно распределённых случайных числа ξ_E , ξ_θ , $\xi_\varphi \in [0, 1]$. Для нахождения значений энергии и углов используется линейная интерполяция. Однако, несмотря на то, что такой подход позволяет учитывать зависимость распределений по углам от энергии расплывённых частиц, использование линейной интерполяции даёт довольно грубое описание зависимостей, так как в этом случае распределение будет столбчатым.

Другим вариантом описания распределения расплывённых частиц является применение аналитических выражений, например, для распределения по полярному углу может использоваться сверхкосинусоидальное распределение

$$f(\theta) = \cos^n(\theta), \quad (6)$$

где θ — угол от нормали к поверхности.

Однако при малых энергиях оно не применимо, и зачастую используется распределение вида «бабочек» [23], которое было установлено эмпирически в линейных плазменных устройствах PISCES-B [24] и PSI-2:

$$f(\theta) = A \cos^n(\theta) - B \cos^m(\theta), \quad (7)$$

где A , B , n , m — параметры для оптимальной аппроксимации.

Распределения «бабочки» не всегда хорошо описывают результаты моделирования. Для более точных описаний можно использовать многочлены Лежандра в форме, схожей с применяемой в [25], но с учётом того факта, что $f(0) \neq 0$, соответственно лучше использовать следующий вариант:

$$f(\theta) = \sum_{n=0}^m A_n \cos(\theta) P_n(2\sin(\theta) - 1), \quad (8)$$

где P_n — многочлен Лежандра порядка n .

Для сравнения на рис. 4 приведены аппроксимации углового распределения расплывённых частиц в единицу телесного угла с помощью многочленов Лежандра до шестого порядка включительно, «бабочек» и косинусоидального распределения. При нормальном падении и больших энергиях приемлемую точность показывают все три варианта (см. рис. 4, а). В случае малых энергий максимум расплывённых частиц переходит в область меньших углов, что делает косинусоидальное распределение неприменимым (см. рис. 4, б). Для случая распыления ионами, падающими под скользящими углами, распределение «бабочки» хуже описывает получаемую зависимость числа расплывённых частиц от полярного угла (см. рис. 4, в), что делает использование полиномов Лежандра предпочтительным.

В транспортных задачах, в которых нам известно направление падения распыляющей частицы, может иметь значение не только распределение по полярному, но и по азимутальному углу. Рассмотрим применимость представления распределения расплывённых частиц по углу вылета в виде произведения функций, описывающих азимутальную и полярную части. Для описания распределения расплывённых

частиц по азимутальному углу в ERO для углов падения меньше 45° используется равномерное распределение, а для больших углов — распределение по косинусу [26]. На полученных моделированием распределениях распылённых частиц по углу вылета в случае падения ионов с большой энергией под скользящими углами наблюдается максимум, расположенный на прямой линии (рис. 5, *а*) (полярные углы, близкие к 0, исключены, так как нормировка на телесный угол приводит к резкому возрастанию числа частиц в единицу телесного угла при приближении к 0; распределения по углам нормированы на максимум). Аналогичный максимум встречается и в экспериментальных данных, например, в [27] для случая распыления мишеней Ni и Mo пучком D с энергией первичных ионов 4 кэВ он связан с прямым выбиванием атомов мишени. Для таких случаев из рассматриваемых методов применимо только описание распределения, приведённое в статье В. Экштайна [21]. Однако для моделирования ВПП больший интерес представляют именно низкие энергии (10—200 эВ) первичных ионов, для которых разделение зависимостей от азимутального и полярного углов даёт результат, схожий с изначальным распределением (см. рис. 5, *б*, *в*).

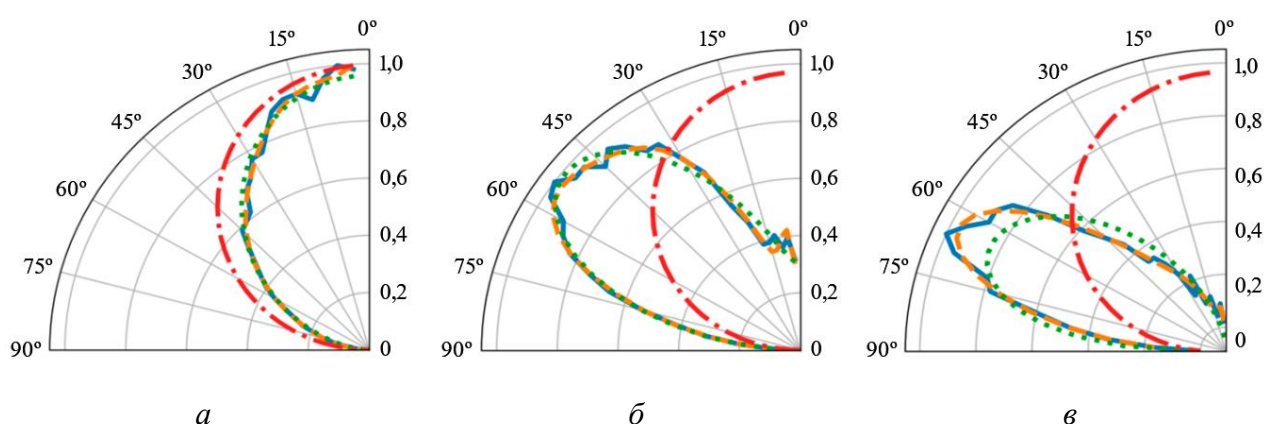


Рис. 4. Нормированное распределение количества распылённых частиц в единицу телесного угла для случая D—Ве: *а* — $E = 160$ эВ, $\theta = 0^\circ$; *б* — $E = 160$ эВ, $\theta = 85^\circ$; *в* — $E = 40$ эВ, $\theta = 85^\circ$; — — SDTrimSP; - - - — полиномы Лежандра до шестого порядка; · · · — распределение «бабочка»; — — cos

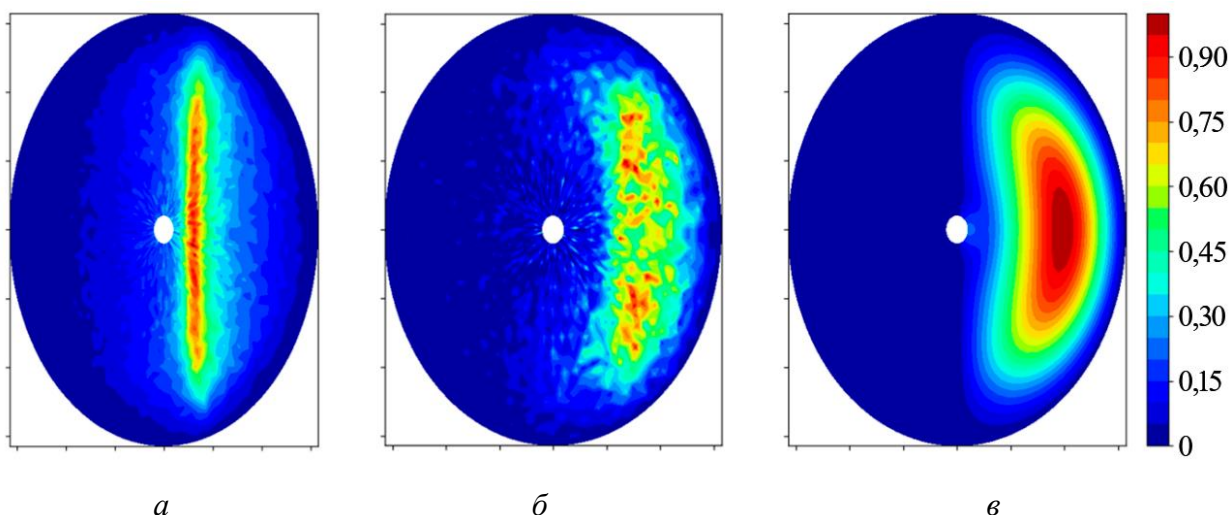


Рис. 5. Распределение числа частиц в единицу телесного угла D—Ве, радиус соответствует полярному углу от 0 до $\pi/2$, отсчитываемому от нормали к поверхности, цвет — число частиц в единицу телесного угла, нормированное на максимум, $\theta = 85^\circ$: *а* — $E = 516$ эВ; *б* — $E = 100$ эВ; *в* — аппроксимация, $E = 100$ эВ. На рис. 5, *б* аппроксимация данных с косинусоидальным распределением по азимутальному углу и многочленами Лежандра по полярному углу ($f(\varphi, \theta) = \cos(\varphi) f(\theta)$)

6. ГЕНЕРАЦИЯ ПОЛЯРНЫХ УГЛОВ ПО ЗАДАННОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ

Для применения полученных аппроксимаций в коде, моделирующем взаимодействие плазмы с поверхностью, необходимо осуществлять генерацию значения полярного угла по имеющемуся распределению. Для генерации полярного угла рассматривались метод обратного преобразования и выборка с отклонением (их более подробное описание может быть найдено в [28]).

Предположим, есть случайная величина x с распределением $f(x)$. Метод обратного преобразования заключается в нахождении функции распределения $F(x) = \int_{-\infty}^x f(x')dx'$, далее генерируется случайное число r , равномерно распределённое на $(0, 1)$, случайная величина x находится из $x = F^{-1}(r)$.

Формула (4) выбрана так, чтобы было проще найти функцию распределения:

$$F(\theta) = g(\theta)/g(\pi/2);$$

$$g(\theta) = A_0 \sin(\theta) / 2 + \sum_{n=1}^m A_n (P_{n+1}(\xi) - P_{n-1}(\xi)) / (2n+1) \begin{vmatrix} 2 \sin(\theta) - 1 \\ -1 \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Для «бабочек» функция распределения находилась интегрированием методом трапеций. И для распределения «бабочек», и для многочленов Лежандра обратная функция распределения определялась численно. Для 20 значений полярного угла находилось значение функции распределения, по этим данным строился линейный сплайн. Для 100 случайных значений в диапазоне $(0, 1)$ с использованием обратного линейного сплайна определялись случайные значения полярного угла.

Для применения выборки с отклонением случайным образом определялась точка в первом квадранте круга единичного радиуса. Все точки, находящиеся вне кривой, описываемой суммой многочленов Лежандра или «бабочками», исключались, значения угла для оставленных точек сохранялись. Сравнение времени генерации полярного угла описанными методами приведено в таблице.

Сравнение времени (мс) генерации полярного угла для многочленов Лежандра и «бабочек» (усреднено по 50 повторам)

Обратный сплайн, многочлены Лежандра (до 6)	Обратный сплайн, «бабочки»	Выборка с отклонением, многочлены Лежандра (до 6)	Выборка с отклонением, «бабочки»
27	30	118	94

Как видно из таблицы, использование многочленов Лежандра сравнимо по производительности с применением распределений «бабочек».

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье описан вспомогательный код, созданный для осуществления автоматизированных расчётов в SDTrimSP и последующей обработки результатов, включающей аппроксимацию получаемых распределений распылённых частиц по полярному углу и зависимостей коэффициента распыления от угла и энергии. Данный вспомогательный код предназначен для формирования базы данных о распылении и отражении при взаимодействии плазмы с поверхностью.

Проведено сравнение методов генерации углов распылённых частиц для распределения по полярному углу, аппроксимированному многочленами Лежандра и «бабочками». Показано, что применение многочленов Лежандра вместо распределения вида «бабочек» позволяет точнее описывать распределение частиц по полярному углу без существенной потери эффективности генерации значений угла. Для контроля производилось сравнение результатов аппроксимации с первоначальными данными о распределении частиц по полярному углу. Предпочтительным методом генерации полярных углов является метод обратного преобразования.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FSWU-2025-0006). При проведении работ были использованы ресурсы высокопроизводительного вычислительного центра НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Romazanov J. et al.** First ERO2.0 modeling of Be erosion and non-local transport in jet ITER-like wall. — *Physica Scripta*, 2017, vol. T170, 014018 (10 p.).
2. **Neyts E.C., Brault P.** Molecular Dynamics Simulations for Plasma-Surface Interactions. — *Plasma Process. Polym.*, 2017, vol. 14, p. 1600145.
3. **Hernandez N.C., Sanz J.F.** From periodic DFT calculations to classical molecular dynamics simulations. — *Computational Materials Science*, 2006, vol. 35, p. 183—186.
4. **Plimpton S.** Fast Parallel Algorithms for Short-Range Molecular Dynamics. — *J. Comp. Phys.*, 1995, vol. 117, p. 1—19.
5. **Nordlund K. et al.** Defect production in collision cascades in elemental semiconductors and fcc metals. — *Phys. Rev. B*, 1998, vol. 57, p. 7556—7570.
6. **Babenko, P.Y. et al.** Simulation of Polycrystalline Beryllium Sputtering by H, D, T Atoms. — *Technical Physics*, 2023 vol. 68, p. 662—669.
7. **Robinson M.T., Torrens I.M.** Computer simulation of atomic-displacement cascades in solids in the binary-collision approximation. — *Phys. Rev. B*, 1974, vol. 9, № 12, p. 5008—5024.
8. **Biersack J.P., Haggmark L.G.** A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in amorphous targets. — *Nuclear Instr. and Methods*, 1980, vol. 174, p. 257—269.
9. **Möller W., Eckstein W.** Tridyn — a TRIM simulation code including dynamic composition changes. — *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research B2*, 1984, vol. 2, p. 814—818.
10. **Mutzke A. et al.** IPP report SDTrimSP. Version 6.00, 2019. 91 p.
11. **Mutzke A., Bandelow G., Schneider R.** Sputtering of mixed materials of beryllium and tungsten by hydrogen and helium. — *J. of Nuclear Material*, 2015, vol. 467, p. 413—417.
12. **Hofsäss H., Zhanga K., Mutzke A.** Simulation of ion beam sputtering with SDTrimSP, TRIDYN and SRIM. — *Applied Surface Science*, 2014, vol. 310, p. 134—141.
13. **Morrissey L.S. et al.** Sputtering of surfaces by ion irradiation: a comparison of molecular dynamics and binary collision approximation models to laboratory measurements. — *J. Appl. Phys.*, 2021, vol. 130, p. 013302.
14. **Wilhelm R.A.** On the missing single collision peak in low energy heavy ion scattering. — *Nuclear Instr. and Methods in Physics Research B*, 2023, vol. 544, p. 165123.
15. **Efimov N. et al.** On the possibility of quantitative W—Cr—Y analysis by grazing ion-surface scattering spectroscopy. — *Ibid.*, 2024, vol. 546, p. 165177.
16. **Szabo P.S. et al.** Graphical user interface for SDTrimSP to simulate sputtering, ion implantation and the dynamic effects of ion irradiation. — *Ibid.*, 2022, vol. 522, p. 47—53.
17. **Schmid K., Reinelt M., Krieger K.** An integrated model of impurity migration and wall composition dynamics for tokamaks. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, p. S284—S288.
18. **Bugden W., Alahmar A.** Rust: the Programming Language for Safety and Performance. — In: 2nd International Graduate Studies Congress (IGSCONG'22). Turkey, 08—11 June 2022, p. 497—505.
19. **Teng Lv, Ping Yan, Weimin He.** Survey on JSON Data Modelling. — *J. of Physics: Conf. Series*, 2018, vol. 1069, p. 012101.
20. **Никитин И.А., Синельников Д.Н., Гришаев М.В., Ефимов Н.Е.** Программа IScInCa для анализа результатов Монте-Карло моделирования взаимодействия атомов с поверхностью твёрдого тела. Свидетельство о регистрации программы для ЭВМ № 2024682709, 26 сентября 2024 г.
21. **Eckstein W., Heifetz D.B.** Data sets for hydrogen reflection and their use in neutral transport calculations. — *J. of Nuclear Materials*, 1987, vol. 145—147, p. 332—338.
22. **Eckstein W., Preuss R.** New fit formulae for the sputtering yield. — *J. of Nuclear Materials*, 2003, vol. 320, p. 209—213.
23. **Martynenko Y.V. et al.** Angular Distribution of Atoms during the Magnetron Sputtering of Polycrystalline Targets. — *Tech. Phys.*, 2012, vol. 57 (4), p. 439—444.
24. **Nishijima D. et al.** Sputtering properties of tungsten ‘fuzzy’ surfaces. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, p. S96—S99.
25. **Kumpulainen H.A. et al.** Impact of bivariate energy and angular atomic impact spectra on tungsten erosion in JET. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2025, vol. 67, p. 055044.
26. **Eksaeva A. et al.** Surface roughness effect on Mo physical sputtering and re-deposition in the linear plasma device PSI-2 predicted by ERO2.0. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 19, p. 13—18.

27. **Becerra-Acevedo R., Bohdansky J., Eckstein W., Roth J.** Spherical angular distribution of atoms sputtered with energetic deuterium at grazing incidence. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B2, 1984, vol. 2, p. 631—634.
28. **Ross S. M.** Simulation. Fourth edition. — Houston: Elsevier, Inc., 2006.

НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, Россия



Иван Андреевич
Никитин, инженер
ianikitin@mephi.ru



Никита Евгеньевич
Ефимов, младший
научный сотрудник
neefimov@mephi.ru



Дмитрий Николаевич Си-
нельников, старший науч-
ный сотрудник, доцент,
к.ф.-м.н.
dnsinenyikov@mephi.ru

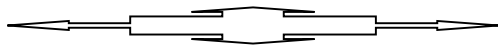
Статья поступила в редакцию 12 ноября 2025 г.

После доработки 1 декабря 2025 г.

Принята к публикации 11 декабря 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 87—96.



ВТСП



УДК 538.945

РАЗРАБОТКА СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СУБКABELЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТАХ

Д.Н. Диев, В.В. Гурьев, А.В. Наумов

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Создание крупногабаритных магнитных систем для устройств термоядерного синтеза требует новых подходов к разработке сверхпроводниковых токонесущих элементов. Ввиду ряда особенностей высокотемпературных сверхпроводников хорошо зарекомендовавшие себя низкотемпературные кабели в оболочке не могут быть соответствующим образом адаптированы. В настоящей статье рассмотрена концепция использования так называемых субкабелей: заранее подготовленных и стабилизированных сборок ВТСП-лент. Описаны результаты разработки, изготовления и испытаний ряда экспериментальных образцов ВТСП-субкабелей: показаны различные конструкции и методы их изготовления, даны результаты измерений критического тока при температуре жидкого азота для разных диаметров изгиба. Проведено обсуждение результатов и сделаны выводы о применимости такого подхода при разработке токонесущих элементов.

Ключевые слова: сверхпроводимость, кабели, токамак.

DEVELOPMENT OF SUPERCONDUCTING SUBCABLES FOR HIGH-CURRENT CABLES

D.N. Diev, V.V. Guryev, A.V. Naumov

NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Creating large scale magnet systems for thermonuclear synthesis devices requires new approaches for superconducting cables development. Due to high-temperature superconductors specific properties, such superconducting cables cannot be based on well-developed low-temperature cables template. In this paper we describe the concept of so called subcables — prefabricated stabilized stacks of HTS tapes. Development process is described as well as experimental properties of different subcable samples: the paper shows different sub-cable designs as well as means for their production, critical current measurements at liquid nitrogen temperature for different bending diameters are described. The paper discusses results and gives conclusions on future usage of subcables for high-current cables.

Key words: superconductivity, cables, tokamak.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возросший интерес к созданию устройств термоядерного синтеза ставит новые задачи перед прикладной сверхпроводимостью. В настоящее время в разработке находятся несколько крупных проектов по созданию УТС [1, 2] с возможной перспективой выхода технологии на промышленную генерацию электроэнергии. Эти проекты объединят общие требования к итоговым параметрам: компактность, высокая температура плазмы и, как следствие, использование высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) для создания магнитных систем. В свою очередь, ВТСП-индустрия, несмотря на значительный прогресс в области фундаментальных исследований и материаловедения, пока не имеет готовых технологических решений по созданию соответствующих магнитных систем: существуют ограничения по механическим напряжениям, приложенным к ВТСП-лентам, диапазону рабочей температуры обмоток для требуемой плотности тока, радиационной безопасности и потерям энергии на переменном токе.

Имеющийся опыт изготовления токонесущих элементов (ТНЭ) для намотки крупногабаритных магнитных систем [3, 4] показывает, что подход, апробированный при использовании низкотемпературной сверхпроводимости (НТСП) на основе круглых проволок, неприменим при работе с ВТСП. Использование ТНЭ в виде кабеля из составных элементов, заключённых в стальную оболочку, оказывается неоправданным с точки зрения защиты сверхпроводника. Механические нагрузки на ВТСП-ленту при изготовлении ТНЭ, особенно при компактировании оболочки, практически гарантированно повреждают

сверхпроводник вплоть до полной потери им токонесущей способности. Кроме того, перед разработчиком токонесущего элемента встают две фактически взаимоисключающие задачи: с одной стороны, необходимо обеспечить достаточную степень свободы ВТСП-лент при изготовлении, чтобы избежать механических повреждений, с другой стороны, необходимо обеспечить полную фиксацию лент в процессе работы готовой магнитной системы, чтобы исключить возможные смещения лент, приводящие к преждевременному переходу в нормальное состояние.

Это приводит к необходимости разработки новых конструкционных решений, которые учитывают, а в идеальном варианте эффективно используют особенности единичных ВТСП-проводников — их слоистую ленточную геометрию, неудобную для многих стандартных решений, а также специфику их поведения под внешними воздействиями.

Одним из вариантов применения ВТСП является отказ от концепции токонесущих элементов как таковых с намоткой катушки непосредственно ВТСП-лентой [5—7]. В этом случае число операций, проводимых с лентой, существенно снижается, следовательно, снижаются накопленная механическая усталость и вероятность повреждения проводника. С другой стороны, изготовление магнитов такого рода требует высокой точности изготовления деталей и сложной технологии пропайки обмотки. Кроме того, остаётся нерешённой проблема своевременного детектирования возникновения нормальной зоны и защиты ВТСП от перегорания.

Подход с применением субкабелей является попыткой объединения эти двух подходов к созданию магнитных систем: с одной стороны, токонесущий элемент представляет собой наборный кабель (с оболочкой или без неё), с другой — в качестве элементарной токонесущей единицы используется не отдельная ВТСП-лента, а некоторая их связка — субкабель. В данной работе для отработки технологии и экспериментальной проверки подхода в целом изготовлено и испытано несколько прототипов субкабелей с разными вариантами конструкции.

2. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ

Первый прототип изготовлен из десяти ВТСП-лент (для изготовления всех прототипов использовались ленты производства «С-Инновации»), спаянных припоем ПОСК 50-18. Оболочка изготавливалась из отожжённой медной трубки диаметром 6 мм со стенкой 1 мм, пропущенной через вальцы для придания сечению нужной формы и разрезанной на две половины. Половины оболочки лудились изнутри и напаялись на стопку из ВТСП-лент. Как показали дальнейшие испытания, подобный метод нанесения оболочки ненадёжен (оболочка склонна отслаиваться при изгибе прототипа) и сложно реализуем машинным методом. Схема поперечного сечения образца показана на рис. 1.

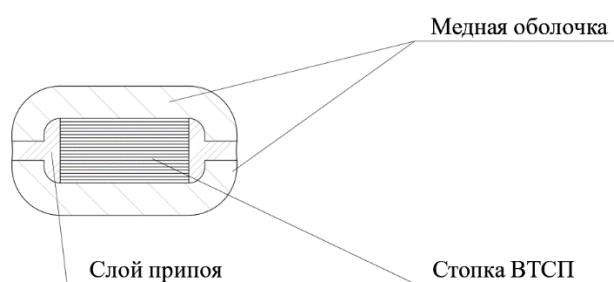


Рис. 1. Схема поперечного сечения субкабеля с цельномедной оболочкой

В дальнейшем метод изготовления медной оболочки был пересмотрен: при изготовлении ВТСП-стопки на крайние слои напаялась медная лента шириной 4 мм и толщиной 0,2 мм. Затем на готовую стопку навивалась медная лента шириной 4 мм и толщиной 50 мкм, предварительно залуженная припоем индий—олово. Навив вёлся в два слоя в противоположном направлении для обеспечения большей жёсткости конструкции. После осуществления навива вся конструкция фиксировалась в паяльных направляющих и нагревалась до температуры плавления индий-оловянного припоя. Оболочка, изготовленная таким образом, отличается большей, чем цельномедная трубка, гибкостью, кроме того, её конструкция исключает отслаивание при изгибе субкабеля. Схема образца с плетёной оболочкой показана на рис. 2.

По данной технологии изготовлено три образца субкабеля на десять ВТСП-лент каждый: в первом стопка ВТСП/медь была спаяна припоем ПОСК 50-18, при этом все ленты были направлены сверхпроводящим слоем в одну сторону; во втором стопка спаяна припоем ПОС-61, укладка ВТСП-лент

проводилась таким образом, чтобы пять лент «смотрели» сверхпроводящим слоем в одну сторону, пять — в другую, что обеспечивало симметричность субкабеля; в третьем образце ленты были уложены так же, как и во втором, но спайка всех элементов субкабеля, включая оболочку, проводилась индий-оловянным припоем. Все образцы имели длину около 100 см (100, 90 и 95 см соответственно).

Наконец, был изготовлен образец субкабеля с непропаянной стопкой ВТСП-лент общей длиной 600 мм. Для закрепления была использована смесь вакуумной смазки и медного порошка. Медь обеспечивала электропроводность смеси, а смазка, в свою очередь, застывала при охлаждении до криогенных температур, фиксируя стопку в заданном положении. Оболочка образца изготавливалась по той же схеме, что и ранее: двуслойное плетение лужёной медной лентой с последующей пропайкой. Случайный спай ВТСП-лент в стопке исключался из-за наличия вакуумной смазки в составе пропиточной смеси. Дополнительно на концах образца ВТСП-ленты были спаяны между собой, что позволяло беспрепятственно заводить ток в каждую ленту.

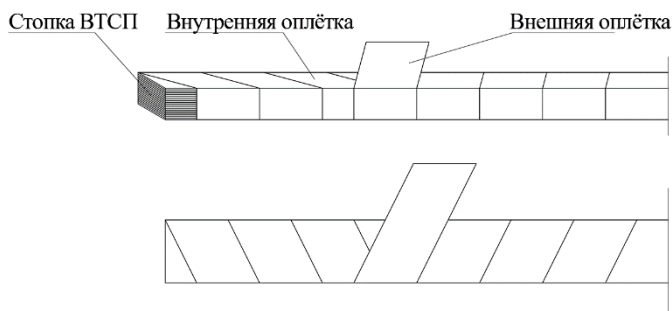


Рис. 2. Схема образца с двухслойной плетёной оболочкой

3. ИСПЫТАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная задача, для решения которой проводились описанные эксперименты, заключалась в выборе конструкции субкабеля для дальнейшей проработки. В конечном итоге необходимо получить токонесущий элемент, пригодный для использования в УТС, т.е. работающий при температурах ниже 20 К и способный выдержать существенные механические нагрузки. На первом этапе, которому и посвящена данная статья, требовалось грубо оценить, способны ли разработанные субкабели работать хотя бы в жидком азоте после относительно щадящих механических воздействий. В случае отрицательного ответа для конкретной конструкции необходимо сделать вывод о причинах неудачи и возможности доработки конструкции.

Измерен критический ток всех образцов в прямом и изогнутом состоянии. Измерения тока проводились четырёхточечным методом при температуре жидкого азота в собственном магнитном поле образца. Изгиб образцов проводился вручную с закреплением на пенопластовую оправку соответствующего диаметра, размеры и жёсткость субкабелей позволяли обойтись без привлечения дополнительных инструментов. С первым прототипом (цельномедная оболочка) проведено большее число экспериментов: поскольку практически сразу наблюдалась отслойка оболочки при изгибе, было решено проводить наблюдения вплоть до явной деградации токонесущих свойств. Все образцы с «плетёной» оболочкой не достигли области пластической деформации при изгибе.

На рис. 3 показан процесс измерения критического тока первого прототипа субкабеля в прямом состоянии. Видны токовые вводы и точки снятия электрического потенциала. Аналогичным образом в том же криостате испытывались все остальные образцы. На рис. 4 даны вольт-амперные характеристики (ВАХ) первого прототипа в процессе постепенного изгиба: прямой образец (чёрная кривая), диаметр 200 см (синяя), диаметр 150 см (голубая), диаметр 100 см (красная), диаметр 75 см (золотая). Явно выражено резкое



Рис. 3. Испытания первого прототипа

падение критического тока при изгибе на диаметр 75 см. Зависимость критического тока образца от диаметра изгиба и зависимость величины наклона начального участка вольт-амперной характеристики, выраженной в единицах сопротивления, от диаметра изгиба даны в табл. 1. Критический ток определялся из критерия «1 мкВ на 1 см длины», линейный участок на графиках явно выражен. Обращает на себя внимание немонотонная зависимость сопротивления начального участка вольт-амперной характеристики с уменьшением диаметра изгиба, что говорит о существенном изменении контактного сопротивления между лентами. Несмотря на то, что ленты спаяны друг с другом по всей длине, контактное сопротивление увеличивается более чем в 20 раз при переходе от диаметра 100 см к диаметру 75 см, что выражается в изменении угла наклона начального линейного участка ВАХ.

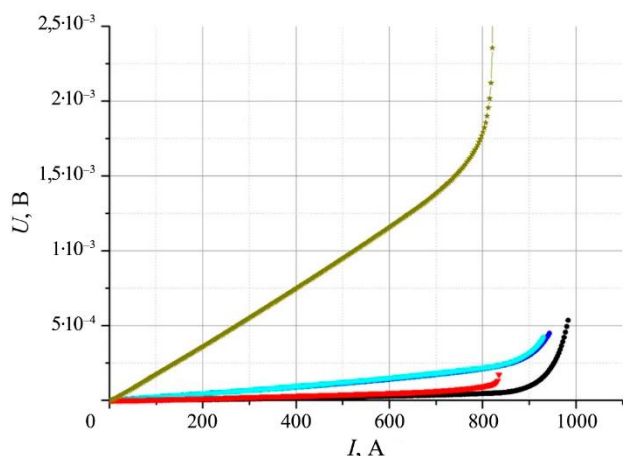


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики первого прототипа на разных стадиях изгиба. Критический ток при изгибе на диаметр 1000 мм получен экстраполяцией степенной зависимости к большим значениям напряжения (красный пунктир), $L = 15$ см: —●— $D = \infty$; —●— $D = 200$; —■— $D = 150$; —▼— $D = 100$; —●— $D = 75$

предельного сопротивления начального участка ВАХ субкабеля (на единицу длины) $r_l = 0,2$ мкОм/см. Таким образом, измеренное значение сопротивления близко предельному $R_{max} = r_l l = 3,4$ мкОм, выше которого стабильная работа субкабеля невозможна из-за ограниченного теплоотвода.

Критический ток единичной ВТСП-ленты в собственном магнитном поле составляет примерно 140 А. Как можно видеть из таблицы, «критический ток» субкабеля, определённый аналогичным образом, т.е. по критерию 1 мкВ/см (за вычетом начального линейного участка), существенно меньше суммы критических токов отдельных лент. Это может быть связано с деформационным состоянием ВТСП-лент в субкабеле, перегревом (порядка T_δ) внутренних лент и на порядок большим собственным полем.

Зависимость критического тока образца субкабеля от диаметра изгиба

№, п/п	Диаметр изгиба, см	Критический ток образца, А	Сопротивление на начальном участке, мкОм
1	Прямой образец	935	0,04
2	200	928	0,26
3	150	920	0,27
4	100	882	0,08
5	75	783	1,93

На рис. 5 показан субкабель (прототип № 1) в процессе изгиба. С левого края видна разрастающаяся трещина в оболочке. На рис. 6 показаны субкабели с плетёной оболочкой до испытаний.

Критерий стабильности токового состояния субкабеля, учитывающий размытость вольт-амперных характеристик, гласит, что тепловыделения в кабеле не должны превышать теплосъём, обеспечиваемый хладагентом при перегреве на характерную величину T_δ [8]:

$$\int jEdS \leq hPT_\delta, \quad (1)$$

где j — плотность транспортного тока; E — напряжённость электрического поля; S — площадь поперечного сечения; P — охлаждаемый периметр; h — коэффициент теплоотдачи; T_δ — допустимая температура перегрева собственным током, зависящая от размытости ВАХ, $T_\delta \approx T_c/n$, T_c — критическая температура; n — параметр нарастания ВАХ при аппроксимации степенной зависимостью.

Для характерных величин перегрева $T_\delta = 2$ К транспортного тока $[j d S = 1000$ А и теплоотдачи $h = 0,04 T_\delta^{2,4}$ Вт/см² [9] из (1) получим оценку предельного

На рис. 7 и 8 даны вольт-амперные характеристики субкабелей с плетёной оболочкой. В случае ПОСК 50-18 (см. рис. 7) образец демонстрирует существенное сопротивление начального участка вольт-амперной характеристики ($\sim 0,02$ мкОм), даже до деформации изгиба. Резкий рост напряжения наблюдается при достижении тока ~ 1044 А. Однако после изгиба на диаметр 80 см (красная кривая) сопротивление начального участка ВАХ значительно снижается. При этом перед областью резкого роста напряжения зарегистрирован участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Предполагаем, что наблюдаемое явление связано с некоторыми изменениями в слоях припоя между ВТСП-лентами при механической деформации субкабеля: могли образоваться трещины, уже существующие дефекты могли развиться или, наоборот, схлопнуться. Все это могло стать причиной точечного нагрева и/или перетекания токов в локальной области. Последующее нарастание напряжения характеризуется значительно большей крутизной по сравнению с образцом до изгиба (что, по-видимому, говорит о локальном разогреве), и наблюдается при токе ~ 570 А значительно меньше тока в субкабеле до изгиба.

Аналогичные закономерности наблюдаются для образца, пропаянного ПОС-61 (см. рис. 8), при изгибе на тот же диаметр. В исходном состоянии (до изгиба) на его ВАХ также регистрируется значительное сопротивление начального участка ($\sim 0,03$ мкОм). В отличие от образца ПОСК в данном случае область отрицательного дифференциального сопротивления присутствует уже в прямом субкабеле. Как и для ВАХ образца ПОСК после изгиба, следом за областью отрицательного дифференциального сопротивления следует резкий рост напряжения. Как и в случае ПОСК, после изгиба сопротивление начального участка ВАХ существенно снижается, что в данном случае позволило зарегистрировать ВАХ субкабеля в более широком диапазоне напряжений и оценить критический ток, составляющий 1032 А, что хорошо согласуется с измерениями субкабеля, спаянного ПОСК.

Зарегистрированные аномалии ВАХ представляют значительный диагностический интерес, поскольку их наличие свидетельствует о скрытых физических процессах, протекающих в субкабеле. Возникновение отрицательного дифференциального сопротивления может говорить о наличии термо-ЭДС или перетекании токов внутри субкабеля и, потенциально, говорит о существенном локальном разогреве образца. Таким образом, даже субкабели, состоящие всего из 10 ВТСП-лент, демонстрируют сложное нелинейное электромеханическое поведение. По-видимому, изменение контактного сопротивления между лентами при изгибе с разбросом более чем на порядок (для прототипа № 1) и появление отрицательного дифференциального сопротивления (для прототипа № 2) связаны с комплексом деформационных воздействий, включающих как термические напряжения при охлаждении до рабочих температур,



Рис. 5. Субкабель с оболочкой из отожжённой медной трубки (прототип № 1)



Рис. 6. Субкабели с плетённой медной оболочкой (прототип № 2)

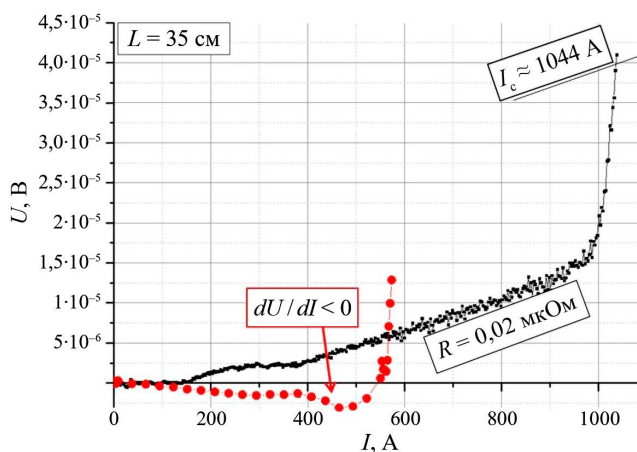


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики субкабеля (прототип № 2) со стопкой, спаянной припоем ПОСК: ВАХ до изгиба (чёрный), ВАХ при изгибе (красный)

так и внешние механические нагрузки. На рис. 9 и 10 показаны фотографии поперечных шлифов, снятых с двух разных участков одного образца.

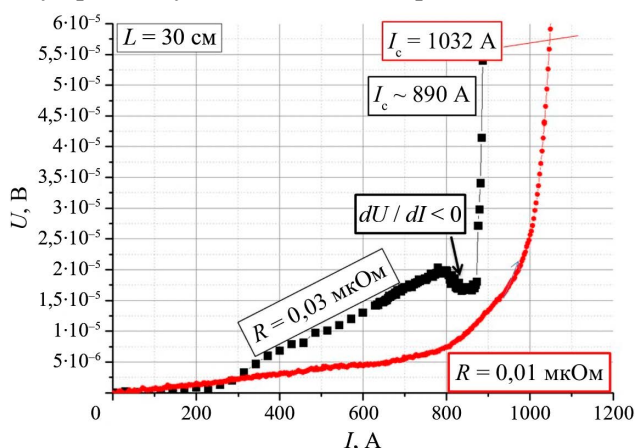


Рис. 8. Вольт-амперные характеристики субкабеля (прототип № 2) со стопкой, спаянной припоём ПОС-61: ВАХ до изгиба (чёрный), ВАХ при изгибе (красный)

между лентами в стопке. Однако сопротивление начального участка ВАХ такого субкабеля превышало 7 мкОм/см, достигая для некоторых образцов 20 мкОм/см. Столь большое сопротивление существенно превышает оценку предельного сопротивления, полученную из (1), что не позволяло обеспечить стабильное токовое состояние более 600 А при транспортных испытаниях.

Как видно на рис. 9 и 10, имеет место поперечное смещение лент друг относительно друга, не превышающее 2—3 толщины ленты (что соответствует величине порядка 100 мкм). Кроме того, наблюдаются пустоты в пропаянной оболочке и щели между отдельными ВТСП-лентами. Такие дефекты могут спровоцировать локальное повышение контактного сопротивления между лентами в субкабеле и являются причиной неоднородного распределения механической нагрузки при изгибе. Обобщить этот результат можно тезисом о том, что процесс пайки негативно сказывается на электромеханическом поведении субкабеля.

Следующим шагом было испытание субкабеля без какого-либо связующего элемента

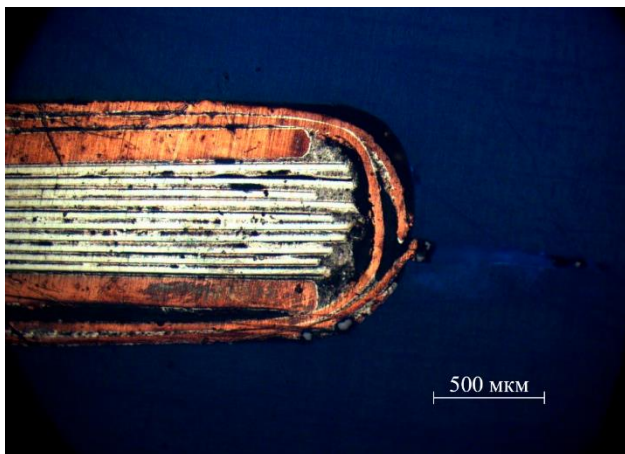


Рис. 9. Макросъёмка поперечного сечения участка субкабеля

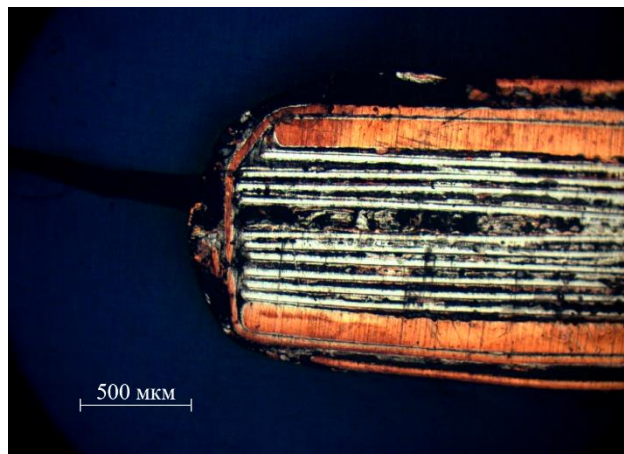


Рис. 10. Макросъёмка поперечного сечения с дефектами

Для уменьшения контактного сопротивления между лентами было предложено использовать в качестве связующего смесь вакуумной смазки и медного порошка (прототип № 3). Такой субкабель при комнатной температуре демонстрировал гибкость на уровне единичных лент, что позволяло без существенных усилий согнуть его на диаметры порядка нескольких сантиметров без оправок или иных приспособлений. Данная особенность конструкции является существенной, поскольку говорит о свободном проскальзывании лент внутри субкабеля относительно друг друга, что потенциально позволяет проводить укладку субкабеля в формер произвольной геометрии. При погружении в жидкий азот происходили застывание межленточного покрытия и фиксация образца в заданной форме. При этом жёсткость такого субкабеля существенно выше, чем жёсткость субкабелей без использования связующего, и сравнима с жёсткостью пропаянных субкабелей. Измеренные вольт-амперные характеристики представлены на рис. 11. Необходимо отметить, что изгибание образца обратимо с точки зрения токонесущей

способности при условии его предварительного отогрева. Деформация образца в не полностью отогретом состоянии (сразу после извлечения из жидкого азота) вызывает увеличение межленточного сопротивления.

На рис. 11 чёрная кривая соответствует прямому образцу, красная — образцу, изогнутому на диаметр 9 см (показан на фотографии), синяя — образцу, разогнутому в «холодном» состоянии, фиолетовая — полному отогреву до комнатной температуры и повторному измерению ВАХ. Наклон начального участка ВАХ прототипа № 3 примерно того же порядка, что и наклоны, зарегистрированные при испытании прототипа № 1 (см. рис. 4, табл. 1), в котором ленты были пропаяны, а критические токи существенно выше, что связано с более выгодным предеформированным состоянием ВТСП-лент в субкабеле «прототип № 3».

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ проблемы изготовления субкабелей выявил базовое противоречие: субкабели должны обладать высокой гибкостью на этапе изготовления и монтажа магнитной системы и одновременно высокой жёсткостью для противодействия значительным пондеромоторным силам в условиях эксплуатации. Поскольку кабелирование и намотка происходят при комнатной температуре, а эксплуатация — при криогенной, перспективным подходом решения подобных противоречий является использование так называемых умных материалов, существенно изменяющих свои свойства при изменении температуры.

В данной работе предложено при конструировании субкабеля использовать вместо припоя смесь вакуумной смазки и медного порошка. Этот связующий материал облегчает скольжение лент и изгиб субкабеля при комнатной температуре, а при охлаждении до криогенных температур застывает, что способствует фиксации ВТСП-лент в заданном положении. Добавление медного порошка обеспечивает контактное электросопротивление существенно ниже порога стабильности токового состояния. Результаты первичных испытаний разработанных субкабелей продемонстрировали контактное сопротивление, сопоставимое с аналогами, использующими различные типы припоев в качестве связующего. При этом гибкость предложенной конструкции при комнатной температуре существенно лучше, что позволяет осуществлять изгиб без потери токонесящей способности на диаметры порядка нескольких сантиметров.

Дополнительно предложена замена оболочки субкабеля с традиционной медной трубки на плетёную оболочку, что значительно повышает технологичность изготовления и исключает риск растрескивания при изгибных деформациях.

Перспективным направлением дальнейшей оптимизации может стать уменьшение габаритных размеров ВТСП-лент, в частности, их ширины, однако подтверждение данной гипотезы требует проведения дополнительных исследований.

Материал статьи подготовлен в рамках работ по тематическому плану НИЦ «Курчатовский институт», приказ № 19 от 9.01.2025.

Авторы выражают благодарность А.Н. Балеву, П.А. Лукьянову и В.Е. Крылову за предоставленные фотоматериалы по шлифам.

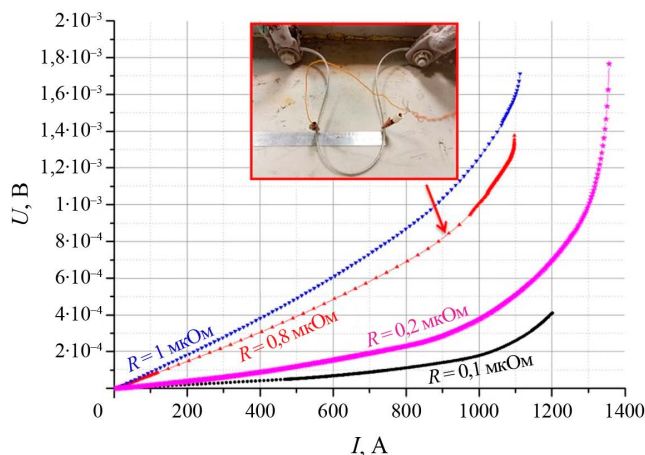


Рис. 11. Вольт-амперные характеристики субкабеля без припоя (прототип № 3), $L = 17$ см: —●— — $D = \infty$; —▲— — $D = 9$; —▼— — $D = \infty_{\text{хол.}}$; —●— — $D = \infty_{\text{теп.}}$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Creely A.J., Greenwald M.J. et al.** Overview of the SPARC tokamak. — *J. of Plasma Physics*, 2020, vol. 86, 865860502, doi; 10.1017/S0022377820001257.
2. **Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985; doi: 10.31857/S0367292121110196.
3. **Диев Д.Н., Гольяпин Я.В., Макаренко М.Н., Наумов А.В., Поляков А.В., Шавкин С.В.** Физико-механические испытания экспериментальных образцов ВТСП токонесущих элементов для сверхпроводниковых магнитных систем перспективных токамаков. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, т. 46, вып. 3, с. 74—80.
4. **Сытник В.Е., Лелехов С.А., Красильников А.В. и др.** Перспективные варианты ВТСП-проводов для электромагнитной системы TRT. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 12, с. 1087—1102.
5. **Golfopoulos T., Michael P.C., Ihloff E. et al.** Building the Runway: A New Superconducting Magnet Test Facility Made for the SPARC Toroidal Field Model Coil. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2024, vol. 34, № 2, p. 0600416.
6. **Vieira R.F., Arsenault D., Barnett R. et al.** Design, Fabrication, and Assembly of the SPARC Toroidal Field Model Coil. — *Ibid.*, p. 0600615.
7. **Hartwig Z.S. et al.** The SPARC Toroidal Field Model Coil Program. — *Ibid.*, p. 0600316.
8. **Клименко Е.Ю.** Прикладная сверхпроводимость: разочарования и надежды. — *УФН*, 2021, т. 191, № 8; <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.01.038918>.
9. **Романовский В.Р., Макаренко М.Н.** Механизмы разрушения сверхпроводимости высокотемпературных сверхпроводников, охлаждаемых жидкими хладагентами, при вводе переменного тока. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, т. 46, вып. 2, с. 87—96.

НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия



Дмитрий Николаевич Диев, старший научный сотрудник
Diev_DN@rrcki.ru



Валентин Васильевич Гурьев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.
guryevvv@mail.ru



Андрей Викторович Наумов, заместитель начальника лаборатории
Naumov_AV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 13 августа 2025 г.

После доработки 13 августа 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 97—104.



УДК 621.039.68

ОПЫТ ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ПРОЕКТА ИТЭР

А.А. Шошин

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

Рассмотрена история подготовки документов и получения лицензии на строительство термоядерного реактора ИТЭР во Франции, показана эволюция количества допускаемого в камере ИТЭР трития. Рассмотрены применённые в проекте технические и организационные решения, обеспечивающие барьеры для распространения радиоактивных материалов, их влияние на проектирование систем реактора. Обсуждены проблемы с демонстрацией заявленных в Отчёте по обоснованию безопасности проектных параметров, в частности, дозы после остановки реактора и методы их решения. Одним из возможных решений, которое может облегчить разработку и строительство термоядерных реакторов, является разработка нормативных требований специально для термоядерных установок.

Ключевые слова: лицензирование, термоядерный реактор, ядерная безопасность, ИТЭР, нейтронная защита, регулирование безопасности.

EXPERIENCE OF LICENSING THE ITER THERMONUCLEAR PROJECT

A.A. Shoshin

*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia,
Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia,
Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

The history of preparation of documents and obtaining a license for construction of the ITER fusion reactor in France is reviewed, and the evolution of the amount of tritium allowed in the ITER chamber is shown. The technical and organizational solutions applied in the project, providing barriers to the propagation of radioactive materials, and their influence on the design of reactor systems are considered. Problems in demonstrating the design parameters declared in the Safety Report, in particular the dose after reactor shutdown, and methods of solving them were discussed. One possible solution that could facilitate the development and construction of fusion reactors is the development of regulatory requirements specifically for fusion plants.

Key words: licensing, fusion reactor, nuclear safety, ITER, neutron shielding, safety regulation.

1. ВВЕДЕНИЕ

Термоядерные реакторы потенциально являются крайне привлекательными источниками электроэнергии, так как запасы топлива для них на планете практически безграничны (дейтерий в океане). Крупнейшим термоядерным проектом сейчас является ИТЭР [1], который строится на юге Франции по правилам, применяемым к ядерным установкам. В строительстве участвуют множество стран, включая Россию. Одной из физических задач проекта является демонстрация горения плазмы с получением энергии в 10 раз больше, чем затрачено на нагрев плазмы ($Q = 10$).

В соответствии со статьёй 14 Соглашения о создании организации ИТЭР [2] должно соблюдаться французское законодательство, в том числе в области ядерной, экологической и радиационной безопасности [3].

Так как ИТЭР — ядерная установка (в соответствии с французским законодательством, в разных странах эти понятия отличаются; далее по тексту под ядерной установкой понимается исключительно значение данного термина в соответствии с французским законодательством), то вопросы безопасности

(в том числе радиационной) очень важны для лицензирования установки, т.е. для получения разрешения на строительство и запуск реактора. ИТЭР — это первая плазменная установка, получившая лицензию на строительство как объект использования атомной энергии, и это интересный пример для того, чтобы узнать, какие подходы будут использовать будущие термоядерные реакторы и как вопросы безопасности влияют на дизайн реактора. Для ядерной установки требуется решить три основных вопроса: обеспечить предотвращение выбросов радиоактивных материалов как в нормальном режиме, так и в случае самых разных инцидентов, ограничение радиационного облучения людей и минимизация радиоактивных отходов [4]. В термоядерном реакторе в горячую зону (плазму) вводится очень малое количество радиоактивных веществ по сравнению с ядерными реакторами, и основной опасный компонент — это тритий, у которого период полураспада всего 12,32 лет.

2. ИСТОРИЯ ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ ИТЭР

Концептуальная разработка (CDA) ИТЭР началась в апреле 1988 г. [5]. Инженерная разработка (EDA) ИТЭР стартовала в 1992 г. К 1998 г. был готов первый финальный проект (FDR) ИТЭР [6], и в 1999 г. в журнале *Nuclear Fusion* опубликован объёмный документ *ITER Physics Basis* [7, 8].

Для первого проекта «большого» ИТЭР в 1990-е гг. закладывалось ограничение 1 кг трития в токамаке [7—11]. Затем из-за высокой стоимости всего проекта было решено снизить вдвое его цену [12, 13] (а также в связи с выходом США из проекта в 1998 г.) и уменьшить размер всего токамака (большой радиус снизили с 8,14 до 6,2 м, максимальную термоядерную мощность снизили с 1,5 до 0,5/0,7 ГВт) [7, 12]. Обновлённый токамак какое-то время носил имена RC-ITER (Reduced Cost) [13] и ITER-FEAT. В 2001 г. был подготовлен FDR инженерного проекта для обновлённого уменьшенного токамака [14].

В рамках FDR был подготовлен Отчёт по обоснованию безопасности [15] (июль 2001 г.), необходимый для лицензирования установки как объекта использования атомной энергии. Отчёт по обоснованию безопасности был подготовлен командой ИТЭР без учёта локальных требований, чтобы реактор типа ИТЭР можно было построить в любом удобном месте в любой стране. В частности, он допускал уже только 350 г трития на площадке [16]. Типично гражданские тритиевые лаборатории, такие как KIT Tritium Laboratory [16], JET, строящийся НЗАТ [17], которые не являются ядерными установками с точки зрения лицензирования (согласно законодательству стран, в которых они расположены), имеют разрешения на работу с 40—90 г трития [16, 17].

В ИТЭР при длительности разряда 400 с при $Q_{DT} = 10$ требуется напуск ~100 г трития [20] (50 г в [19]). Для сравнения, в TFTR разрешалось до 2 г трития в вакуумной камере и до 5 г на площадке, для JET — 20 г в первой стенке и до 90 г на площадке [10]. Всего порядка 5 и 36 г трития были инжескированы в установках TFTR и JET (в первой DT-кампании) соответственно [21], из которых значительные количества (51 и 40% соответственно) остались в вакуумной камере в конце кампании на TFTR и JET [21]. Всего в JET суммарно было инжескировано 252 г трития, но благодаря кампании по очистке камеры в ней осталось только 5 г трития [22].

По оценкам 2003 г., при неблагоприятном сценарии с углеродным дивертором предел 350 г трития мог быть достигнут менее чем за 50—100 разрядов ИТЭР [16, 23—26], за один импульс могло быть захвачено углеродными материалами до 4—5 г трития [16, 25, 26]. Отказ от углеродного дивертора в ИТЭР был утверждён в 2013 г., и оценка количества разрядов до накопления предельного количества трития в вакуумной камере резко выросла [27].

Заданные ограничения оказались столь жёсткие и цена проекта столь высока, что разработчики ИТЭР в 2005 г. пришли к выводу, что нужно ориентироваться на законодательство в конкретном месте (местное национальное законодательство) — это будет дешевле, параллельно меняя дизайн систем токамака [28]. Был изменён подход к локализации радиоактивных веществ (трития и пыли в вакуумной камере), так как он не соответствовал французскому законодательству: ранее спроектированная система вентиляции позволяла попадать тритию из более загрязнённых зон в более чистые [29]. Систему вентиляции пришлось полностью перепроектировать для соответствия стандарту ISO 17873:2004 [30].

Значительные изменения конструкции были связаны с требованиями пожарной безопасности [28] — в одном секторе пожара Тритиевого здания должно находиться не более 700 г трития [29].

Также был изменён подход к анализу безопасности. Было выбрано 25 представительных сценариев различных событий, в том числе вероятность которых считалась очень низкой [31]. Для этих сценариев рассчитывалась деградация основных функций комплекса. Был разработан новый систематический и более прозрачный способ отбора минимального набора событий, ограничивающих радиологические последствия для этих событий [28]. Новый подход в 2005 г. позволил увеличить количество трития, допустимое по радиационным нормам в вакуумной камере ИТЭР, в 3 раза — до 1 кг [20, 19, 28, 32—34], из них предел в камере ~700 г, 120 г в крионасосах и 180 г в других зонах [20]. В случае аварии должно быть выброшено не более 1,5 г трития [28]. Всего на площадке ИТЭР допускается до 4 кг трития [35, 36]. Для сравнения, ДТ-реактору с термоядерной мощностью 1 ГВт будет необходимо 56 кг трития в год [36, 37].

В июне 2005 г. площадкой для ИТЭР был выбран исследовательский центр Кадараш во Франции [1]. 21 ноября 2006 г. было подписано соглашение о создании ИТЭР [2]. Организация ИТЭР формально создана 24 октября 2007 г. [5], она является оператором ядерной установки токамак ИТЭР и несёт ответственность за его безопасность [37]. В 2007 г. начали расчистку и выравнивание площадки для начала строительства комплекса зданий.

Для лицензирования в соответствии с требованиями безопасности при использовании атомной энергии был сделан Предварительный отчёт по обоснованию безопасности [31, 39], в котором согласно установленным нормам радиационной безопасности (предел «без эвакуации» [34]) во Франции было ограничено количество трития в вакуумной камере одним килограммом [28, 32, 33, 39]. В этом же отчёте появилось требование, что максимальная мощность дозы 100 мЗв/ч через 12 дней после отключения реактора (SDDR, Shut Down Dose Rate) была принята в качестве проектной цели в тех местах, где люди будут выполнять работы по обслуживанию [32]. Суммарно за 12 месяцев работник не должен получить дозу выше 20 мЗв [39]. Ограничена и коллективная доза — не более 500 человек×мЗв за год [39, 40].

ИТЭР стал первой французской ядерной установкой, который проходил лицензирование по новым правилам 2007 г. (закон № 2006-686 «Закон о прозрачности в ядерной безопасности»), что потребовало дополнить запрос на получение разрешения на создание базовой ядерной установки и провести публичные слушания в июне—августе 2011 г., для которых в открытый доступ были выложены документы заявки DAC (Demande d'Autorisation de Création) [37, 40].

31 января 2008 г. документы для лицензирования (включая Предварительный отчёт по обоснованию безопасности и исследование влияния на окружающую среду) были направлены [5, 31] французскому надзорному органу в области ядерной безопасности (ASN, Autorité de Sureté Nucleaire), но были отклонены с замечаниями [32]. В ходе интенсивного общения с ASN и его организацией научно-технической поддержки в лице IRSN (Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire) отчёт о безопасности обновлялся, была проведена переоценка рисков при пожарах и взрывах [33], также менялась конструкция некоторых систем токамака, например, системы водяного охлаждения [42]. Отдельно нужно отметить, что согласование велось и с другим вовлечённым агентством — ANDRA (Agence nationale pour la gestion des déchets radioactifs), французским национальным оператором по обращению с радиоактивными отходами (<https://international.andra.fr/>).

Система водяного охлаждения является оборудованием под давлением, поэтому попадает под требования Европейской директивы об оборудовании под давлением (PED) и согласованных с ней французских актов — ранее приказа ESP [43], сейчас Экологического кодекса (Code de l'environnement) [3]. Так как это оборудование под давлением в ядерной установке, то применяется французский приказ ESPN, что значительно усложняет и увеличивает время проектирования, изготовления и обслуживания оборудования [3, 40, 43]. Детально проблемы, возникающие из-за ESPN, описаны в [3]. Одно из самых жёстких дополнительных требований ESPN — сварные швы нужно визуально проверять с интервалом не более 40 месяцев (раздел 3.3. Appendix V приказа ESPN), при этом нужно проверять швы снаружи и изнутри (для воды) (раздел 3.4. Appendix V) [3].

Финальная версия отчёта о безопасности была выпущена в 2011 г. [39]. Строительство зданий в 2010 г. началось, не дожидаясь получения лицензии.

В ноябре 2012 г. ИТЭР успешно прошёл лицензирование [33] и получил статус ядерной установки № 174 во Франции. Лицензирование он прошёл по тем же правилам, что и остальные ядерные установки и реакторы во Франции [44]. На получение лицензии ушло более 5 лет (после сдачи готового пакета документов). С учётом того, что первый Отчёт по целям безопасности (первая нормативная процедура для начала лицензирования, после согласования отчёта выпускается для согласования упомянутый Предварительный отчёт по обоснованию безопасности) был отправлен в ASN ещё в самом начале 2002 г. (а подготовлен в 2001 г.) [45], когда Кадараш был только одним из претендентов на строительство ИТЭР, длительность получения лицензии можно оценить более 10 лет.

3. ТЕХНИЧЕСКИЕ И ОРГАНИЗАЦИОННЫЕ РЕШЕНИЯ

Для предотвращения выбросов радиоактивных материалов в ИТЭР использована двухуровневая схема [31—33, 46]. Первая система нераспространения материалов и защиты персонала — это вакуумная камера и её патрубки [33]. Вакуумная камера сделана двухстеночной и должна выдержать любые возможные нагрузки, возникающие внутри камеры как в процессе работы, так и при авариях [47]. Для обеспечения этого требования вакуумная камера ИТЭР проектируется и изготавливается согласно RCC-MR (Regles de Conception et de Contruction des Materiels mecaniques des installations nucleaires, 2007) — французских правил разработки и создания механических компонентов ядерных установок. Исходно RCC-MR разработаны для быстрых натриевых реакторов [3].

Были проанализированы различные события, которые могут привести к аварийной разгерметизации камеры, например, разрушение канала охлаждения первой стенки или дивертора, с последующим истечением воды внутрь вакуумной камеры [32]. Такое событие может сочетаться с постулируемой потерей герметичности вакуумной камеры, приводя к сложным постулированным авариям LOCA + LOVA (Loss of Coolant Accident + Loss of Vacuum Accident). Избыточного давления в вакуумной камере удаётся избежать благодаря наличию системы ограничения давления пара, удаления водорода, сброса и очистки неконденсируемых газов (Vacuum Vessel Pressure Supression System — Hydrogen Mitigation System, VVPSS-HMS). Эта система соединяется с вакуумной камерой через автоматически срабатывающие клапаны и разрывные мембраны с четырьмя баками-барботёрами, где пар конденсируется в водяном бассейне, неконденсирующиеся газы очищаются от пыли, трития и водорода, а водород удаляется в автокаталитических рекомбинаторах [48, 48]. Оставшиеся неконденсируемые газы сбрасываются в систему улавливания трития (ADS — Air Detritiation System). Таким образом, в подобных авариях предотвращается нарушение первого физического барьера безопасности. Анализ показал, что даже крайне маловероятные события такого рода не превышают предельного давления, на которое рассчитана вакуумная камера (0,15 МПа), и в худшем случае приводят лишь к загрязнению некоторых помещений внутри реакторного здания и очень небольшому выбросу в окружающую среду с радиологическими последствиями менее 0,1 мЗв для наиболее облучённого человека на границе площадки [32].

Части оборудования, по которым проходит граница вакуума и соответственно граница удержания радиоактивных материалов, отнесены к специальной категории — PIC (Protection Important Component), важной для безопасности (она включает в себя ранее созданную категорию SIC — Safety Important Component [3, 50]). Разработка и производство таких компонент на всех этапах проходят под более жёсткими требованиями, чем обычных компонент. Данное требование следует из французского приказа 2012 г. (INB order) об общем техническом регулировании ядерных установок [3, 51].

Одним из основных мест в вакуумной камере токамака, где может связываться тритий, является дивертор, поэтому перед любым открытием вакуумной камеры предложено прогревать дивертор до 350 °C [40, 42]. По оценкам, это позволит убрать более 50% связанного трития [42].

Второй физический барьер для распространения радиоактивных веществ, основной задачей которого уже является защита окружающей среды, — это окружающие токамак помещения и галереи,

которые будут находиться под пониженным давлением и имеют системы активного фильтрации воздуха и удаления трития [32]. По аналогии с первым барьером компоненты и оборудование на границе второго барьера получили отдельный статус (НСС — Hardcore components [52]). Задача второго барьера — предотвращение распространения радиоактивных загрязнений вокруг станции в случае, если первый барьер окажется нарушен, включая различные катастрофы и пожары внутри здания.

Подобная стратегия, видимо, подходит для DEMO и других будущих реакторов, где нужно предусмотреть физические барьеры, которые должны обеспечивать функцию многоуровневого удержания радиоактивных загрязнений.

Более подробно с техническими решениями по хранению трития и работе с ним в термоядерных реакторах можно ознакомиться в книге [52].

По оценкам, выбросы трития будут составлять $2,2 \cdot 10^{14}$ Бк/год для нормальных режимов и $9 \cdot 10^{14}$ Бк/год в годы с интенсивным обслуживанием компонент [39, таблица II-2-8], что соответствует выбросу 0,6 и 2,5 г трития в год [53]. В Отчёте по обоснованию безопасности проанализированы возможные основные аварийные ситуации и оценен выброс трития в окружающую среду при них: если в вакуумной камере будет максимально допустимое количество трития (1000 г, из них 120 г в крионасосах и 880 г в компонентах, обращённых к плазме), то в случае аварии (протечки) всех трёх контуров охлаждения первой стенки и контура охлаждения дивертора выброс в окружающую среду составит всего 0,0042 г трития [39, таблица II-5-2], т.е. должна очень эффективно отработать система улавливания трития ADS, которая существенно отличается от систем, ранее использовавшихся в тритиевых токамаках. Описание принципов работы этой системы можно найти в статье [54]. Квалификация этой системы является одной из наиболее существенных проблем лицензирования ИТЭР как ядерной установки.

Для снижения радиационного воздействия на персонал в ИТЭР введено цветовое обозначение различных зон [39] — от самой безопасной белой зоны (менее 80 микроЗв в месяц) до опасной красной зоны (более 100 миллиЗв в час). Доступ в зоны разделён в зависимости от категории персонала, например, персонал группы А имеет неограниченный доступ в зелёную зону, тогда как доступ персонала группы Б туда ограничен. Во время работы токамака с нейтронным облучением во всех трёх зданиях комплекса токамака (Tokamak Building, Tritium Plant, Diagnostics Building) запрещено присутствие персонала [39]. Разделение на зоны дало возможность сформулировать требования по радиационной защите для различных узлов токамака и окружающего комплекса. Например, сформулированы требования к диагностическим портам: уровень радиации после остановки реактора (SDDR) вблизи портовой заглушки не более 100 микроЗиверт/ч через 10^6 с (12 дней) [55, 56] и не более 10 микроЗиверт/ч через 24 ч в портовой ячейке [55] на расстоянии 30 см от биозащиты.

Для обеспечения защиты персонала мониторы уровня радиации будут установлены в различных частях комплекса, включая установку мониторов за пределами реакторного комплекса. Для нейтронных мониторов установлены уровни срабатывания $2,5 \cdot 10^{-5}$ Зв/ч и $2,5 \cdot 10^{-3}$ Зв/ч для зелёной и жёлтой зон соответственно [39]. Портативные нейтронные мониторы будут использоваться в Тритиевом здании, чтобы обеспечить его доступность во время плазменных разрядов (мощность дозы нейтронного излучения ниже $5 \cdot 10^{-7}$ Зв/ч — ниже предела обнаружения) [39]. Все работники и посетители должны иметь дозиметры в контролируемых зонах, чтобы не превышать нормы ИТЭР по всем видам ионизирующего излучения [39].

Серьёзной проблемой для первого барьера в ИТЭР является большое количество отверстий и подсоединений в стенке вакуумной камеры для различных систем — от каналов диагностики плазмы до труб водяного охлаждения. Все эти многочисленные каналы автоматически становятся частью первого барьера, т.е. компонентами PIC, что требует их квалификации — тщательного подтверждения того, что они способны надёжно выполнять свою функцию, что существенно увеличивает время их разработки, усложняет и удорожает закупки, производство, тестирование и приёмку. Для примера, в разрабатываемом ИЯФ СО РАН экваториальном порту № 11 [58, 59] и верхних портах ИТЭР [60] к компонентам PIC относятся привариваемые к портовой заглушке фланцы, трубы охлаждающей воды, гермовводы и окна для диагностик. Согласование любого действия с компонентами PIC в ходе

проектирования, закупок материалов или изготовления представляет собой очень длительную и сложную процедуру.

Так как одной из функций первого барьера, т.е. вакуумной камеры, является снижение дозы для работников, то нужны материалы, которые будут слабее активироваться, поэтому в качестве основного материала камеры выбрана сталь 316L(N)-IG (ITER Grade) с пониженным содержанием кобальта [4, 61, 62]. Эта марка стали выдерживает почти без деградации нейтронный флюенс до 1 с.н.а. (смещений на атом), поэтому для ИТЭР нейтронная нагрузка на вакуумную камеру не должна превысить 0,5 с.н.а. [4], что автоматически ограничивает количество полноценных DT-разрядов. Прочность нержавеющей стали падает в 5—6 раз при 4 с.н.а. [63].

В ИТЭР утверждён общий документ о требованиях к содержанию примесей в материалах [62, 64], который рекомендует выбирать материалы, исходя из требований снизить мощность дозы после остановки реактора (SDDR). Он рекомендует использовать материалы в следующем приоритете:

1. Алюминиевые сплавы (с ограничением содержания Co и Ni);
2. Углеродистые стали и железо;
3. Аустенитные стали с низким содержанием кобальта и тантала;
4. Никелевые сплавы;
5. Остальное (серебро, материалы с высоким содержанием кобальта и т.д.).

Однако наиболее приоритетный материал для радиационной безопасности — алюминиевые сплавы не может массово использоваться из-за норм пожарной безопасности.

Снижение радиационного фона в зонах, куда могут зайти работники, осуществляется также с использованием нейтронопоглощающих элементов, таких как карбид бора [65—67].

4. ПРОБЛЕМЫ, ВОЗНИКШИЕ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ПРОЕКТА

У читателя может сложиться впечатление, что раз лицензирование пройдено, то разрешение на запуск реактора у Международной организации ИТЭР уже есть. Это неверное предположение. Прежде чем выдать разрешение на запуск реактора, французский регулятор ASN ASN (с 2025 г. переименован в ASNRR) проверит все стадии проектирования, изготовления и сборки реактора. Если наберётся большое количество отклонений и несоответствий требованиям обеспечения безопасности и качества (заодно и проектным параметрам), то разрешение на запуск могут не выдать до устранения замечаний, а теоретически — не выдать вообще. Французские компании хорошо знакомы с этой ситуацией, так как задержки при строительстве и введении в эксплуатацию энергоблока АЭС Олкилуото-3 с реакторной установкой нового проекта EPR-1600 вследствие замечаний со стороны финского надзорного органа STUK стали фатальными для флагмана немецкой и французской атомных отраслей Areva и привели к его банкротству в 2016 г. Запуск реактора EPR-1600 в Олкилуото по плану ожидался в 2010 г., но он был запущен только в 2023 г., через 18 лет после начала строительства. Характерная цитата, описывающая ситуацию: «Например, большую роль сыграл тот факт, что Framatome/Areva не имела опыта строительства АЭС — только проектирования реакторных установок и надзора за их строительством. С учётом жесточайшего контроля за качеством строительства со стороны STUK такая диспозиция стала источником большинства проблем проекта. Каждая задержка в основном адресовалась к неадекватному контролю субподрядчиков, несоблюдению контроля качества, другим управленческим недоработкам» [67].

В случае ИТЭР сильное затягивание сроков проекта принято связывать со сложностью проекта и тем, что многие инженерные решения в таких масштабах применяются впервые, например, обслуживание и ремонт систем токамака будут проводиться с помощью роботов. По планам 2009 г. [5] первая плазма в токамаке должна была зажечься в октябре 2018 г., по текущему плану первые эксперименты с плазмой начнутся в 2034 г., а эксперименты с DT-плазмой — с 2039 г. [68, рис. 2].

В настоящее время французский ядерный регулятор отозвал разрешение на сборку токамака [69]. Основная причина: первые два сектора вакуумной камеры высотой 13 м, прибывшие на площадку для сборки, имеют несоответствия размеров с чертежами. ASN потребовал провести углублённый анализ

проекта, без которого разрешение на сборку оборудования токамака ИТЭР внутри криостата не будет выдано [69]. Для минимизирования рисков лицензирования центральной командой ИТЭР были предложены несколько идей, в частности, предложено отказаться от токсичного бериллия в качестве первой стенки реактора и заменить его на вольфрам с покрытием [27, 70]. Данное решение снижает риски для персонала, но повышает угрозы для реализации физической программы [68] реактора. Также потребовалось интенсифицировать программы по исследованию взаимодействия плазмы с вольфрамом [70—74], в том числе с покрытием [75, 76].

Ещё проблемами с точки зрения радиационной безопасности оказались разделение токамака на зоны ответственности за национальными агентствами ИТЭР и ошибки при концептуальном проектировании окружения вакуумной камеры. При концептуальном проектировании диагностические порты, содержащие различные каналы для измерений, заменили на сплошные заглушки [56], но даже это предположение при нейтронных расчётах не позволило получить проектные параметры в портах по уровню радиации после остановки реактора [56]. Проблема в дальнейшем перешла к разработчикам диагностических портов. Когда в порты начали интегрировать диагностики плазмы, содержащие прямолинейные каналы из горячей зоны сквозь весь порт в зону за биозащитой, оказалось, что обеспечить защиту от нейтронов ещё сложнее [77], а перетоки нейтронов за пределами вакуумной камеры от одних портов к другим и вовсе сделали эту задачу практически нереализуемой [77]. Несмотря на то, что данная проблема при нейтронных расчётах была обнаружена достаточно давно [56, 77], серьёзных переделок «пропускающих» нейтроны элементов сделано не было, так как это вне зоны ответственности разработчиков конкретного порта, а некоторые элементы уже изготовлены и не могут быть заменены. Проблему пытаются решить с помощью установки в некоторых местах дополнительных поглощающих нейтроны элементов. Сами порты, насколько это возможно, заполнили карбидом бора [58, 59, 65—67].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Опыт, полученный при сооружении ИТЭР, показывает, что стоимость и длительность согласования термоядерной установки были значительно недооценены (занижены) в связи с тем, что ИТЭР в соответствии с французским законодательством относится к ядерным установкам [78]. Эта же недооценка стоимости и сложностей согласования характерна и для некоторых проектов ДЕМО, где тритий планируется нарабатывать в бланкете [78], например, для проекта ДЕМО-ТИН [79]. Ещё на этапе концептуального проектирования вопросы обеспечения безопасности должны учитываться в проекте, в частности, многоуровневые физические барьеры нераспространения. Разработчики должны заранее понимать, что регуляторы будут от них требовать оценки различных рисков, обоснование принятых технических решений по обеспечению безопасности в зависимости от потенциальной опасности. В целом вопросы радиационной безопасности значительно повлияют на подход к техническому обслуживанию и на лицензирование реактора [78]. Большинство схем технического обслуживания (например, замены секторов вакуумной камеры из-за деградации металла под воздействием нейтронного облучения), которые представлены в современных термоядерных реакторных исследованиях, по мнению некоторых авторов, не смогут быть лицензированы ни в одной стране [78].

Для будущих реакторов становится критичным снижение количества диагностик и систем до минимально необходимого уровня [33]. В частности, для термоядерных электростанций внутривакуумные системы должны быть высоконадёжными, а срывы плазмы в принципе не допустимы [33, 80].

Одним из возможных решений, которое может облегчить разработку и строительство термоядерных реакторов, может быть разработка отдельного (национального) законодательства и регуляторных требований специально для термоядерных станций, так как регулирование применительно к реакторам, использующим деление ядерного топлива, очень жёсткое, а потенциальная опасность термоядерных станций исходно гораздо ниже, чем у станций деления [44]. В случае французского законодательства, с точки зрения автора, приказ ESPN [3] создаёт избыточные трудности для ядерных установок, которые

не следуют применять к термоядерным установкам (особенно требование все сварные швы водяных систем визуально изнутри и снаружи проверять с интервалом не более 40 месяцев [3]). Один из обсуждаемых вариантов: приравнять термоядерные установки к ускорителям частиц, т.е. источникам ионизирующего излучения генерирующего типа. Особенно этот вопрос будет актуален для реакторов, в которых не будет использоваться тритий в качестве топлива. В настоящее время сколько-нибудь реалистичные проекты безтритиевых реакторов разрабатываются только на основе линейных магнитных ловушек (например, проект ГДМЛ) [81, 82, 83].

В России обсуждение разработки нормативной документации для регулирования безопасности установок управляемого термоядерного синтеза уже ведётся [84, 85]. К данным исследованиям нужно более широко привлекать специалистов из области термоядерного синтеза, чтобы избежать различных неточностей. Например, в статье [84] со ссылкой на публикацию 1997 г. утверждается, что срывы в ИТЭР являются часто ожидаемыми событиями (примерно один срыв на 10 запусков). Как было отмечено ранее, в 1997 г. разрабатывался старый проект ИТЭР, имеющий мало общего с текущим, и требования к срывам в текущем проекте ИТЭР кардинально изменились — теперь полноценные срывы недопустимы [27, 86]. Согласно Плану исследований 2024 г., «эксплуатация ИТЭР должна быть направлена на достижение высокого коэффициента успешного предотвращения срывов при одновременном смягчении тех срывов, для которых методы предотвращения не работают» [86]. Для этого разработаны несколько систем, в первую очередь DMS (disruption mitigation system), которая будет инжектировать в плазму дейтериевые крупинки по сигналам от быстрых диагностик [86].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER**. URL: <https://www.iter.org/> (дата обращения 07.05.2025).
2. **Agreement** on the Establishment of the ITER Organization. ITER_D_2EW6RK.
3. **Shoshin A.** Directives, codes, standards and other requirements applicable to the design and manufacture of components in the ITER project. — *Fusion Engineering and Design*, 2026, vol. 223, p. 115550.
4. **Loughlin M., Polunovskiy E., Taylor N.** The impact of nuclear analysis on ITER design and licensing. — *Ibid.*, 2012, vol. 87, p. 646—651.
5. **Ikeda K.** ITER on the road to fusion energy. — *Nuclear Fusion*, 2010, vol. 50, 014002 (10 p.).
6. **ITER** Final Design Report. Cost Review and Safety Analysis 1998. ITER Council Proc (ITER Documentation Series № 15). — Vienna: IAEA, 39 p.
7. **ITER** Physics Basis Editors, ITER Physics Expert Group Chairs and Co-Chairs and ITER Joint Central Team and Physics Integration Unit. Chapter 1: Overview and summary. — *Nuclear Fusion*, 1999, vol. 39, № 12, p. 2137.
8. **ITER** Physics Expert Group on Divertor, ITER Physics Expert Group on Divertor Modelling and Database and ITER Physics Basis Editors. Chapter 4: Power and particle control. — *Ibid.*, p. 2391.
9. **Parker R. et al.** Plasma-wall interactions in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 1997, vol. 241—243, p. 1—26.
10. **Federici G. et al.** Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. — *Nuclear Fusion*, 2001, vol. 41, p. 1967.
11. **Tivey R. et al.** ITER divertor, design issues and research and development. — *Fusion Engineering and Design*, 1999, vol. 46, p. 207—220.
12. **Shimada M. et al.** Chapter 1: Overview and summary. — *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, S1—S17.
13. **Ibbott C. et al.** Design issues and cost implications of RTO/RC-ITER divertor. — *Fusion Engineering and Design*, 2000, vol. 49—50, p. 217—222.
14. **International Atomic Energy Agency**, Summary of the ITER Final Design Report. ITER EDA Documentation Series № 22. — Vienna: IAEA, 2001.
15. **International Atomic Energy Agency**. ITER Final Design Report, Cost Review and Safety Analysis (FDR) and Relevant Documents. ITER EDA Documentation Series № 14. — Vienna: IAEA, 2001.
16. **Kukushkin A.S. et al.** Divertor issues on ITER and extrapolation to reactors. — *Fusion Engineering and Design*, 2003, vol. 65, p. 355—366.
17. **The Karlsruhe Tritium Laboratory (TLK)**. URL: <https://www.tlk.kit.edu/english/>. (дата обращения 07.05.2025).
18. **НЗАТ** Project Status and Procurement Update. URL: <https://ukaeaevents.com/wp-content/uploads/2021/07/НЗАТ.pdf> (дата обращения 07.05.2025).
19. **Loarte A. et al.** Progress in the ITER Physics Basis. Chapter 4: Power and particle control. — *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, № 6, S203.

20. **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.
21. **Roth J. et al.** Tritium inventory in ITER plasma-facing materials and tritium removal procedures. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, vol. 50, 103001 (20 p.).
22. **Matveev D. et al.** Tritium removal from JET-ILW after T and D—T experimental campaigns. — *Nuclear Fusion*, 2023, vol. 63, p. 112014.
23. **Roth J. et al.** Flux dependence of carbon erosion and implication for ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 2005, vol. 337—339, p. 970—974.
24. **Philipps V., Roth J., Loarte A.** Key Issues in Plasma-Wall Interactions for ITER: a European Approach. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, vol. 45, p. A17—A30.
25. **Federici G. et al.** Key ITER plasma edge and plasma—material interaction issues. — *J. of Nuclear Materials*, 2003, vol. 313—316, p. 11—22.
26. **Counsell G. et al.** Tritium retention in next step devices and requirement for mitigation and tritium removal techniques. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2006, vol. 48, p. B189.
27. **Шошин А.А.** Эволюция представлений о стойкости первой стенки к импульсным тепловым нагрузкам в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 36—49.
28. **Gordon C. et al.** Safety analysis for ITER licensing. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 75—79, p. 1247—1251.
29. **Murdoch D. et al.** Evolution of ITER Tritium Confinement strategy and adaptation to Cadarache site conditions and French regulatory requirements. — *Ibid.*, 2008, vol. 83, p. 1355—1358.
30. **Nuclear Facilities** — Criteria for the Design and Operation of Ventilation Systems for Nuclear Installations other than Nuclear Reactors. ISO 17873:2004.
31. **Taylor N. et al.** Preliminary Safety Analysis of ITER. — *Fusion Science and Technology*, 2009, vol. 56:2, p. 573—580.
32. **Taylor N. et al.** ITER safety and licensing update. — *Fusion Engineering and Design*, 2012, vol. 87, p. 476—481.
33. **Taylor N., Cortes P.** Lessons learnt from ITER safety & licensing for DEMO and future nuclear fusion facilities. — *Ibid.*, 2014, vol. 89, p. 1995—2000.
34. **Roth J. et al.** Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 2009, vol. 390—391, p. 1—9.
35. **Nuclear Fusion Reactors safety and radiation protection considerations for demonstration reactors that follow the ITER facility.** IRSN Report 2017/199.
36. **Abdou M. et al.** Physics and technology considerations for the deuterium—tritium fuel cycle and conditions for tritium fuel self sufficiency. — *Nuclear Fusion*, 2021, vol. 61, 013001 (51 p.).
37. **Glugla M. et al.** The ITER tritium systems. — *Fusion Engineering and Design*, 2007, vol. 82, p. 472—487.
38. **Rodriguez-Rodrigo L. et al.** ITER Licensing Process from Design and Construction to Dismantling. — *Fusion Science and Technology*, 2009, vol. 56:2, p. 809—813.
39. **Preliminary Safety Report (RPrS).** ITER_D_3ZR2NC, 2011.
40. **Cortes P. et al.** Optimization at the design phase of the potential impact of ITER on workers, the public and the environment. — *Fusion Engineering and Design*, 2010, vol. 85, p. 2263—2267.
41. **Taylor N. et al.** Progress in the Safety and Licensing of ITER. — *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 64:2, p. 111—117.
42. **Taylor N. et al.** Updated safety analysis of ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2011, vol. 86, p. 619—622.
43. **Barabash V. et al.** Codes and standards and regulation issues for design and construction of the ITER mechanical components. — *Ibid.*, 2010, vol. 85, p. 1290—1295.
44. **Taylor N.** Safety and Licensing of Nuclear Facilities for Fusion. — In: *IEEE 26th Symposium on Fusion Engineering (SOFE)*. Austin, TX, 2015, p. 1—8.
45. **Marbach G., Jacquinet J., Taylor N.** ITER at Cadarache: an Example of Licensing a Fusion Facility. — *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 44:2, p. 251—255.
46. **Campbell D.J. et al.** Innovations in Technology and Science R&D for ITER. — *J. of Fusion Energy*, 2019, vol. 38, p. 11—71.
47. **Utin Yu. et al.** Design progress of the vacuum vessel sectors and ports towards the ITER construction. — *Fusion Engineering and Design*, 2008, vol. 83, p. 1565—1570.
48. **Frano R. et al.** Experimental investigation of functional performance of a vacuum vessel pressure suppression system of ITER. — *Ibid.*, 2017, vol. 122, p. 42—46.

49. **Choi C.-H. et al.** Concept of operation of the remote handling system for the ITER vacuum vessel pressure suppression system. — *Ibid.*, 2021, vol. 173, p. 112875.
50. **Safety** Important Functions and Components Classification Criteria and Methodology. ITER_D_347SF3, 2012.
51. **Order** of 7 February 2012 setting the general rules relative to basic nuclear installations. URL: <https://www.french-nuclear-safety.fr/content/download/85452/594681?version=1> (дата обращения 07.05.2025).
52. **Saxena A.** PBS 55. NN. HC HCC Project. ITER_D_WS8USH, 2018.
53. **Perevezentsev A., Rozenkevich M.** Tritium Technologies for Thermonuclear Fusion Reactors. Academic Press. ISBN 978-0-12-824322-0, 2021.
54. **Nuclear** Fusion Reactors: safety and radiation protection considerations for demonstration reactors that follow the ITER facility. IRSN Report 2017/199. URL: https://en.irsn.fr/sites/en/files/2023-09/ITER-VA_web_non-imprimable.pdf (дата обращения 07.05.2025).
55. **Perevezentsev A.N. et al.** Wet scrubber technology for tritium confinement at ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2020, vol. 85, p. 1206—1210.
56. **Drevon J.M. et al.** Process and overview of diagnostics integration in ITER ports. — *Ibid.*, 2013, vol. 88, p. 1306—1309.
57. **Hogenbirk A., Charpin F.F.** Dose rates in ITER maintenance areas: how to achieve acceptable values. — *Ibid.*, 2011, vol. 86, p. 1345—1350.
58. **Sulyaev Yu.S. et al.** Engineering Calculations and Preparation for Manufacturing of ITER Equatorial port #11. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, № 6, p. 1631—1636.
59. **Shoshin A. et al.** Integration of ITER diagnostic ports at the Budker Institute. — *Fusion Engineering and Design*, 2022, vol. 178, p. 113114.
60. **Listopad A. et al.** Preliminary design of the ITER upper ports #02 and #08 integration. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, № 6, p. 1721—1725.
61. **Ioki K. et al.** Design finalization and material qualification towards procurement of the ITER vacuum vessel. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 417, p. 860—865.
62. **Kalinin G. et al.** Assessment and selection of materials for ITER in-vessel components. — *Ibid.*, 2000, vol. 283—287, p. 10—19.
63. **Kalinin G. et al.** ITER R&D: Vacuum Vessel and In-Vessel Components: Materials Development and Test. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 55, p. 231—246.
64. **Chemical** Composition and Impurity Requirements for Materials. ITER_D_REYV5V, 2016.
65. **Shoshin A. et al.** Properties of boron carbide ceramics made by various methods for use in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, part B, p. 2007—2010.
66. **Shoshin A. et al.** Qualification of boron carbide ceramics for use in ITER ports. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, № 6, p. 1474—1478.
67. **Shoshin A. et al.** Test results of boron carbide ceramics for ITER port protection. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 168, p. 112426.
68. **Европейский** энергетический флагман дожил до физпуска. URL: <https://tnenergy.livejournal.com/131931.html> (дата обращения 07.05.2025).
69. **ITER** Research Plan (IRP) — Level 1 — ITER Research Plan. ITER_D_24QSG6, v.2.0, 2024.
70. **Lettre** ASN CODEP-DRC-2022-000845 du 25 Janvier 2022.
71. **Loarte A. et al.** Initial Evaluations in Support of the New ITER Baseline and Research Plan. URL: <https://www.iter.org/scientists/iter-technical-reports>. Reference: ITR-24-004, 2024 (дата обращения 07.05.2025).
72. **Shoshin A. et al.** Study of plasma-surface interaction at the GOL-3 facility. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 114, p. 157.
73. **Шошин А.А. и др.** Обзор работ в ИЯФ СО РАН по тематике плазма—поверхность. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 65—75.
74. **Vasilyev A.A. et al.** Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, Part B, p. 2366—2370.
75. **Vyacheslavov L. et al.** In situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 2021, vol. 544, p. 152669.
76. **Черепанов Д.Е. и др.** Испытания покрытий из карбида бора импульсной тепловой нагрузкой, возможной в диверторной зоне токамака ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 89—98.
77. **Cherepanov D.E. et al.** In situ study of thermal shock damage to high-temperature ceramics. — *Nuclear Materials and Energy*, 2023, vol. 36, p. 101495.

78. **Juárez R. et al.** Shutdown dose rates at ITER equatorial ports considering radiation cross-talk from torus cryopump lower port. — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 100, p. 501—506.
79. **Janeschitz G.** An economical viable tokamak fusion reactor based on the ITER experience. — *Phil. Trans. R. Soc. A*, 2019, vol. 377, 20170433.
80. **Азизов Э.А. и др.** Токамак ДЕМО-ТИН: концепция электромагнитной системы и вакуумной камеры. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2015, т. 38, вып. 2, с. 5—18.
81. **Mukhovatov V. et al.** Chapter 9: ITER contributions for Demo plasma development. — *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, S404—S413.
82. **Beklemishev A. et al.** Novosibirsk Project of Gas-dynamic Multiple-Mirror Trap. — *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, № 1Т, p. 46—51.
83. **Сквородин Д.И. и др.** Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ. — *Физика плазмы*, 2023, т. 49, № 9, с. 831—884.
84. **Gota H. et al.** Enhanced plasma performance in C-2W advanced beam-driven field-reversed configuration experiments. — *Nuclear Fusion*, 2024, vol. 64, p. 112014.
85. **Богатов С.А. и др.** Проблемы безопасности и подходы к разработке регулирующих документов для лицензирования установок управляемого термоядерного синтеза. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2023, т. 46, вып. 3, с. 32—46.
86. **Шарафутдинов Р.Б. и др.** О необходимости совершенствования нормативной правовой базы в области использования атомной энергии для регулирования безопасности термоядерных установок. — *Ядерная и радиационная безопасность*, 2021, № 3(101), с. 5—15.
87. **Campbell D.J. et al.** ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III — Final Version), 2024. URL: <https://www.iter.org/scientists/iter-technical-reports>, Reference ITR-24-005 (дата обращения 07.05.2025).



Андрей Алексеевич Шошин, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; доцент; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия; доцент; НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, д. 20, Россия
A.A.Shoshin@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2024 г.

После доработки 10 июля 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 105 —115.

УДК 519.6

РАЗРАБОТКА ИНТЕРФЕЙСОВ ДЛЯ СОПРЯЖЁННЫХ РАСЧЁТОВ ЗАДАЧ АНАЛИЗА ВОДОРОДНОЙ ВЗРЫВОБЕЗОПАСНОСТИ ПРОЕКТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК ТИПА ТОКАМАК

В.Ю. Глотов¹, Н.Д. Гембицкий^{1,2}, К.С. Долганов¹, А.А. Канаев¹, Д.Ю. Томащик¹, А.И. Гавриков¹

¹*ИБРАЭ РАН, Москва, Россия*

²*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия*

В аварийных ситуациях на термоядерных установках (ТЯУ) типа токамак, связанных с течами теплоносителя из системы охлаждения первой стенки или дивертора в вакуумную камеру (ВК), поступающий в ВК пар вступает в экзотермическую реакцию с горячими металлическими поверхностями и пылью. Эта реакция сопровождается образованием водорода и создаёт опасность взрыва водородовоздушной смеси при выходе водорода за пределы ВК или при поступлении воздуха внутрь ВК. Анализ безопасности ТЯУ требует численных оценок количества и скорости наработки водорода, состава газовой атмосферы, возможности стратификации водорода. В ИБРАЭ РАН для этих целей разрабатываются интегральный код ФАЭТОН и CFD-код КАБАРЕ-Т. В статье представлено описание интерфейсов для проведения сопряжённых расчётов при помощи этих кодов и приведены результаты тестовых расчётов для упрощённой расчётной модели ВК ИТЭР.

Ключевые слова: термоядерный реактор, авария с истечением теплоносителя, водород, интегральный код, CFD-код, сопряжённый расчёт.

DEVELOPMENT OF INTERFACES FOR COUPLED CALCULATIONS FOR THE ANALYSIS OF HYDROGEN SAFETY OF TOKAMAK THERMONUCLEAR FACILITIES

V.Yu. Glotov¹, N.D. Gembitsky^{1,2}, K.S. Dolganov¹, A.A. Kanaev¹, D.Yu. Tomashchik¹, A.I. Gavrikov¹

¹*Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences (IBRAE RAS), Moscow, Russia*

²*National Research University «MPEI», Moscow, Russia*

During the accidents at tokamak-like thermonuclear facilities (TNF) initiated by the loss of coolant from the cooling system of the first wall or divertor into the vacuum vessel (VV), steam ejected into VV reacts exothermically with hot metal surfaces and dust. This is accompanied by the formation of hydrogen and produces a risk of explosion of the hydrogen-air mixture when hydrogen escapes outside the VV or when air enters the VV. Safety analysis of TNF requires numerical estimates of the amount and rate of hydrogen production, the composition of the gas atmosphere, and the possibility of hydrogen stratification. For these purposes, IBRAE RAN is developing the integral code FAETON and the CFD code CABARET-T. The paper presents a description of interfaces for performing coupled calculations using these codes and provides the results of test calculations for a simplified model of the ITER VV.

Key words: thermonuclear reactor, loss-of-coolant accident, hydrogen, integral code, CFD code, coupled calculations.

1. ВВЕДЕНИЕ

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» в ИБРАЭ РАН выполняются работы по расчётному анализу водородной взрывобезопасности проектов термоядерных установок (ТЯУ) типа токамак (ИТЭР, ТРТ) [1—4].

Результаты исследований водородной взрывобезопасности на установке ИТЭР показывают, что образование взрывоопасной смеси водорода и воздуха возможно при аварии с потерей теплоносителя в результате двустороннего разрыва контура охлаждения дивертора или первой стенки (ПС) [5, 6] или при

аварии, вызванной потерей вакуума [7]. Для расчётного анализа процесса развития аварийных ситуаций с образованием водорода при окислении горячих поверхностей обращённых к плазме компонентов применяются два основных типа расчётных кодов: интегральные коды, основанные на нульмерных моделях (в сосредоточенных параметрах) или одномерных моделях физических явлений переноса, и CFD-коды, основанные на трёхмерных моделях вычислительной гидродинамики [7].

Интегральные коды, включающие модели различных режимов течения водного теплоносителя и других физических явлений, влияющих на протекание аварий, предназначены для моделирования отклика установки как единой системы на исходное событие аварии (например, разрыв трубопровода контура охлаждения) и дополнительные отказы оборудования или систем. Расчётная схема установки представляется в виде последовательно соединённых расчётных ячеек и включает все основные элементы установки, участвующие в протекании аварии. Потoki газа в объёмах термоядерных установок формируют сложные многомерные явления (естественная циркуляция, перемешивание и стратификация), которые не всегда могут быть достаточно детально описаны посредством моделей интегральных кодов без специальной настройки расчётных схем. Поэтому для более точной количественной оценки протекания процесса или явления в аварийных условиях и с учётом сложной геометрии расчётной области используются CFD-коды. Однако вычислительные ресурсы, необходимые для анализа безопасности ТЯУ только при помощи CFD, выходят за рамки возможностей современных суперкомпьютерных технологий.

Чтобы использовать преимущества интегральных кодов и CFD-моделирования, развиваются технологии сопряжённых расчётов. Для моделирования процессов во всей расчётной области используются интегральные коды. Ресурсоёмкие CFD-расчёты используются в ограниченных пространственных областях, где поток, как ожидается, будет заведомо трёхмерным. В последние годы предложено много технологий сопряжения посредством интегрирующих оболочек, независимо разработанных коммерческих системных и CFD-кодов, используемых для оценки безопасности систем ядерного реактора АЭС и помещений контейнента в рабочих и аварийных условиях. Для примера можно привести связки TRACE-CFX [8], RELAP5-CFX [9], CATHARE-TRIO_U [10], RELAP5-STAR-CCM+ [10], ATHLET-ANSYS CFX [11]. Все они базируются на обмене данными о граничных условиях на интерфейсе (границе между кодами) в конце временного шага. Очевидно, что при передаче данных на интерфейсе от кода 3D к коду 0D/1D часть информации теряется и, наоборот, при передаче данных от кода 0D/1D к коду 3D требуется дополнительная информация, недоступная в модели 0D/1D. В последнем случае усреднённые по сечению величины должны быть преобразованы в двумерные распределения. Эта операция, очевидно, вносит дополнительную неопределённость в решение.

Важным принципом при разработке программных интерфейсов является сохранение массы, импульса и энергии. Среди общих вопросов, которые необходимо разрешить, чтобы гарантировать выполнение данного принципа, отметим следующие:

- установление взаимно однозначного соответствия между вычислительными единицами (ноды, ячейки, поверхности, объёмы) двух кодов;
- определение частоты, с которой происходит обмен, и координаты точки, в которой данные передаются между кодами;
- определение переменных, которые будут передаваться между кодами;
- определение метода управления временным шагом.

При разработке связанного инструмента иногда обмен информацией между CFD-кодом и интегральным кодом реализуется посредством программного обеспечения Parallel Virtual Machines (PVM) [12]. В PVM один код обычно назначается как «главный» и несёт задачу управления обменом информацией с другим кодом — «ведомым». В работе [13] приводится пример такой интеграции. В данном случае «главной» является процедура распределительного блока CFD-кода CFX, которая вызывается на нескольких этапах во время вычислений, а «ведомым» считается интегральный код TRACE.

В ИБРАЭ РАН для анализа водородной взрывобезопасности ТЯУ типа токамак разрабатываются интегральный код ФАЭТОН и CFD-код КАБАРЕ-Т. В целях использования преимуществ как интегрального подхода, так и детального CFD-моделирования при выполнении расчётов теплогидравлических

параметров разрабатывается технология сопряжённых расчётов ФАЭТОН—КАБАРЕ-Т. На первом этапе реализована более простая интеграция, чем описанные подходы. Обмен происходит только в одну сторону — данные на интерфейсе передаются из кода ФАЭТОН в код КАБАРЕ-Т. Основное внимание уделено идентичности геометрических характеристик на интерфейсах в расчётных моделях КАБАРЕ-Т и ФАЭТОН и способу преобразования усреднённых по сечению величин в двумерные распределения. Было предъявлено требование, чтобы величины отклонений геометрических размеров и передаваемых величин не превышали 1%. В дальнейшем в процессе валидации моделей и доработки методики сопряжения интерфейсов эта точность может быть повышена в зависимости от решаемых задач. В статье описывается реализованная технология сопряжения кодов ФАЭТОН и КАБАРЕ-Т. В рамках тестовых демонстрационных расчётов для разработанных интерфейсов рассмотрены две модельные задачи в объёме вакуумной камеры (ВК) на примере ТЯУ ИТЭР.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ КОДОВ ФАЭТОН И КАБАРЕ-Т

Код ФАЭТОН. Интегральный код ФАЭТОН предназначен для расчётной оценки водородной взрывобезопасности ТЯУ типа токамак в аварийных режимах на основе численного моделирования изменения во времени теплогидравлических параметров, усреднённых по объёму ячеек расчётной модели. Расчётная модель ТЯУ типа токамак, используемая в ФАЭТОН, включает ВК, бак-барботёр, дренажный бак, системы охлаждения обращённых к плазме компонентов, помещения вне ВК. Код ФАЭТОН имеет модульную структуру, при этом программные модули объединяют связанные физические модели процессов и явлений, определяющих развитие аварии.

Отправной точкой для разработки кода ФАЭТОН было определение и ранжирование физических явлений, необходимых для рассмотрения в рамках интегрального моделирования процессов на ТЯУ в условиях представительных аварий. Для части этих явлений были реализованы модели, ранее успешно апробированные в расчётах запроектных аварий на АЭС с ВВЭР с помощью кода СОКРАТ [14]. Соответственно эти модели использовались в неизменном или адаптированном виде. Для других процессов и явлений, специфичных для аварий на ТЯУ типа токамак, были разработаны новые модели. В совокупности связанные модули позволяют моделировать нестационарные процессы в элементах ТЯУ и производить расчётную оценку возможности образования взрывоопасных смесей водорода и воздуха, а также газопылевых смесей.

В частности, код включает следующие модели:

- неравновесная двухжидкостная двухфазная теплогидравлика (пар, вода и неконденсирующиеся газы);
- теплоперенос в твёрдом теле, тепловое и механическое взаимодействие воды и парогазовой среды со стенками конструкционных элементов;
- высокотемпературное окисление бериллиевых и вольфрамовых поверхностей и слоя металлической пыли;
- подъём, перенос и окисление металлической пыли;
- теплообмен излучением;
- нагружение стенок ВК и связанных с ВК сосудов давлением в результате истечения теплоносителя, горения водорода и/или пыли.

Кроме того, в расчётах по коду возможен учёт источников водорода, связанных с растеплением криопанелей вакуумных насосов.

Связанные модули в совокупности позволяют моделировать нестационарные процессы в элементах ТЯУ и производить расчётную оценку возможности образования взрывоопасных смесей водорода и воздуха, а также газопылевых смесей.

Код КАБАРЕ-Т. CFD-код КАБАРЕ-Т служит для детального трёхмерного моделирования потоков водородосодержащих газопылевых смесей внутри ВК и в смежных помещениях и решения тепловой задачи в твёрдых телах (материалах стенок ВК), а также в качестве инструмента для прогнозирования последствий горения и детонации данных смесей. В основе кода лежит одноимённая балансно-характеристическая схема КАБАРЕ [15], обладающая улучшенными транспортными свойствами в классе схем

второго порядка точности с компактным вычислительным шаблоном. Данный подход позволяет проводить моделирование турбулентных течений в вихреразрешающем приближении без использования настроечных параметров, что даёт повышенные прогнозные возможности в части моделирования распространения и перемешивания многокомпонентных газопылевых смесей.

На распространение и состав газопылевой смеси в значительной степени могут влиять такие процессы, как окисление металлической пыли (на поверхностях дивертора/бланкета и/или в объёме ВК), конденсация/испарение пара, теплообмен со стенками, поступление водорода в объём ВК при растеплении криопанелей вакуумных насосов. Разработка CFD-инструмента для ТЯУ предполагает интегрирование в рамках единой программной платформы всей совокупности физико-математических моделей процессов и явлений, влияющих на распространение и стратификацию газопылевых смесей.

Для расчётов задач горения и детонации газопылевых смесей на базе вычислительной платформы кода КАБАРЕ-Т разрабатывается специальный модуль, в котором реализованы современные модели крупномасштабного горения и детонации [16, 17].

3. РАЗРАБОТКА ИНТЕРФЕЙСОВ МЕЖДУ КОДАМИ ФАЭТОН И КАБАРЕ-Т

Типы интерфейсов между кодами ФАЭТОН и КАБАРЕ-Т. В настоящее время между кодами ФАЭТОН и КАБАРЕ-Т используются два типа интерфейсов: «источник газа», возникающий при нарушении целостности границ ВК и/или контура охлаждения, и «источник тепла», возникающий при теплообмене между первой стенкой ВК и теплоносителем в системе охлаждения. Далее рассматриваются две тестовые задачи для разработки и отладки интерфейсов в реальной геометрии ВК на примере ТЯУ ИТЭР. Результаты расчётов по коду ФАЭТОН сравниваются с результатами сопряжённых расчётов ФАЭТОН—КАБАРЕ-Т, в которых данные передаются из ФАЭТОН в КАБАРЕ-Т.

Упрощённая модель ВК и сетка. Для однозначности будем рассматривать модель ВК международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. В коде КАБАРЕ-Т решаются стандартная система уравнений газовой динамики [14, 15] (с неявным моделированием подсеточных масштабов без использования моделей турбулентности) и уравнение теплопроводности в твёрдых телах в трёхмерной модели ВК ИТЭР в реальном размере с упрощённой геометрией в области дивертора (рис. 1, а). Основная конфигурация ВК взята из технического описания ИТЭР [18]. Следует отметить, что в указанном проекте материалом поверхности первой стенки был бериллий, что учтено при разработке моделей для проведения расчётов, целью которых была демонстрация возможностей интерфейсов. При этом в будущем предполагается рассмотрение вольфрама в качестве материала обращённых к плазме поверхностей и металлической пыли, что соответствует актуальным проектам ТЯУ. На рис. 1, б приведено полоидальное сечение ВК. Объём свободного пространства ВК (Fluid Volume) составляет 1214,8 м³.

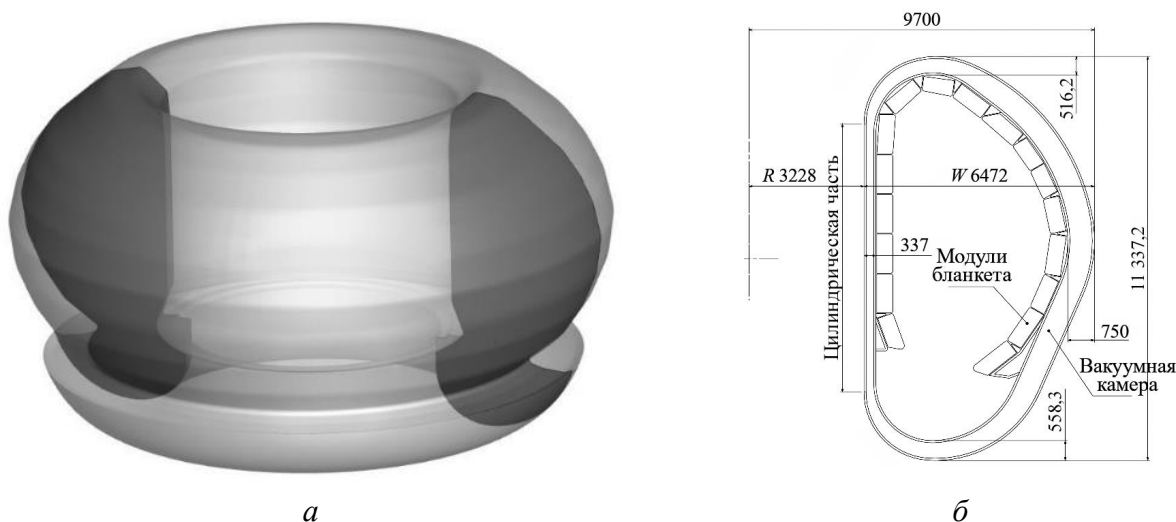


Рис. 1. Геометрия упрощённой модели ВК: а — трёхмерная модель ВК; б — полоидальное сечение ВК [18]

Для проведения численного моделирования в CFD-приближении используется нерегулярная гексаэдральная сетка, адаптированная к границам. На рис. 2 показана сеточная модель в 3D (а) и в полоидальном сечении ВК (б). Размер сеточной модели составляет 1 367 212 ячеек. На всех стенках камеры сетка сгущается до размера 2,5 см (в безразмерных единицах разброс значений в тестовых задачах составил $5 < y^+ < 50$). В среднем размер ячеек составляет около 10 см (в области струи размер ячеек порядка $100\eta_k$, вдали от источника и стен порядка $10\eta_k$, где η_k — Колмогоровский масштаб). В тестовых задачах исследование сеточной сходимости не проводилось, так как сетка не влияет напрямую на передачу данных на интерфейсах. Построение сетки проводилось из соображений частичного вихреразрешения (для демонстрации результатов) и вычислительной эффективности расчётов. Небольшая асимметрия сетки в области инжекции не связана с «физикой» рассматриваемых процессов, так как это дефект, обнаруженный уже при подготовке публикации.

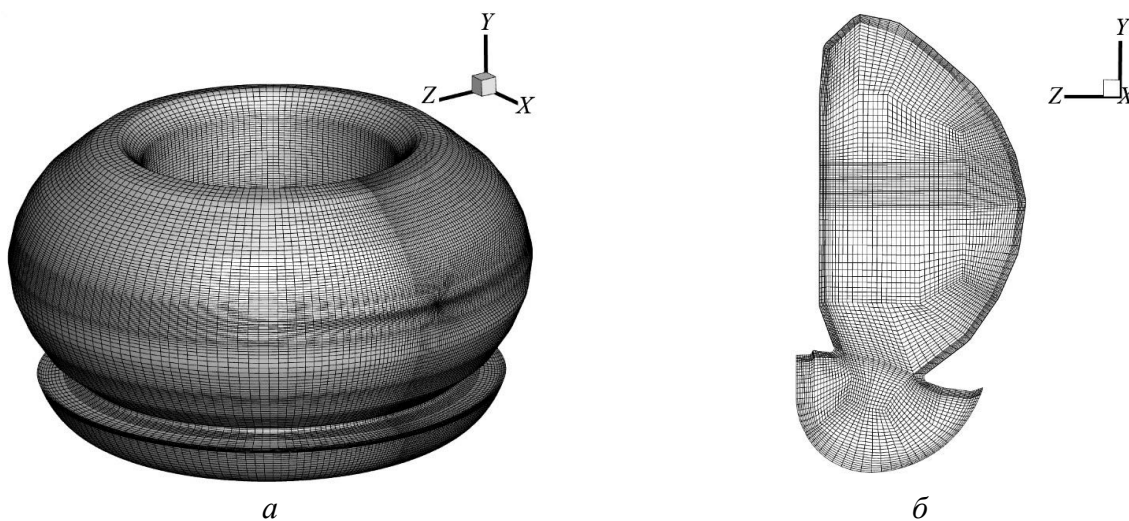


Рис. 2. Сеточная модель ВК: а — трёхмерная модель ВК; б — полоидальное сечение ВК

Интерфейс типа «источник газа». В тестовой задаче 1 (рис. 3, а) рассматривается интерфейс типа «источник газа». Теплообмен и химические реакции газа со стенками отключены. В начальный момент камера заполнена паром при давлении $P_0 = 1$ кПа и температуре $T_0 = 353$ К. Источник пара (потоки массы и энтальпии) через разрыв диаметром $d = 1$ см рассчитывается в коде ФАЭТОН. Давление в системе охлаждения представляет собой функцию от времени $P = P(t)$, являющуюся результатом моделирования процесса истечения пара из системы охлаждения с использованием теплогидравлических моделей кода. Цель заключается в проверке баланса массы и энергии в ВК.

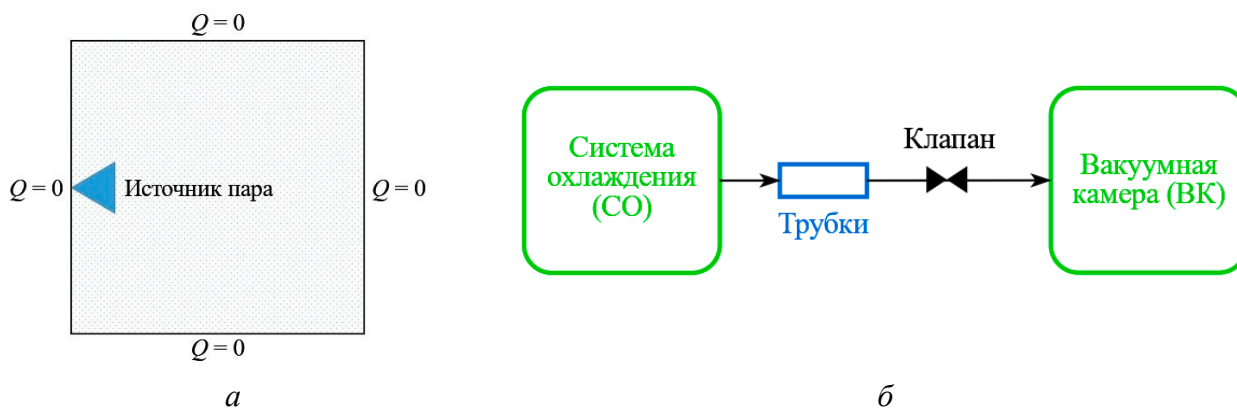


Рис. 3. Упрощённая схема ВК для тестовой задачи 1: а — конфигурационная схема для кода КАБАРЕ-Т; б — нодализационная схема для кода ФАЭТОН

Для получения расчётных параметров источника по коду ФАЭТОН используется нодализационная схема ВК, представленная на рис. 3, б. Объём камеры, моделирующей ВК, был задан равным 1214,8 м³. Элемент схемы «камера» в ФАЭТОН представляет собой расчётную ячейку с сосредоточенными параметрами (давление, температура, концентрация, паросодержание). Камера «СО» («система охлаждения») объёмом 200 м³ условно представляет контур охлаждения, из которого происходит истечение пара в ВК. Канал с клапаном моделирует две идентичные трубки длиной 0,125 м и диаметром 10 мм каждая. Согласно принятым в задаче адиабатическим граничным условиям тепловые элементы, представляющие стенки ВК, не моделируются. Начальные условия в камере «СО» определяются водяным паром при температуре $T_s = 500$ К и давлении $P_s = 100$ кПа.

В расчёте тестовой задачи 1 принято, что в момент времени $t = 0$ с клапан открывается, начинается истечение пара в ВК. Передаваемые по результатам расчёта параметры для CFD-моделирования включают динамику следующих величин: давление и температура пара в ВК, массовый расход пара в узле (сечении) между каналом «Трубки» и камерой «ВК», давление и температура пара в канале «Трубки».

В расчёте тестовой задачи 1 по коду КАБАРЕ-Т первая стенка ВК не моделировалась. На всех границах расчётной области использовалось адиабатическое граничное условие.

Для задания источника пара при разрыве трубки системы охлаждения ВК используется так называемая модель объёмного источника [19]. Стандартный подход для моделирования сверхзвукового источника — применение моделей эффективного сечения [20—22]. В процессе истечения пара из контура охлаждения в ВК диаметр эффективного сечения будет уменьшаться по мере падения давления в контуре охлаждения $d_{\text{eff}} \sim \sqrt{P}$. В CFD-подходе это потребовало бы применения адаптивных геометрической и сеточной моделей, изменяющихся на каждом шаге по времени. Задание скорости истечения на сопле (ГУ I рода или Дирихле) для решения уравнений количества движения в некоторых практических задачах может быть нетривиальным или неудобным с точки зрения моделирования. Численные ограничения, обусловленные заданием входного ГУ, могут быть ослаблены с помощью модели объёмного источника (Volumetric Source Model, VSM) [19]. В данном подходе небольшая часть объёма расчётной области в окрестности сопла служит для моделирования объёмного выброса импульса, энергии и массы газовых компонентов для имитации параметров моделируемого течения. При этом объёмный источник имеет фиксированные размеры, но расходные характеристики источника изменяются во времени в соответствии с изменяющимися параметрами физического потока. Можно ожидать, что VSM обеспечит достаточно точное решение, если физический поток (массы, энергии, импульса) и поток, моделируемый с помощью объёмных источников, одинаковы и масштаб задачи, где нас интересует решение, значительно больше, чем размер объёмного источника. Метод VSM был проверен на основе экспериментальных данных [19, 22]. Было проведено моделирование струй с различными размерами объёмного источника. Отношение размера области объёмного выброса к эффективному диаметру сопла изменялось от 1 до 8. Было показано, что расчётные и экспериментально наблюдаемые характеристики струи хорошо согласуются при условии, если отношение размера объёмного источника d_{VS} к эффективному диаметру сопла d_{eff} не превышает 4: $d_{VS} < 4d_{\text{eff}}$.

На рис. 4 показаны иллюстрации к описанию модели объёмного источника.

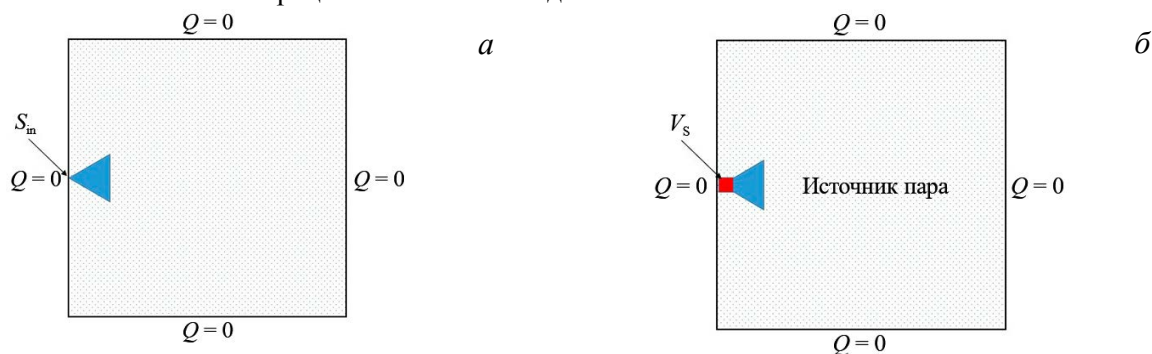


Рис. 4. Иллюстрации к описанию модели объёмного источника: а — «точечный» источник пара; б — объёмный источник пара

Пусть в некоторую замкнутую теплоизолированную область происходит выброс газа (пара) через «точечный» источник площадью $S_{in} \ll S_{wall}$. Законы сохранения массы, импульса и энергии (без учёта диффузионного переноса) записываются в виде

$$\begin{cases} \rho'_i + \text{div}(\rho \vec{u}) = 0; \\ (\rho u_i)'_i + \text{div}(\rho u_i \vec{u}) + \nabla_i P = 0; \\ (\rho e)'_i + \text{div}((\rho e + P)\vec{u}) = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где $e = k + \varepsilon$ — удельная полная энергия газа, Дж/кг; $k = u_i u_i / 2$ — удельная кинетическая энергия газа, Дж/кг; $\varepsilon = C_V T$ — удельная внутренняя энергия газа, Дж/кг.

Интегрируя систему уравнений (1) по объёму расчётной области, получим

$$\begin{cases} m'_i + \oint \rho(\vec{u} \vec{n}) dS = 0; \\ (I_i)'_i + \oint [\rho u_i(\vec{u} \vec{n}) + P n_i] dS = 0; \\ E'_i + \oint [\rho e + P](\vec{u} \vec{n}) dS = 0, \end{cases} \quad (2)$$

где $m = \int \rho dV$ — масса газа в замкнутой области, кг; $I_i = \int \rho u_i dV$ — импульс газа в замкнутой области, кг·м/с; $E = \int \rho e dV$ — полная энергия газа в замкнутой области, Дж.

Для «точечного» источника газа систему уравнений (2) можно записать в виде

$$\begin{cases} \dot{m} - \rho_{in} u_{in} S_{in} = 0; \\ \dot{I}_n - (\rho_{in} u_{in}^2 + P_{in}) S_{in} = 0; \\ \dot{E} - (\rho_{in} e_{in} + P_{in}) u_{in} S_{in} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где ρ_{in} , u_{in} , P_{in} — плотность, скорость и давление на кромке сопла (inlet) соответственно.

Уравнения системы (3) можно рассматривать как определения для источников массы \dot{m} , импульса \dot{I}_n и энергии \dot{E} . Эти источники можно перенести в правую часть уравнений и представить их в виде объёмных источников в ограниченной области с объёмом V_S (см. рис. 4, б). Тогда система уравнений (1) может быть записана в виде

$$\begin{cases} \rho'_i + \text{div}(\rho \vec{u}) = S_m; \\ (\rho u_i)'_i + \text{div}(\rho u_i \vec{u}) + \nabla_i P = S_I; \\ (\rho e)'_i + \text{div}((\rho e + P)\vec{u}) = S_E, \end{cases} \quad (4)$$

где $S_x = \begin{cases} \dot{x} / V_S, & \vec{r} \in G_{VS} \\ 0, & \vec{r} \notin G_{VS} \end{cases}$ — объёмный источник свойства x , $[x] / \text{м}^3/\text{с}$; G_{VS} — область объёмного источника.

Источники массы, импульса и энергии рассчитываются по следующим характеристикам истечения, полученным из расчёта по коду ФАЭТОН: массовый расход через клапан; давление и температура в канале «Трубки» (P_S , T_S). Давление и температура на кромке сопла, являющиеся входными параметрами для задания объёмного источника, вычисляются по формулам для критического истечения [20]

$$\begin{aligned} P_{in} &= P_S \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}; \\ T_{in} &= T_S \frac{2}{\gamma + 1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Результаты моделирования тестовой задачи 1. С учётом удвоенной площади при гильотинном разрыве эквивалентный диаметр сопла будет равен $d = \sqrt{2}d_0$. В модели Молькова [22] диаметр эффективного сечения рассчитывается по формуле $d_{\text{eff}} = \sqrt{P_{\text{in}} / P_a} d$, где P_{in} — давление на кромке сопла, P_a — давление в ВК. В начальный момент времени $P_{\text{in}} \approx 54,6$ кПа, $P_a = 1$ кПа, тогда размер эффективного сечения равен $d_{\text{eff}} \approx 10,4$ см. В соответствии с моделью VSM размер объёмного источника был выбран порядка размера эффективного сечения $d_{\text{VS}} \approx d_{\text{eff}} \approx 10$ см (в тестовой задаче 1 расход пара снижается незначительно и условие $d_{\text{VS}} < 4d_{\text{eff}}$ будет заведомо выполняться). На рис. 5, а показана область объёмного источника на стенке ВК, на рис. 5, б — струя пара в тестовой задаче 1 в момент времени 10 с.

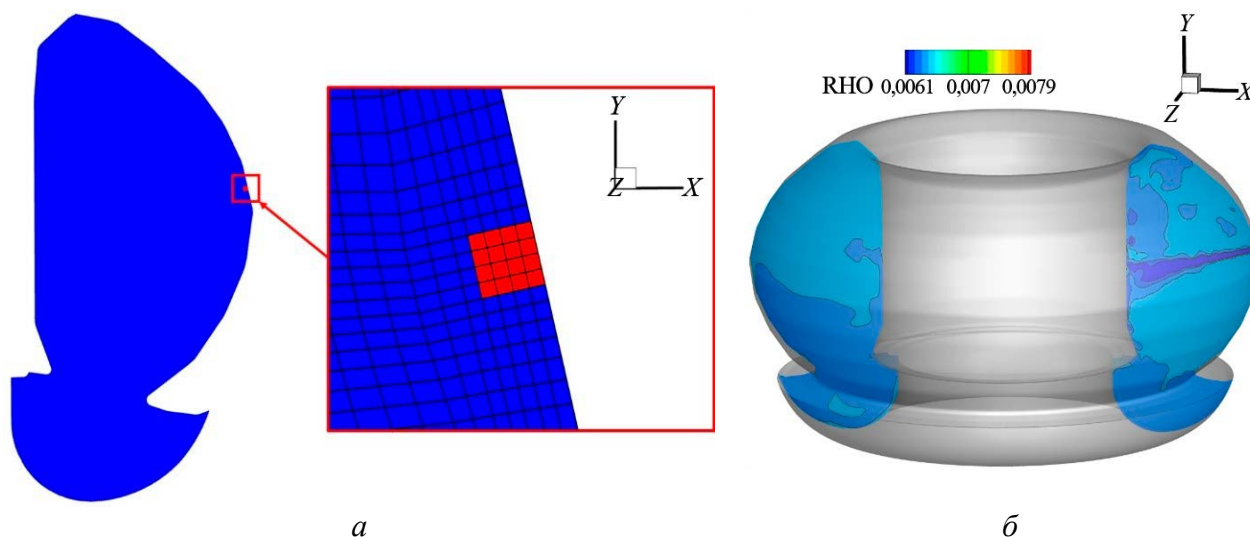


Рис. 5. Моделирование объёмного источника: а — область объёмного источника; б — струя пара ($t = 10$ с)

Для тестовой задачи 1 можно получить приближенное аналитическое решение, полагая, что газ имеет постоянные теплоёмкость и показатель адиабаты.

Масса газа m (кг) в ВК в момент времени t выражается по формуле

$$m = m_0 + \int_0^t \dot{m} dt, \quad (6)$$

где \dot{m} — источник массы (3), кг/с.

Полная энергия газа E (Дж) в ВК с объёмом V при среднем давлении P

$$E = \int \rho(\varepsilon + k) dV = \int \left(\frac{P}{\gamma - 1} + \rho k \right) dV = \frac{PV}{\gamma - 1} + K, \quad (7)$$

где $K = \int \rho k dV$ — кинетическая энергия газа внутри ВК, Дж.

Кинетическая энергия газа в начальный момент времени $K(0) = 0$. Из-за диссипации кинетической энергии во внутреннюю на бесконечности кинетическая энергия также стремится к нулю $K(\infty) \rightarrow 0$. Тогда, полагая, что $\Delta K = 0$, получим приближенное аналитическое решение для давления газа в ВК

$$P \approx P_0 + \frac{\gamma - 1}{V} \Delta E = P_0 + \frac{\gamma - 1}{V} \int_0^t \dot{E} dt, \quad (8)$$

где \dot{E} — источник энергии (3), Вт.

На рис. 6 показаны графики изменения массы пара в ВК (а) и расхода пара через разрыв (б) во времени. Как видно из графиков, расход поступающего в ВК пара в расчёте по коду КАБАРЕ-Т в точности совпадает с рассчитанным по ФАЭТОН, что говорит о правильном моделировании интерфейса типа «источник газа». При этом в расчётах на 1,5% отличается начальная масса пара в ВК, что связано с

разными уравнениями состояния для пара. В коде КАБАРЕ-Т можно реализовать различные приближения для уравнения состояния газов, однако в целях ускорения численного алгоритма для пара (и других газовых компонентов) используется уравнение состояния идеального газа $P_v = \rho_v R_v T_v$, где P_v , ρ_v , R_v , T_v — давление, плотность, газовая постоянная и температура пара соответственно, а для зависимости удельной энтальпии пара от температуры $h_v = h_v(T_v)$ используются полиномы в формате NASA 7 [23], приближающие табличные термодинамические данные [24]. Уравнения состояния для пара в моделях ФАЭТОН, в которых давление и удельная энтальпия являются базовыми переменными, могут быть записаны как совокупность зависимостей $\rho_v = \rho_v(P_v, h_v)$ и $T_v = T_v(P_v, h_v)$. При этом зависимости $\rho_v = \rho_v(P_v, T_v)$ и $h_v = h_v(P_v, T_v)$ представляют собой полиномиальную аппроксимацию данных таблиц теплофизических свойств воды и водяного пара. Плотность пара, таким образом, получается по итогам вычисления давления и удельной энтальпии итерационным методом. Для неконденсируемых газов (включая кислород, водород, азот) выполняются уравнения состояния идеального газа. На рис. 7, а представлена зависимость относительной разности плотностей пара, рассчитанных по ФАЭТОН $\rho_{\text{ФАЭТОН}}$ и по приближению идеального газа ρ_{id} , от давления и температуры пара. По вертикальной оси графика отображены значения величины $\Delta\rho/\rho = (\rho_{\text{id}} - \rho_{\text{ФАЭТОН}})/\rho_{\text{id}}$ в процентах. На рис. 7, б приведено сравнение результатов расчёта давления в ВК по кодам КАБАРЕ-Т и ФАЭТОН. Как видно из рисунка, результаты расчётов близки друг к другу и к аналитическому решению. Отклонение составляет меньше 1% (в абсолютных значениях), что связано с различием в уравнениях состояния для пара.

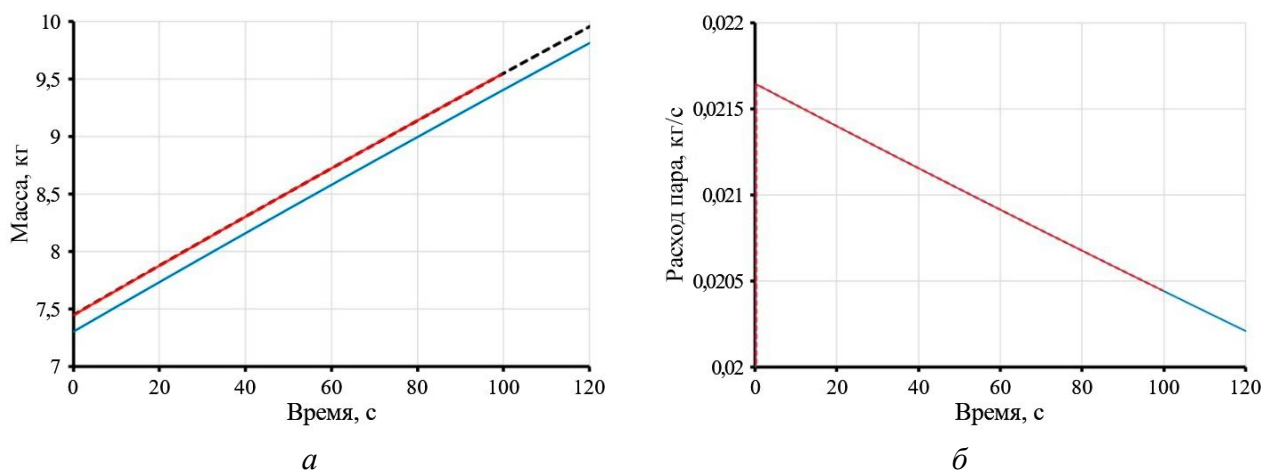


Рис. 6. Результаты тестовой задачи 1 (1): а — масса пара в ВК: - - - — аналитика, — — ФАЭТОН, — — КАБАРЕ-Т; б — расход пара через разрыв: — — ФАЭТОН, - - - — КАБАРЕ-Т

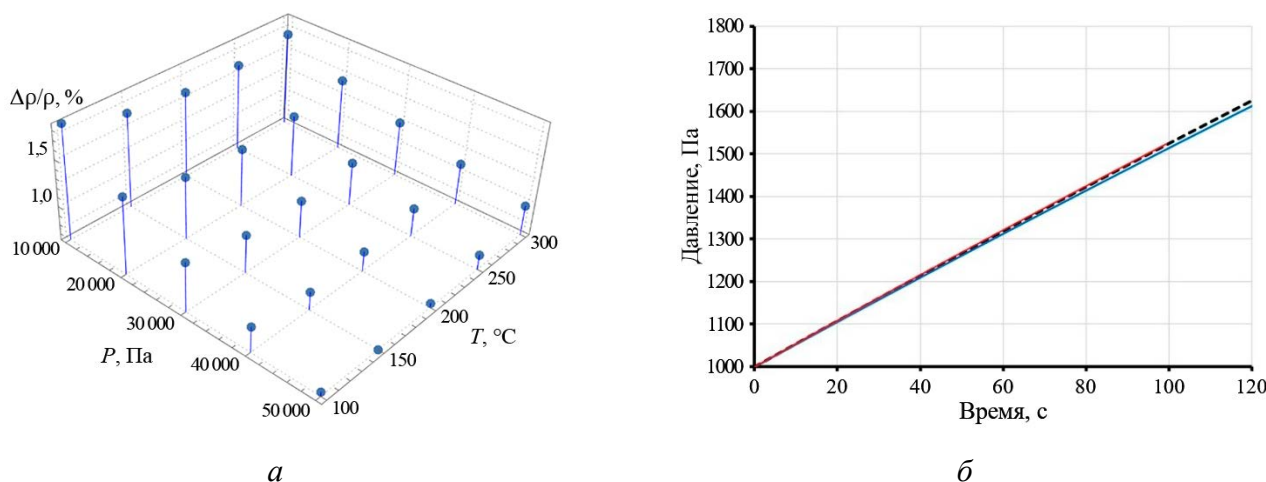


Рис. 7. Результаты тестовой задачи 1 (2): а — относительная разность расчётной плотности; б — давление в ВК: - - - — аналитика ($\gamma = 1,33$), — — ФАЭТОН, — — КАБАРЕ-Т

Интерфейс типа «источник тепла». В тестовой задаче 2 (рис. 8) рассматривается интерфейс типа «источник тепла» на стенках ВК. Химические реакции газа со стенками отключены. В начальный момент камера заполнена паром при давлении $P_0 = 50$ кПа и температуре $T_0 = 500$ К. Источник пара отсутствует. Включается система охлаждения при температуре $T_1 < T_0$. Тепловой поток и/или температура на внешней границе слоя бериллия вычисляются в коде ФАЭТОН.

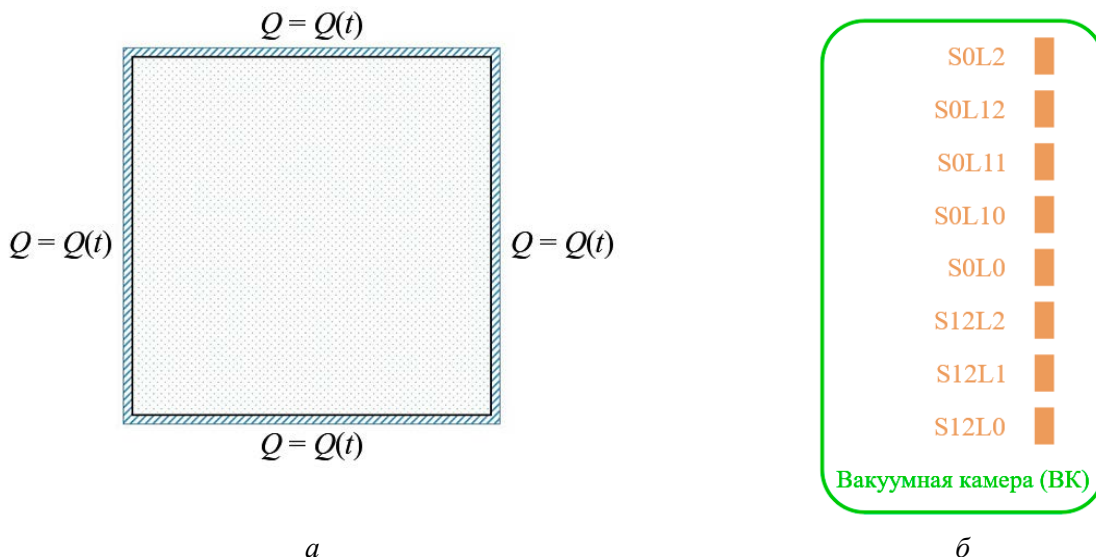


Рис. 8. Упрощённая схема ВК для тестовой задачи 2: *a* — конфигурационная схема для кода КАБАРЕ-Т; *б* — нодализационная схема для кода ФАЭТОН

Для моделирования с помощью кода КАБАРЕ-Т сопряжённого теплообмена со стенками ВК в упрощённой модели ВК (см. рис. 1) задаётся дополнительный материал на стенках ВК, за исключением зоны дивертора (рис. 9, *a*), соответствующий облицовочному слою бериллия ПС, обращённому к плазме (рис. 9, *б*). Прямое моделирование слоя бериллия позволяет проводить расчёт важных физико-химических процессов на интерфейсе между газом и ПС ВК, таких как окисление металлической поверхности и сопряжённый теплообмен. На внешней поверхности бериллиевого слоя задаются граничные условия первого рода $T(\vec{r}, t) = T_{wall}(\vec{r}, t)$. Температура на внешней поверхности слоя бериллия $T_{wall}(\vec{r}, t)$ определяется работой системы охлаждения ВК и рассчитывается с помощью кода ФАЭТОН.

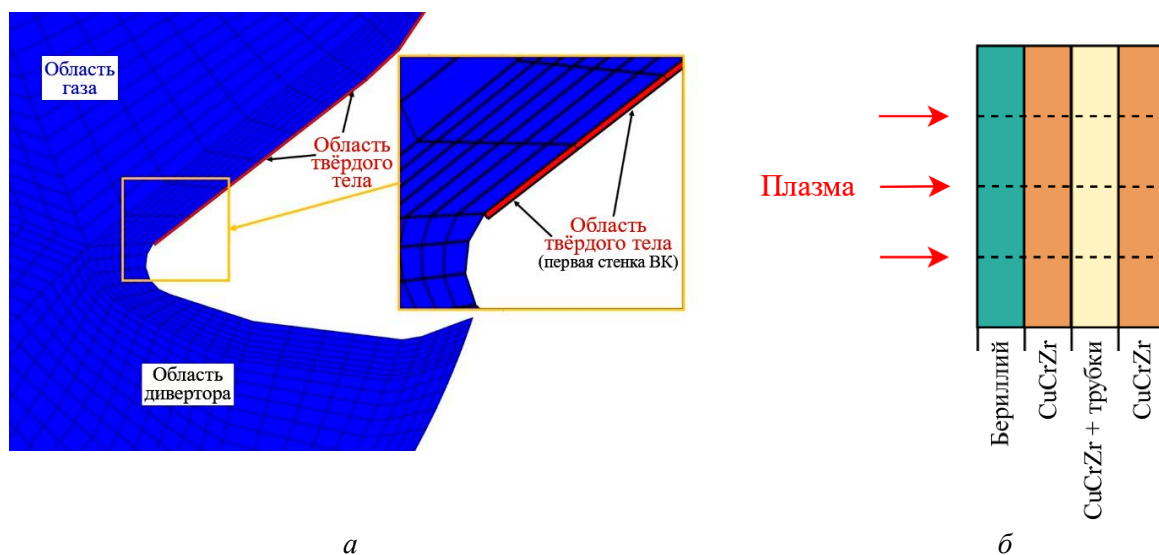


Рис. 9. Расчётная модель для тестовой задачи 2: *a* — слой бериллия в расчётной модели для КАБАРЕ-Т; *б* — радиальная структура материальных слоёв ПС ВК в модели для ФАЭТОН

В нодализационной схеме для кода ФАЭТОН используются восемь нодов для описания интерфейсов на внешней поверхности бериллиевого слоя в ПС ВК (см. рис. 8, б). Граничное условие по температуре ПС описывается дискретным набором температурных функций от времени $T(\vec{r}, t) = T_{wall}^i(t)$, $\vec{r} \in \Gamma_i$, $i = 0—7$, где Γ_i — часть внешней поверхности слоя бериллия, соответствующая i -му ноду. Под интерфейсными нодами подразумеваются группы модулей ПС, каждая из которых представлена в модели ФАЭТОН единым тепловым элементом. При построении модели считалось, что обращённая к плазме поверхность одного эффективного модуля имеет высоту 1 м и длину 1,536 м в тороидальном направлении, а общее число модулей равно 432. Выбор соотношения между числами эффективных модулей, относящихся к различным интерфейсным нодам, основывался на особенностях моделирования питающих и сборных ниток системы охлаждения ПС. Для каждой группы модулей тепловой элемент в модели ФАЭТОН включает четыре высотные ячейки (см. рис. 9, б). Работа контура охлаждения ПС условно моделируется путём введения отрицательной мощности тепловыделения в слое материала с охлаждающими трубками (CuCrZr+трубки), отличного для разных ячеек групп модулей, с момента времени $t = 0$ с. Передаваемое в интерфейсе значение температуры $T_{wall}^i(t)$ рассчитывается как среднее температур четырёх высотных ячеек на противоположной от плазмы поверхности бериллиевого слоя для i -го нода.

В расчётной модели кода КАБАРЕ-Т проводится декомпозиция ПС (бериллиевого слоя) на сегменты (рис. 10, а) в соответствии с нодализационной схемой в коде ФАЭТОН. ПС разбивается на три угловых сектора (по 120°) и на три уровня по высоте так, чтобы сохранить нужную пропорцию между площадями сегментов. В трёхмерной модели также проводится разделение сегментов на внешней части поверхности тора и на её внутренней части. В секторе 0 на уровне 1 проводится дополнительная декомпозиция с выделением аварийного сегмента, соответствующего ноду, в котором происходит разрыв системы охлаждения ВК. Общее количество сегментов в трёхмерной модели составляет 21. Каждый сегмент представляет собой часть слоя бериллия заданной толщины. Внутренняя поверхность сегмента обращена к газу (интерфейс между Fluid volume и Solid volume), внешняя поверхность является интерфейсом между кодами КАБАРЕ-Т и ФАЭТОН (рис. 10, б).

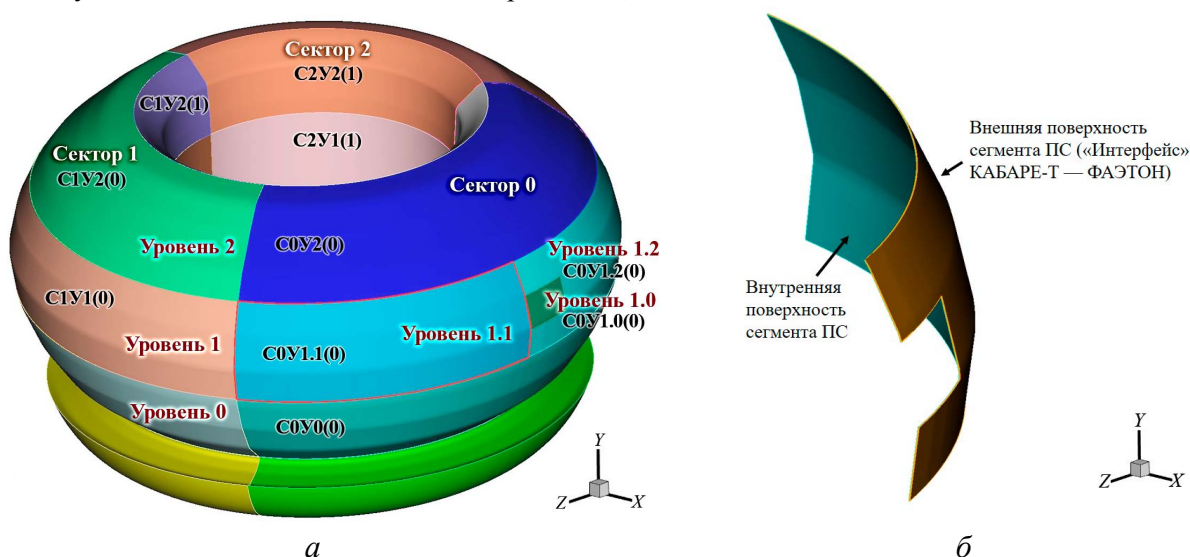


Рис. 10. Декомпозиция ПС ВК на сегменты: а — сегменты ПС ВК (0 — внешняя часть ПС; 1 — внутренняя часть ПС); б — внутренняя и внешняя (интерфейсная) поверхность сегмента C0Y1.2(0)

Сегментам удобно присвоить уникальные названия $C_n Y_m(k)$, где $n = 0, 1, 2$ — номер сектора, $m = 0, 1, 2$ — номер уровня, $k = 0, 1$ — номер поверхности тора (0 — внешняя, 1 — внутренняя). Для сегментов C0Y1 вводится дополнительный индекс $p = 0, 1, 2$ (C0Y1.p(k)). Для сегментов, смежных с сектором 1, индекс p равен 1, для сегментов, смежных с сектором 2, $p = 2$, для «аварийного» сегмента $p = 0$.

В таблице приведён список интерфейсных узлов в модели для ФАЭТОН. Интерфейсные узлы могут соответствовать одному, двум или четырём сегментам в трёхмерной модели. В таблице приводятся площади внутренней и внешней поверхности для каждого интерфейсного узла, а также отклонения в процентах от суммарной площади соответствующих сегментов в трёхмерной модели. Как видно из таблицы, для площадей интерфейсных поверхностей отклонение составляет от 0,04 до 0,19%, что связано с ошибками построения/декомпозиции трёхмерной модели. Вообще говоря, задача разделения криволинейной поверхности на сегменты с заданной пропорцией по площадям нетривиальна и имеет лишь приближенное решение. Для внутренних поверхностей отклонение составляет от 0,29 до 0,54%. Отклонения связаны с упрощённым представлением тепловых элементов в коде ФАЭТОН в виде секторов тонкой цилиндрической оболочки. Упрощённо считается, что радиус цилиндра составляет 100 м.

Список интерфейсных узлов

№ узла (ФАЭТОН)	Узел (ФАЭТОН)	Сегменты в 3D-модели (КАБАРЕ-Т)	Площадь внешней поверхности узла, м ²	Отклонение площади внешней поверхности узла от площади сегментов в 3D-модели, %	Площадь внутренней поверхности узла, м ²	Отклонение площади внутренней поверхности узлов от площади сегментов в 3D-модели, %
0	S0L10	C0Y1.0(0)	1,536	+0,07	1,536	+0,52
1	S0L11	C0Y1.1(0), C0Y1.1(1)	36,868	+0,04	36,864	+0,21
2	S0L12	C0Y1.2(0), C0Y1.2(1)	35,331	+0,04	35,328	+0,20
3	S0L0	C0Y0(0), C0Y0(1)	73,735	+0,08	73,728	+0,30
4	S0L2	C0Y2(0), C0Y2(1)	73,735	+0,16	73,728	+0,52
5	S12L0	C1Y0(0), C1Y0(1), C2Y0(0), C2Y0(1)	147,470	+0,08	147,456	+0,31
6	S12L1	C1Y1(0), C1Y1(1), C2Y1(0), C2Y1(1)	147,470	+0,05	147,456	+0,22
7	S12L2	C1Y2(0), C1Y2(1), C2Y2(0), C2Y2(1)	147,470	+0,19	147,456	+0,54

Результаты моделирования тестовой задачи 2. Теплофизические свойства металлического бериллия взяты из работы [25]. Плотность бериллия считается постоянной и равной плотности при н.у. 1848 кг/м³. В коде ФАЭТОН для удельной теплоёмкости и теплопроводности металлического бериллия в зависимости от температуры используется линейная интерполяция между экспериментальными точками. В коде КАБАРЕ-Т экспериментальные точки аппроксимируются линейной зависимостью. Для удельной теплоёмкости используется зависимость $C(T) \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right] = 1474,211 + 1,62367 \cdot T \text{ [К]}$, а для теплопроводности — $k(T) \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}} \right] = 214,7985 - 0,1134836 \cdot T \text{ [К]}$.

На рис. 11 показана температура ПС в различные моменты времени (20 и 70 с). После включения системы охлаждения температура ПС снижается практически с постоянной скоростью ~1 К/с. Охлаждение различных сегментов ПС происходит с разной скоростью.

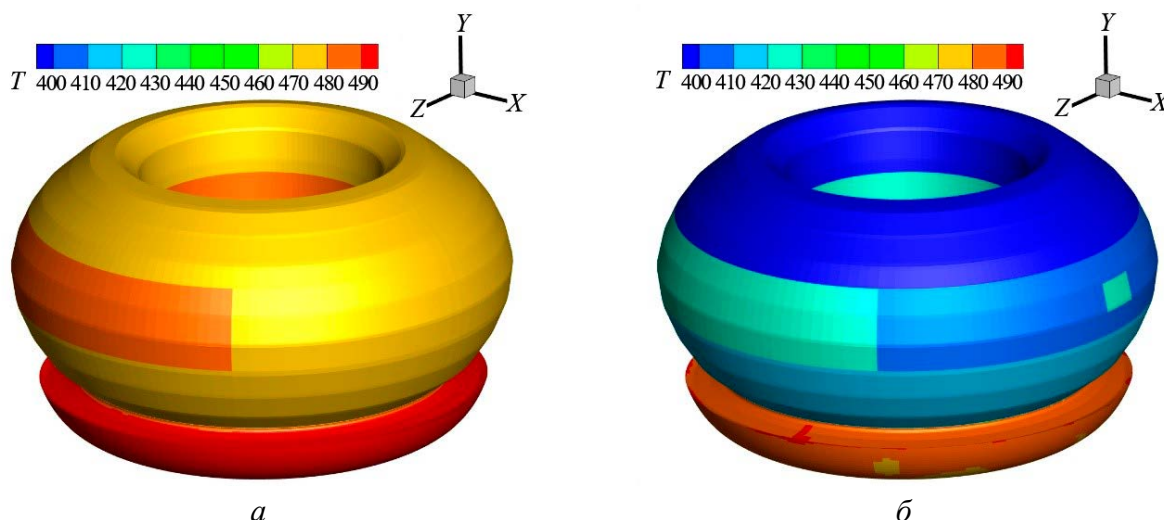


Рис. 11. Температура ПС: *a* — 20 с; *б* — 70 с

На рис. 12, *a* приведено сравнение средней температуры нода S12L1 в расчёте по коду ФАЭТОН с температурой соответствующего сегмента в расчёте по коду КАБАРЕ-Т. Средняя температура ПС в значительной степени определяется граничным условием на внешней (интерфейсной) поверхности, поэтому отклонение между расчётами не превышает 1%. На внутренней поверхности ПС рассчитывается конвективный теплообмен с газом. В коде КАБАРЕ-Т конвективный теплообмен рассчитывается напрямую без использования эмпирических корреляций для коэффициента теплоотдачи при естественной конвекции газа. В коде ФАЭТОН рассчитывается конвективный теплообмен для естественной и вынужденной конвекции в гидравлической ячейке, сопряжённой с тепловым элементом, при этом используются корреляционные зависимости коэффициента теплоотдачи от безразмерных чисел, характеризующих градиент температур и движение теплоносителя в ячейке. В случае нульмерной нодализационной схемы ВК в расчёте по ФАЭТОН не учитывается теплообмен, связанный с особенностями конвективного движения газа в объёме ВК вблизи стенок. На рис. 12, *б* приведено сравнение мощности теплового потока от газа к ноде S12L1, рассчитанной с использованием программного комплекса ФАЭТОН, с данными о мощности теплового потока для соответствующего сегмента, полученными в расчёте по коду КАБАРЕ-Т. Уменьшение средней температуры тепловых элементов приводит к практически линейному росту мощности теплового потока во времени в расчёте по коду ФАЭТОН. В расчёте по коду КАБАРЕ-Т изменение мощности теплового потока имеет более сложный характер. Увеличение теплообмена между ПС и газом (из-за снижения температуры ПС) сопровождается интенсификацией конвективных потоков внутри ВК, что, в свою очередь, приводит к дополнительному увеличению скорости теплообмена. Из рис. 12 видно, что в первые 25 с расчётные кривые по КАБАРЕ-Т хорошо соответствуют

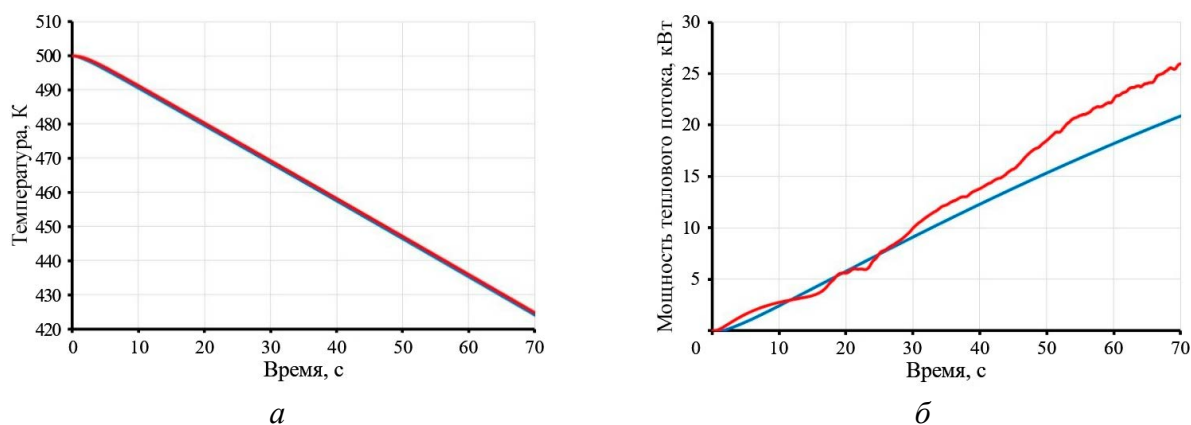


Рис. 12. Температура и мощность теплового потока для интерфейсного нода S12L1: *a* — температура; *б* — мощность теплового потока; — — ФАЭТОН; — — КАБАРЕ-Т

линейному росту, затем скорость теплообмена возрастает и концу расчёта мощность теплового потока примерно на 25% превышает расчётные данные по коду ФАЭТОН.

На рис. 13, *а* приведено распределение температуры пара в сечении ВК в момент времени 70 с. На рисунке видны нисходящие потоки охлаждённого газа вблизи стен и расслоение температуры газа по высоте. На рис. 13, *б* приведена зависимость давления в ВК от времени в расчётах по кодам ФАЭТОН и КАБАРЕ-Т. Как обсуждалось ранее, после 25 с в ВК возникают конвективные потоки и интенсивность теплообмена возрастает, что приводит к более быстрому охлаждению газа и падению давления в ВК в расчёте по коду КАБАРЕ-Т.

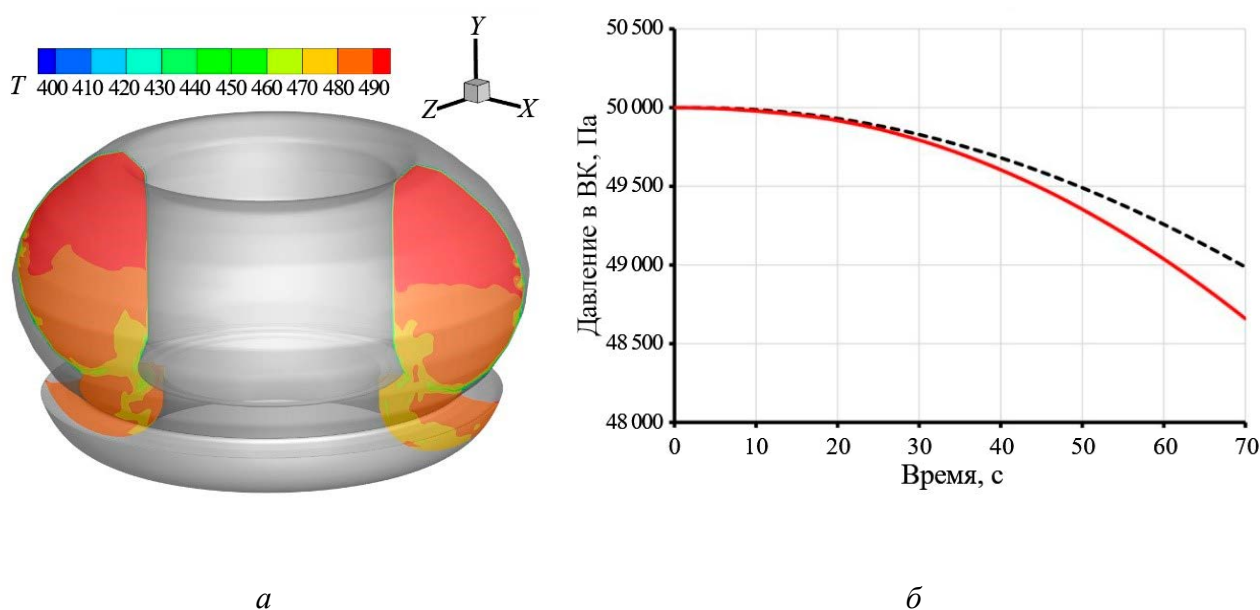


Рис. 13. Результаты расчётов тестовой задачи 2: *а* — распределение температуры газа в ВК; *б* — давление газа в ВК: --- — ФАЭТОН; — — КАБАРЕ-Т

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана технология интеграции между интегральным кодом в сосредоточенных параметрах ФАЭТОН и 3D-кодом CFD класса КАБАРЕ-Т, которая в дальнейшем будет развиваться с целью проведения сопряжённых расчётов процессов с образованием взрывоопасных газопылевых смесей при авариях на ТЯУ типа токамак.

Проведено тестирование двух интерфейсов между кодами ФАЭТОН и КАБАРЕ-Т для моделирования источника газа и теплообмена между первой стенкой и контуром охлаждения. В ходе подготовки расчётных моделей и по результатам расчётов тестовых задач показано, что отклонения размеров интерфейсов и величин, передаваемых из кода ФАЭТОН в код КАБАРЕ-Т, не превышают 1%.

Вместе с этим в расчётах наблюдались отклонения результатов по некоторым характеристикам, не связанные с передачей данных через интерфейсы. Так, незначительные отличия были связаны с различиями в уравнениях состояния водяного пара в кодах КАБАРЕ-Т и ФАЭТОН. Образование глобальных конвективных потоков газа в ВК, выявленное в расчётах по КАБАРЕ-Т, не могло быть воспроизведено в расчётах по коду ФАЭТОН на данном этапе из-за использования нульмерной нодализационной схемы ВК. Для моделирования конвективных потоков в расчётах по ФАЭТОН необходима соответствующая настройка нодализационной схемы с разбиением ВК на расчётные ячейки и подбором коэффициентов сопротивления на связях между ячейками. Это может быть выполнено в дальнейшем на основе картины течения, полученной в многомерных расчётах по КАБАРЕ-Т.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ имени М.В. Ломоносова [26].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Васильев А.Д. и др.** 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.
2. **Ахмедов И.С. и др.** Анализ аварии с потерей вакуума на ИТЭР с использованием интегральной программы для ЭВМ СОКРАТ-В1/В2. — Там же, 2023, т. 46, вып. 2, с. 38—52.
3. **Васильев А.Д. и др.** Возможность стратификации водорода в условиях аварии с истечением теплоносителя из системы охлаждения в вакуумную камеру токамака. — Там же, 2023, т. 46, вып. 2, с. 72—86.
4. **Гембицкий Н.Д., Долганов К.С.** Результаты кросс-верификации интегрального теплогидравлического расчёта аварии с двусторонним разрывом контура охлаждения дивертора на установке ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Ядерно-реакторные константы, 2024, вып. 2, с. 280—292.
5. **Chuyanov V., Topilski L.** Prevention of hydrogen and dust explosion in ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2006, vol. 81(8—14), p. 1313—1319.
6. **Redlinger R. et al.** 3D-analysis of an ITER accident scenario. — *Ibid.*, 2005, vol. 75—79, p. 1233—1236.
7. **Preliminary Safety Report (RPrS).** English translation of the Rapport Préliminaire de Sûreté (RPrS) submitted to the French Nuclear Safety Authorities. — Saint-Paul-lez-Durance: ITER Organization, 2010.
8. **Bertolotto D., Manera A., Frey S., Prasser H.-M., Chawla R.** Single-phase mixing studies by means of a directly coupled CFD/system-code tool. — *Annals of Nuclear Energy*, 2009, vol. 36, p. 310—316.
9. **Aumiller D.L., Tomlinson E.T., Bauer R.C.** A coupled RELAP5-3D/CFD methodology with a proof-of-principle calculation. — *Nuclear Engineering and Design*, 2001, vol. 205, p. 83—90.
10. **Bainere R., Tauveron N., Perdu F., Garre E.** System-CFD coupled simulation of the Phenix reactor natural circulation test. — In: 15th Intern. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal-Hydraulics (NURETH-15). Pisa, Italy, 12—17 May, 2013.
11. **Jeltsov M., Koop K., Kudinov P., Villanueva W.** Development of a domain overlapping coupling methodology for STH/CFD analysis of heavy liquid metal thermal-hydraulics. — *Ibid.*
12. **Geist A., Beguelin A., Dongarra J., Manchek R., Jiang W., Sunderam V.** PVM: a Users' Guide and Tutorial for Networked Parallel Computing. MIT Press, 1994.
13. **Bertolotto D., Manera A., Frey S., Prasser H.-M., Chawla R.** Single-phase mixing studies by means of a directly coupled CFD/system-code tool. — *Annals of Nuclear Energy*, 2009, vol. 36, p. 310—316.
14. **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.
15. **Головизнин В.М., Зайцев М.А., Карабасов С.А. и др.** Новые алгоритмы вычислительной гидродинамики для многопроцессорных вычислительных комплексов. — М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. 472 с.
16. **Гавриков А.И., Данилин А.В., Безгодов Е.В., Пасюков С.Д., Симоненко В.А.** Апробация CFD-кода CABARET-COMBUSTION на данных экспериментов по ускоренному горению водородно-воздушных смесей на установке «Большой Макет-Труба». — *Атомная энергия*, 2004, т. 137, вып. 3—4, с. 206—211.
17. **Гавриков А.И., Данилин А.В., Канаев А.А., Киселев А.Е.** Моделирование детонации в установках крупного масштаба с помощью прецизионного вихререзающего кода CABARET-COMBUSTION. — *Известия РАН. Энергетика*, 2022, № 4, с. 11—24.
18. **ITER Technical Basis.** — Vienna: IAEA, 2002 (DS/24).
19. **The State-of-the-Art in Physical and Mathematical Modelling of Safety Phenomena Relevant to Fuel Cells and Hydrogen Technologies.** SUSANA Project Deliverable D2.1.
20. **Birch A.D., Brown D.R., Dodson M.G., Swaffield, F.** The structure and concentration decay of high pressure jets of natural gas. — *Combust. Sci. and Techn.*, 1984, vol. 36, p. 249—261.
21. **Birch A.D., Hughes D.J., Swaffield F.** Velocity decay of high pressure jets. — *Combust. Sci. and Techn.*, 1987, vol. 52, p. 161—171.
22. **Molkov V., Makarov D., Bragin M.** Physics and Modelling of Underexpanded Jets and Hydrogen Dispersion in Atmosphere. Russian Academy of Sciences. Moscow, Russia, 2009.
23. **McBride B.J., Gordon S., Reno M.A., NASA.** Coefficients for calculating thermodynamic and transport properties of individual species. NASA Technical Memorandum 4513. National Aeronautics and Space Administration, 1993. 90 p.
24. **Chase M.W. Jr., Davies C.A., Downey J.R. et al.** JANAF Thermochemical Tables. 3rd Ed. — *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1985, vol. 14, suppl 1.

25. **Чиркин В.С.** Температуропроводность и теплопроводность металлического бериллия. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 1, с. 1—100.
26. **Voevodin V.I., Antonov A., Nikitenko D., Shvets P., Sobolev S., Sidorov I., Stefanov K., Voevodin Vad., Zhumatiy S.** Supercomputer Lomonosov-2: Large Scale, Deep Monitoring and Fine Analytics for the User Community. — J. Supercomputing Frontiers and Innovations, 2019, vol. 6, № 2, p. 4—11; doi:10.14529/jsfi190201.



Вячеслав Юрьевич Глотов, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия
glotov-v@yandex.ru



Никита Дмитриевич Гембицкий, инженер-исследователь; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия; аспирант; НИУ «МЭИ», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14, стр. 1, Россия
gembitsky@ibrae.ac.ru



Кирилл Сергеевич Долганов, заведующий отделением, д. техн. н.; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия
dolganov@ibrae.ac.ru



Антон Андреевич Канаев, заведующий лабораторией, к.ф.-м.н.; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия
kanaev@ibrae.ac.ru



Дмитрий Юрьевич Томашик, старший научный сотрудник, к. техн. н.; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия
tdyu@ibrae.ac.ru



Андрей Игоревич Гавриков, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИБРАЭ РАН, 115191, Москва, Большая Тульская, д. 52, Россия
gavrikov@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 29 июля 2025 г.

После доработки 7 октября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 4, с. 116—131.

**ПЕРЕЧЕНЬ АВТОРОВ И НАЗВАНИЯ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В ВАНТ. СЕР. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ, 2025, Т. 48**

А

- Агеев А.В.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Алябьев И.А.** (см. Бирюлин Е.З.) 2025, вып. 3, с. 104
- Аммосов Я.М.** (см. Недбайлов К.О.) 2025, вып. 3, с. 16
- Андреев В.Ф.**, Асеев А.С., Борщеговский А.А., Лысенко С.Е., Мялтон Т.Б., Рой И.Н., Сергеев Д.С. АНАЛИЗ ПИКИРОВАННОСТИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПРИ ЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЦР-НАГРЕВЕ В ТОКАМАКЕ Т-10 2025, вып. 3, с. 72
- Андреев Е.Н.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Андрианова Р.Р.** (см. Хайрутдинов Э.Н.) 2025, вып. 1, с. 48
- Андрианова Р.Р.** (см. Скопинцев Д.А.) 2025, вып. 1, с. 58
- Андрианова Р.Р.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Аникин А.С.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Антонов П.А.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Алексеев А.Г.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Апальков А.А.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41
- Аристов А.И.** (см. Федорович С.Д.) 2025, вып. 2, с. 99
- Артемьев К.К.** (см. Портнов Д.В.) 2025, вып. 1, с. 68
- Архипов Н.И.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Асеев А.С.** (см. Андреев В.Ф.) 2025, вып. 3, с. 72
- Астров М.С.**, Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Ковальчук О.А., Медников А.А., Родин И.Ю. ВТСП В ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ ПЕРСПЕКТИВНЫХ УСТАНОВОК УТС 2025, вып. 1, с. 7
- Атлуханов М.Г.**, Бурдаков А.В., Куркуचेков В.В., Попов С.С., Сквородин Д.И., Таныгина Д.С., Трунев Ю.А. СТОЙКОСТЬ ЗЕРКАЛ НЕРЕЗОНАНСНОГО ФОТОННОГО НЕЙТРАЛИЗАТОРА МОЩНОГО ПУЧКА ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ К БОМБАРДИРОВКЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ 2025, вып. 1, с. 119
- Афанасенко Е.С.** (см. Портнов Д.В.) 2025, вып. 1, с. 68
- Афанасенко Е.С.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Афанасенко Е.С.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 4, с. 26
- Афанасьев В.И.** (см. Миронов М.И.) 2025, вып. 2, с. 40

Б

- Бакланов В.В.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Балабаев А.Н.**, Кулевой Т.В., Лосев А.А., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумшуров А.В. МОЩНАЯ СО₂-ЛАЗЕРНАЯ СИСТЕМА ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ДЕЙСТВИЯ «ФОКУС» ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ 2025, вып. 4, с. 55
- Барыков И.А.** (см. Грабовский Е.В.) 2025, вып. 3, с. 64
- Батырбеков Э.Г.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Бирюлин Е.З.**, Цыбенко В.Ю., Позняк И.М., Алябьев И.А., Топорков Д.А., Карелов С.В., Бурмистров Д.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИНЖЕКЦИИ РАБОЧЕГО ГАЗА В МЕЖЭЛЕКТРОДНЫЙ ЗАЗОР ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ МК-200 2025, вып. 3, с. 104
- Блохин П.А.** (см. Кизуб П.А.) 2025, вып. 3, с. 50
- Бобырь Н.П.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149

- Богданов И.П.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Большов Л.А.,** Линге И.И., Шпиньков В.И. РЕГУЛИРОВАНИЕ БЕЗОПАСНОСТИ УСТАНОВОК УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА: АНАЛИЗ ПРЕДЛАГАЕМЫХ В МИРЕ ПОДХОДОВ И ИХ ПРИМЕНИМОСТИ В РОССИЙСКОЙ ПРАКТИКЕ 2025, вып. 3, с. 5
- Бондаренко Г.Г.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Бондарчук Э.Н.** (см. Астров М.С.) 2025, вып. 1, с. 7
- Боровицкая И.В.,** Пименов В.Н., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Масляев С.А., Латышев С.В., Демин А.С., Морозов Е.В., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Матвеев Е.В., Казилин Е.Е. ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МОРФОЛОГИЮ И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА, ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ ГЕЛИЯ 2025, вып. 3, с. 135
- Борщеговский А.А.** (см. Андреев В.Ф.) 2025, вып. 3, с. 72
- Будаев В.П.** (см. Федорович С.Д.) 2025, вып. 2, с. 99
- Бузмаков М.Ю.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Букреев И.М.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Букин А.Н.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Бурдаков А.В.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Бурдаков А.В.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Бурмистров Д.А.** (см. Бирюлин Е.З.) 2025, вып. 3, с. 104
- В**
- Васина Я.А.,** Лазарев В.Б., Мирнов С.В., Щербак А.Н., Джигайло Н.Т., Зорин А.В., Пришвицын А.С. РЕСУРСНЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЛИТИЕВОГО ЛИМИТЕРА С ВНЕШНЕЙ ПОДАЧЕЙ ЛИТИЯ НА ТОКАМАКЕ Т-11М 2025, вып. 2, с. 78
- Васина Я.А.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Васильев Д.Н.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Вертков А.В.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Виноградова Ю.В.** (см. Крауз В.И.) 2025, вып. 4, с. 46
- Власов Д.А.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Володин А.В.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Воронова А.А.** (см. Астров М.С.) 2025, вып. 1, с. 7
- Вуколов Д.К.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Вуколов К.Ю.,** Алексеев А.Г., Андреев Е.Н., Бузмаков М.Ю., Васильев Д.Н., Вуколов Д.К., Коновалов Г.М., Кукушкин А.Б., Морозов А.А., Орловский И.И., Серушкин С.В., Хуснутдинов Р.И., Федоров Д.А. КОНТРОЛЬ ПОСТУПЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В ПЛАЗМУ С ПОМОЩЬЮ СВЛ-ДИАГНОСТИКИ В НОВОМ СЦЕНАРИИ ИТЭР С ВОЛЬФРАМОВОЙ СТЕНКОЙ 2025, вып. 4, с. 5
- Высоких Ю.Г.** (см. Портнов Д.В.) 2025, вып. 1, с. 68
- Высоких Ю.Г.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Вячеславов Л.Н.** (см. Рыжков Г.А.) 2025, вып. 1, с. 137
- Вячеславов Л.Н.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Г**
- Гавриков А.И.** (см. Глотов В.Ю.) 2025, вып. 4, с. 116
- Гайдар А.И.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Гаспарян Ю.М.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Гембицкий Н.Д.** (см. Глотов В.Ю.) 2025, вып. 4, с. 116
- Голосов М.А.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Голубева А.В.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149
- Гольяпин Я.В.** (см. Диев Д.Н.) 2025, вып. 3, с. 126
- Гончаров П.Р.** (см. Миронов М.И.) 2025, вып. 2, с. 40

- Глотов В.Ю.**, Гембицкий Н.Д., Долганов К.С., Канаев А.А., Томащик Д.Ю., Гавриков А.И. РАЗРАБОТКА ИНТЕРФЕЙСОВ ДЛЯ СОПРЯЖЁННЫХ РАСЧЁТОВ ЗАДАЧ АНАЛИЗА ВОДОРОДНОЙ ВЗРЫВОБЕЗОПАСНОСТИ ПРОЕКТОВ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК ТИПА ТОКАМАК 2025, вып. 4, с. 116
- Грабовский Е.В.**, Барыков И.А., Громова М.Э., Родионов Н.Б., Колмогоров В.В., Шиховцев И.В. ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАБОТЫ ИНЖЕКТОРА АТОМАРНОГО ПУЧКА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ 2025, вып. 3, с. 64
- Гриняев К.В.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Грицук А.Н.** (см. Крауз В.И.) 2025, вып. 4, с. 46
- Громова М.Э.** (см. Грабовский Е.В.) 2025, вып. 3, с. 64
- Гурьев В.В.** (см. Кривых А.В.) 2025, вып. 1, с. 103
- Гурьев В.В.** (см. Диев Д.Н.) 2025, вып. 4, с. 97
- Гуторов К.М.** (см. Мамонов А.А.) 2025, вып. 2, с. 111
- Д**
- Данилов В.Б.**, Никулин Б.И., Поддубный И.И., Свириденко М.Н., Путрик А.Б. РАСЧЁТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТОСПОСОБНОСТИ СБОРКИ ГИБКОЙ ОПОРЫ БЛАНКЕТА ИТЭР В АВАРИЙНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ 2025, вып. 1, с. 23
- Данилов И.В.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41
- Дегтярев Н.А.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Дедов А.В.** (см. Федорович С.Д.) 2025, вып. 2, с. 99
- Демидов Д.Н.**, Сивак А.Б. МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАРЕНИЯ КАСКАДОВ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ОЦК Fe И V ОБЪЕКТНЫМ КИНЕТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО 2025, вып. 2, с. 136
- Демин А.С.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Джигайло Н.Т.** (см. Васина Я.А.) 2025, вып. 2, с. 78
- Джигайло Н.Т.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Диев Д.Н.**, Гольпяпин Я.В., Кондратюк А.И., Наумов А.В., Поляков А.В., Рзаев Р.С., Яшкин Д.С. РАЗРАБОТКА ТОКОВВОДОВ СТЕНДА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ОБМОТОК УСТРОЙСТВ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА 2025, вып. 3, с. 126
- Диев Д.Н.**, Гурьев В.В., Наумов А.В. РАЗРАБОТКА СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ СУБКАБЕЛЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В СИЛЬНОТОЧНЫХ ТОКОНЕСУЩИХ ЭЛЕМЕНТАХ 2025, вып. 4, с. 97
- Дитенберг И.А.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Дмитриев А.М.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Довганюк С.С.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Докука В.Н.** (см. Скопинцев Д.А.) 2025, вып. 1, с. 58
- Докука В.Н.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Докука В.Н.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Долганов К.С.** (см. Глотов В.Ю.) 2025, вып. 4, с. 116
- Е**
- Елец Д.И.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Еремкин А.В.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Ефимов Н.Е.** (см. Пашков И.И.) 2025, вып. 3, с. 91
- Ефимов Н.Е.** (см. Никитин И.А.) 2025, вып. 4, с. 87
- Ефремов Р.О.** (см. Кизуб П.А.) 2025, вып. 3, с. 50
- Ж**
- Жарков М.Ю.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- З**
- Запретилина Е.Р.** (см. Астров М.С.) 2025, вып. 1, с. 7
- Зорин А.В.** (см. Васина Я.А.) 2025, вып. 2, с. 78

Зорин А.В. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
И	
Иванов Н.В. , Какурин А.М. ПРИМЕНЕНИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СТОКВЕЛЛА ДЛЯ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ МГД-ДИАГНОСТИКИ В ТОКАМАКЕ	2025, вып. 2, с. 124
Иванов Н.В. , Какурин А.М. АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ НА БАЗЕ ВЗАИМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СИГНАЛОВ МГД-ДИАГНОСТИКИ	2025, вып. 3, с. 117
К	
Кавин А.А. (см. Астров М.С.)	2025, вып. 1, с. 7
Кавин А.А. (см. Хайрутдинов Э.Н.)	2025, вып. 1, с. 48
Казилин Е.Е. (см. Боровицкая И.В.)	2025, вып. 3, с. 135
Какурин А.М. (см. Иванов Н.В.)	2025, вып. 2, с. 124
Какурин А.М. (см. Иванов Н.В.)	2025, вып. 3, с. 117
Канаев А.А. (см. Глотов В.Ю.)	2025, вып. 4, с. 116
Карелов С.В. (см. Бирюлин Е.З.)	2025, вып. 3, с. 104
Карпов Д.А. (см. Кондрашов В.Н.)	2025, вып. 2, с. 57
Касатов А.А. (см. Рыжков Г.А.)	2025, вып. 1, с. 137
Касатов А.А. (см. Черепанов Д.Е.)	2025, вып. 4, с. 71
Кашикбаев Е.А. (см. Крат С.А.)	2025, вып. 2, с. 88
Кашук Ю.А. (см. Портнов Д.В.)	2025, вып. 1, с. 68
Кизуб П.А. , Ефремов Р.О., Халиков Р.С., Шпиньков В.И., Блохин П.А., Хвостенко П.П., Кирнева Н.А., Хвостенко А.П. ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПЕРСОНАЛА УСТАНОВКИ Т-15МД ПРИ РАБОТЕ НА ДЕЙТЕРИЕВОМ ТОПЛИВЕ	2025, вып. 3, с. 50
Кирнева Н.А. (см. Кизуб П.А.)	2025, вып. 3, с. 50
Климов Н.С. (см. Мамонов А.А.)	2025, вып. 2, с. 111
Ковальчук О.А. (см. Астров М.С.)	2025, вып. 1, с. 7
Кожурин А.А. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
Козлов Д.А. (см. Шишкова Т.А.)	2025, вып. 2, с. 149
Козлов С.А. (см. Свириденко М.Н.)	2025, вып. 1, с. 30
Козлов С.А. (см. Поддубный И.И.)	2025, вып. 1, с. 41
Колмогоров В.В. (см. Грабовский Е.В.)	2025, вып. 3, с. 64
Кондратюк А.И. (см. Диев Д.Н.)	2025, вып. 3, с. 126
Кондрашов В.Н. , Родионов Н.Б., Родионов Д.С., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Аникин А.С., Семенов А.А., Лизунов А.В., Букин А.Н., Карпов Д.А. ОБРАЩЕНИЕ С ТРИТИЕМ В КОМПЛЕКСЕ ТОКАМАКА	2025, вып. 2, с. 57
Коновалов Г.М. (см. Вуколов К.Ю.)	2025, вып. 4, с. 5
Кормилицын Т.М. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 2, с. 33
Кормилицын Т.М. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 4, с. 26
Коршунов С.Н. (см. Боровицкая И.В.)	2025, вып. 3, с. 135
Коянбаев Е.Т. (см. Крат С.А.)	2025, вып. 2, с. 88
Красноперов Е.П. , Куроедов Ю.Д., Романовский В.Р. ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТСП-ЛЕНТ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВВОДЕ ТОКА	2025, вып. 1, с. 112
Крат С.А. , Чектыбаев Б.Ж., Батырбеков Э.Г., Сорокин И.А., Лузанов В.А., Соларевич Т., Довганюк С.С., Гаспарян Ю.М., Тажибаева И.Л., Кашикбаев Е.А., Ольховик Д.А., Бакланов В.В., Коянбаев Е.Т. ДИАГНОСТИКА ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ЭРОЗИИ И ОСАЖДЕНИЯ МАТЕРИАЛА ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА КТМ: АПРОБАЦИЯ И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ	2025, вып. 2, с. 88
Крат С.А. (см. Пашков И.И.)	2025, вып. 3, с. 91

- Крауз В.И.**, Грицук А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВОДОРОДНО-КСЕНОНОВОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ПЛАЗМЕННЫЙ ФОКУС 2025, вып. 4, с. 46
- Кривых А.В.**, Гурьев В.В., Мосеев К.В. ИЗМЕНЕНИЕ ТОКОНЕСУЩЕЙ СПОСОБНОСТИ КОМПОЗИТНЫХ ВТСП-2-ЛЕНТ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОГО ДАВЛЕНИЯ 2025, вып. 1, с. 103
- Кузнецов В.Е.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Кузнецов Н.А.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Кузьмин Н.В.** (см. Павлова Г.С.) 2025, вып. 2, с. 48
- Кукушкин А.Б.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Кулевой Т.В.** (см. Балабаев А.Н.) 2025, вып. 4, с. 55
- Куркучек В.В.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Куроедов Ю.Д.** (см. Красноперов Е.П.) 2025, вып. 1, с. 112
- Курячий А.В.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Л**
- Лазарев В.Б.** (см. Васина Я.А.) 2025, вып. 2, с. 78
- Лазарева Г.Г.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Лазукин А.В.** (см. Мамонов А.А.) 2025, вып. 2, с. 111
- Ларионов А.С.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Латышев С.В.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Лешов Н.В.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Лешуков А.Ю.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Лизунов А.В.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Линге И.И.** (см. Большов Л.А.) 2025, вып. 3, с. 5
- Литуновский Н.В.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Лорян В.Э.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Лосев А.А.** (см. Балабаев А.Н.) 2025, вып. 4, с. 55
- Лузанов В.А.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Лукаш В.Э.** (см. Хайрутдинов Э.Н.) 2025, вып. 1, с. 48
- Лысенко С.Е.** (см. Андреев В.Ф.) 2025, вып. 3, с. 72
- М**
- Мамонов А.А.**, Гуторов К.М., Лазукин А.В., Климов Н.С. АРХИТЕКТУРА СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ, СБОРА И АРХИВАЦИИ ДАННЫХ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩАЯ ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ КВАЗИСТАЦИОНАРНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ 2025, вып. 2, с. 111
- Мансурова А.Н.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Масляев С.А.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Матвеев Е.В.** (см. Боровицкая И.В.) 2025, вып. 3, с. 135
- Маханько А.Н.** (см. Рыбиков А.А.) 2025, вып. 2, с. 19
- Медведев О.С.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Медников А.А.** (см. Астров М.С.) 2025, вып. 1, с. 7
- Мельник А.Д.** (см. Миронов М.И.) 2025, вып. 2, с. 40
- Минеев А.Б.** (см. Хайрутдинов Э.Н.) 2025, вып. 1, с. 48
- Мирнов С.В.** (см. Васина Я.А.) 2025, вып. 2, с. 78
- Мирнов С.В.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Миронов М.И.**, Афанасьев В.И., Гончаров П.Р., Мельник А.Д., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Петров С.Я., Чернышев Ф.В., Шмитов Р.Ю. ВОЗМОЖНОСТИ КОРПУСКУЛЯРНОЙ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕЙТЕРИЕВО-ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА УСТАНОВКЕ ТРТ 2025, вып. 2, с. 40

Могилевский П.Е. (см. Свириденко М.Н.)	2025, вып. 1, с. 30
Мороз К.А. (см. Тюменцев А.Н.)	2025, вып. 1, с. 131
Морозов А.А. (см. Вуколов К.Ю.)	2025, вып. 4, с. 5
Морозов В.А. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
Морозов Е.В. (см. Боровицкая И.В.)	2025, вып. 3, с. 135
Мосеев К.В. (см. Кривых А.В.)	2025, вып. 1, с. 103
Мухин Е.Е. (см. Раздобарин А.Г.)	2025, вып. 2, с. 71
Мялтон Т.Б. (см. Андреев В.Ф.)	2025, вып. 3, с. 72
Мялтон В.В. (см. Крауз В.И.)	2025, вып. 4, с. 46
Н	
Наволоцкий А.С. (см. Миронов М.И.)	2025, вып. 2, с. 40
Нагорный Н.В. , Портнов Д.В., Афанасенко Е.С., Ларионов А.С., Семенов О.И., Портоне С.С., Высоких Ю.Г. ТЕСТИРОВАНИЕ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОГО КЛАСТЕРА АИП ИКП ПРИ ВЫПОЛНЕНИИ РАСЧЁТА ЯДЕРНО-ФИЗИ- ЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТРТ С ПОМОЩЬЮ КОДА OPENMC	2025, вып. 1, с. 79
Наумов А.В. (см. Диев Д.Н.)	2025, вып. 3, с. 126
Наумов А.В. (см. Диев Д.Н.)	2025, вып. 4, с. 97
Недбайлов К.О. , Рой И.Н., Аммосов Я.М. ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМ СОГЛАСОВАНИЯ ИМПЕДАНСА ИЦР-АНТЕННЫ И ГЕНЕРАТОРА	2025, вып. 3, с. 16
Немцев Г.Е. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 2, с. 33
Несеневич В.Г. (см. Миронов М.И.)	2025, вып. 2, с. 40
Никулин Б.И. (см. Данилов В.Б.)	2025, вып. 1, с. 23
Никитин И.А. , Ефимов Н.Е., Синельников Д.Н. РЕАЛИЗАЦИЯ АВТОМАТИ- ЗИРОВАННЫХ РАСЧЁТОВ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПЫЛЕНИЯ И РАССЕ- ЯНИЯ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ ТВЁРДОГО ТЕЛА	2025, вып. 4, с. 87
О	
Обудовский С.Ю. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 2, с. 33
Обудовский С.Ю. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 4, с. 26
Ольховик Д.А. (см. Крат С.А.)	2025, вып. 2, с. 88
Орловский И.И. (см. Вуколов К.Ю.)	2025, вып. 4, с. 5
Отрощенко В.Г. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
П	
Павлова Г.С. , Тугаринов С.Н., Кузьмин Н.В., Серов В.В. КОНЦЕПЦИЯ ВЕРТИ- КАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ НАБЛЮДЕНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ «АКТИВ- НАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ» НА УСТАНОВКЕ ТРТ	2025, вып. 2, с. 48
Панкратенко А.В. (см. Фридрихсен Д.С.)	2025, вып. 2, с. 33
Паршутин Е.В. (см. Свириденко М.Н.)	2025, вып. 1, с. 30
Паршутин Е.В. (см. Поддубный И.И.)	2025, вып. 1, с. 41
Пашков И.И. , Пришвицын А.С., Ефимов Н.Е., Подоляко Ф.С., Крат С.А. МОДЕ- ЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0 В НАЧА- ЛЕ РАЗРЯДА	2025, вып. 3, с. 91
Петров М.П. (см. Миронов М.И.)	2025, вып. 2, с. 40
Петров С.Я. (см. Миронов М.И.)	2025, вып. 2, с. 40
Петров Ю.В. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
Петрова Н.П. (см. Щербак А.Н.)	2025, вып. 4, с. 34
Пименов В.Н. (см. Боровицкая И.В.)	2025, вып. 3, с. 135
Пинжин Ю.П. (см. Тюменцев А.Н.)	2025, вып. 1, с. 131
Пискарев П.Ю. (см. Рыбиков А.А.)	2025, вып. 2, с. 19
Поддубный И.И. (см. Данилов В.Б.)	2025, вып. 1, с. 23
Поддубный И.И. (см. Свириденко М.Н.)	2025, вып. 1, с. 30

- Поддубный И.И.**, Козлов С.А., Свириденко М.Н., Данилов И.В., Паршутин Е.В., Тимофеев С.В., Апальков А.А., Усов С.М., Путрик А.Б. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ САМОСТОПОРЯЩИХ СВОЙСТВ ЭЛЕМЕНТОВ КРЕПЛЕНИЯ БЛАНКЕТА ИТЭР 2025, вып. 1, с. 41
- Подоляко Ф.С.** (см. Пашков И.И.) 2025, вып. 3, с. 91
- Позняк И.М.** (см. Бирюлин Е.З.) 2025, вып. 3, с. 104
- Поляков А.В.** (см. Диев Д.Н.) 2025, вып. 3, с. 126
- Попов С.С.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Попов В.А.** (см. Рыжков Г.А.) 2025, вып. 1, с. 137
- Попов В.А.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- Портнов Д.В.**, Высоких Ю.Г., Афанасенко Е.С., Артемьев К.К., Кашук Ю.А. АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЙ РАБОТЫ НА ТОКАМАКЕ С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ 2025, вып. 1, с. 68
- Портнов Д.В.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Портоне С.С.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Потапенко М.М.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Пришвицын А.С.** (см. Васина Я.А.) 2025, вып. 2, с. 78
- Пришвицын А.С.** (см. Пашков И.И.) 2025, вып. 3, с. 91
- Пришвицын А.С.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Путрик А.Б.** (см. Данилов В.Б.) 2025, вып. 1, с. 23
- Путрик А.Б.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Путрик А.Б.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41
- Р**
- Раздобарин А.Г.**, Елец Д.И., Букреев И.М., Дмитриев А.М., Медведев О.С., Мухин Е.Е., Снигирев Л.А., Толстяков С.Ю. МОЛИБДЕНОВЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ЗЕРКАЛА ДЛЯ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ТОКАМАКА ТРТ 2025, вып. 2, с. 71
- Рзаев Р.С.** (см. Диев Д.Н.) 2025, вып. 3, с. 126
- Родин И.Ю.** (см. Астров М.С.) 2025, вып. 1, с. 7
- Родионов Д.С.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Родионов Н.Б.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Родионов Н.Б.** (см. Грабовский Е.В.) 2025, вып. 3, с. 64
- Розенкевич М.Б.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149
- Рой И.Н.** (см. Недбайлов К.О.) 2025, вып. 3, с. 16
- Рой И.Н.** (см. Андреев В.Ф.) 2025, вып. 3, с. 72
- Романовский В.Р.** (см. Красноперов Е.П.) 2025, вып. 1, с. 112
- Рыбиков А.А.**, Кузнецов Н.А., Литуновский Н.В., Маханько А.Н., Пискарев П.Ю., Еремкин А.В., Богданов И.П., Кузнецов В.Е., Володин А.В., Архипов Н.И. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМЫХ ДЕФЕКТОВ ПРИ ПАЙКЕ ВОЛЬФРАМ-МЕДНЫХ ОБЛИЦОВОЧНЫХ ПЛИТОК ОБРАЩЁННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА ИТЭР 2025, вып. 2, с. 19
- Рыжков Г.А.**, Вячеславов Л.Н., Касатов А.А., Попов В.А., Черепанов Д.Е. ТОЧНОСТЬ ПИРОМЕТРИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА ПРИ ЕЁ НАГРЕВЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ СУБМИЛЛИСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА 2025, вып. 1, с. 137
- Рыжков Г.А.** (см. Черепанов Д.Е.) 2025, вып. 4, с. 71
- С**
- Саврухин П.В.**, Шестаков Е.А. ВЛИЯНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА РАЗВИТИЕ ЗАПЕРТЫХ МГД-ВОЗМУЩЕНИЙ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА Т-10 2025, вып. 1, с. 87
- Самойленко М.С.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 2, с. 33

- Самойленко М.С.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 4, с. 26
- Сатов Ю.А.** (см. Балабаев А.Н.) 2025, вып. 4, с. 55
- Свириденко М.Н.** (см. Данилов В.Б.) 2025, вып. 1, с. 23
- Свириденко М.Н.**, Власов Д.А., Козлов С.А., Лешуков А.Ю., Могилевский П.Е., Стребков Ю.С., Паршутин Е.В., Поддубный И.И., Хомяков С.Э., Томилов С.Н., Трифонова Е.В., Соловьев О.В., Чебурова А.В., Путрик А.Б. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИСПЫТАНИЯ ПОСТАВОЧНЫХ КОМПОНЕНТОВ СИСТЕМЫ БЛАНКЕТА ИТЭР 2025, вып. 1, с. 30
- Свириденко М.Н.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41
- Семенов А.А.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Семенов О.И.** (см. Нагорный Н.В.) 2025, вып. 1, с. 79
- Семенов Т.И.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 4, с. 26
- Сергеев Д.С.** (см. Андреев В.Ф.) 2025, вып. 3, с. 72
- Серов В.В.** (см. Павлова Г.С.) 2025, вып. 2, с. 48
- Серушкин С.В.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Сивак А.Б.** (см. Демидов Д.Н.) 2025, вып. 2, с. 136
- Синельников Д.Н.** (см. Никитин И.А.) 2025, вып. 4, с. 87
- Сквородин Д.И.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Скопинцев Д.А.**, Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р., Андрианова Р.Р. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРМЫ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ 2025, вып. 1, с. 58
- Скопинцев Д.А.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Смирнов И.В.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Снигирев Л.А.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Соларевич Т.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Соловьев О.В.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Сорокин И.А.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Степанов Н.О.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149
- Степанов С.Б.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 2, с. 33
- Степанов С.Б.** (см. Фридрихсен Д.С.) 2025, вып. 4, с. 26
- Стребков Ю.С.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Т**
- Тажигаева И.Л.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Таныгина Д.С.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Тимофеев С.В.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41
- Толстяков С.Ю.** (см. Раздобарин А.Г.) 2025, вып. 2, с. 71
- Томашик Д.Ю.** (см. Глотов В.Ю.) 2025, вып. 4, с. 116
- Томилов С.Н.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Топорков Д.А.** (см. Бирюлин Е.З.) 2025, вып. 3, с. 104
- Трифонова Е.В.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Трунев Ю.А.** (см. Атлуханов М.Г.) 2025, вып. 1, с. 119
- Тугаринов С.Н.** (см. Павлова Г.С.) 2025, вып. 2, с. 48
- Тюменцев А.Н.**, Дитенберг И.А., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Мороз К.А., Дегтярев Н.А. ОСОБЕННОСТИ ДИСПЕРСНОГО УПРОЧНЕНИЯ СПЛАВА V—CR—W—ZR—(C, O, N) НАНОРАЗМЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ ZRC В УСЛОВИЯХ ФАЗОВОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЁТКИ 2025, вып. 1, с. 131
- У**
- Усов С.М.** (см. Поддубный И.И.) 2025, вып. 1, с. 41

Ф

- Федоров Д.А.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5
- Федорович С.Д.,** Дедов А.В., Аристов А.И., Будаев В.П. ДИНАМИКА ЖИДКО-МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КАПЕЛЬ ПРИ ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ В УСТАНОВКЕ ПЛМ 2025, вып. 2, с. 99
- Фридрихсен Д.С.,** Немцев Г.Е., Кормилицын Т.М., Обудовский С.Ю., Панкратенко А.В., Самойленко М.С., Степанов С.Б. ИСПЫТАНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕР ДЕЛЕНИЯ, МОДЕРНИЗИРОВАННЫХ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ 2025, вып. 2, с. 33
- Фридрихсен Д.С.,** Обудовский С.Ю., Семенов Т.И., Афанасенко Е.С., Самойленко М.С., Кормилицын Т.М., Степанов С.Б. ВАЛИДАЦИЯ МОДЕЛИ ДЕТЕКТОРНЫХ УЗЛОВ МОНИТОРА ТЕРМОЯДЕРНОЙ МОЩНОСТИ ИТЭР В ЭКСПЕРИМЕНТЕ С ИСТОЧНИКАМИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ 2025, вып. 4, с. 26

Х

- Хайрутдинов Э.Н.,** Кавин А.А., Минеев А.Б., Лукаш В.Э., Андрианова Р.Р. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОДОВ РАСЧЁТА ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА ЧЕРЕЗ МОДЕЛЬ ДАННЫХ IMAS 2025, вып. 1, с. 48
- Хайрутдинов Р.Р.** (см. Скопинцев Д.А.) 2025, вып. 1, с. 58
- Хайрутдинов Р.Р.** (см. Кондрашов В.Н.) 2025, вып. 2, с. 57
- Хайрутдинов Р.Р.** (см. Щербак А.Н.) 2025, вып. 4, с. 34
- Халиков Р.С.** (см. Кизуб П.А.) 2025, вып. 3, с. 50
- Харрасов А.М.** (см. Крауз В.И.) 2025, вып. 4, с. 46
- Хвостенко А.П.** (см. Кизуб П.А.) 2025, вып. 3, с. 50
- Хвостенко П.П.** (см. Кизуб П.А.) 2025, вып. 3, с. 50
- Хомяков С.Э.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Хрисанов И.А.** (см. Балабаев А.Н.) 2025, вып. 4, с. 55
- Хуснутдинов Р.И.** (см. Вуколов К.Ю.) 2025, вып. 4, с. 5

Ц

- Цыбенко В.Ю.** (см. Бирюлин Е.З.) 2025, вып. 3, с. 104

Ч

- Чебурова А.В.** (см. Свириденко М.Н.) 2025, вып. 1, с. 30
- Чектыбаев Б.Ж.** (см. Крат С.А.) 2025, вып. 2, с. 88
- Черепанов Д.Е.** (см. Рыжков Г.А.) 2025, вып. 1, с. 137
- Черепанов Д.Е.,** Бурдаков А.В., Вячеславов Л.Н., Голосов М.А., Касатов А.А., Лазарева Г.Г., Лорян В.Э., Попов В.А., Рыжков Г.А. ИСПЫТАНИЯ КЕРАМИКИ $AlN-TiV_2$ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКОЙ, ВОЗМОЖНОЙ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ 2025, вып. 4, с. 71
- Черкез Д.И.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149
- Чернов В.М.** (см. Тюменцев А.Н.) 2025, вып. 1, с. 131
- Чернов В.М.** (см. Шишкова Т.А.) 2025, вып. 2, с. 149
- Чернышев Ф.В.** (см. Миронов М.И.) 2025, вып. 2, с. 40
- Четкин Е.И.,** Шишкин А.Г. МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ В ЗАДАЧАХ УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА 2025, вып. 2, с. 5

Ш

- Шестаков Е.А.** (см. Саврухин П.В.) 2025, вып. 1, с. 87
- Шиховцев И.В.** (см. Грабовский Е.В.) 2025, вып. 3, с. 64
- Шишкин А.Г.** (см. Четкин Е.И.) 2025, вып. 2, с. 5
- Шишкова Т.А.,** Голубева А.В., Степанов Н.О., Черкез Д.И., Бобырь Н.П., Козлов Д.А., Чернов В.М., Розенкевич М.Б. УДАЛЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ ИЗ СТАЛИ ЭК-181 ПРИ ПЛАЗМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ 2025, вып. 2, с. 149

Шмитов Р.Ю. (см. Миронов М.И.)	2025, вып. 2, с. 40
Шошин А.А. ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТОЙКОСТИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ К ИМПУЛЬСНЫМ ТЕПЛОВЫМ НАГРУЗКАМ В ИТЭР	2025, вып. 3, с. 36
Шошин А.А. ОПЫТ ЛИЦЕНЗИРОВАНИЯ ТЕРМОЯДЕРНОГО ПРОЕКТА ИТЭР	2025, вып. 4, с. 105
Шпиньков В.И. (см. Большов Л.А.)	2025, вып. 3, с. 5
Шпиньков В.И. (см. Кизуб П.А.)	2025, вып. 3, с. 50
Шумшуров А.В. (см. Балабаев А.Н.)	2025, вып. 4, с. 55
Щ	
Щербак А.Н. (см. Васина Я.А.)	2025, вып. 2, с. 78
Щербак А.Н., Мирнов С.В., Васина Я.А., Агеев А.В., Джурик А.С., Зорин А.В., Лешов Н.В., Джигайло Н.Т., Петрова Н.П., Петров Ю.В., Моро- зов В.А., Пришвицын А.С., Отрощенко В.Г., Андрианова Р.Р., Кожурин А.А., Хайрутдинов Р.Р., Докука В.Н., Скопинцев Д.А., Жарков М.Ю., Вертков А.В., Курячий А.В., Антонов П.А. ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ С ЛИТИЕ- ВЫМ ИНЖЕКТОРОМ С ВНЕШНЕЙ ПОДАЧЕЙ ЛИТИЯ В ПЛАЗМЕННЫХ РАЗРЯДАХ ТОКАМАКА Т-11М	2025, вып. 4, с. 34
Я	
Яшкин Д.С. (см. Диев Д.Н.)	2025, вып. 3, с. 126

СОДЕРЖАНИЕ

ИТЭР

Вуколов К.Ю., Алексеев А.Г., Андреев Е.Н., Бузмаков М.Ю., Васильев Д.Н., Вуколов Д.К., Коновалов Г.М., Кукушкин А.Б., Морозов А.А., Орловский И.И., Серушкин С.В., Хуснутдинов Р.И., Федоров Д.А. Контроль поступления примесей в плазму с помощью СВЛ-диагностики в новом сценарии ИТЭР с вольфрамовой стенкой. 5

Фридрихсен Д.С., Обудовский С.Ю., Семенов Т.И., Афанасенко Е.С., Самойленко М.С., Кормилицын Т.М., Степанов С.Б. Валидация модели детекторных узлов монитора термоядерной мощности ИТЭР в эксперименте с источниками быстрых нейтронов. 26

T-11M

Щербак А.Н., Мирнов С.В., Васина Я.А., Агеев А.В., Джуррик А.С., Зорин А.В., Лешов Н.В., Джигайло Н.Т., Петрова Н.П., Петров Ю.В., Морозов В.А., Пришвицын А.С., Отрощенко В.Г., Андрианова Р.Р., Кожурин А.А., Хайрутдинов Р.Р., Докука В.Н., Скопинцев Д.А., Жарков М.Ю., Вертков А.В., Курачий А.В., Антонов П.А. Первые результаты работы с литиевым инжектором с внешней подачей лития в плазменных разрядах токамака T-11M. 34

Плазменный фокус

Крауз В.И., Грицук А.Н., Мялтон В.В., Харрасов А.М., Виноградова Ю.В. Исследование ультрафиолетового излучения водородно-ксеноновой плазмы на установке плазменный фокус. 46

Плазма—стенка и материалы для УТС

Балабаев А.Н., Кулевой Т.В., Лосев А.А., Сатов Ю.А., Хрисанов И.А., Шумиуров А.В. Мощная CO₂-лазерная система импульсно-периодического действия «Фокус» для приложений лазерной плазмы. 55

Черепанов Д.Е., Бурдаков А.В., Вячеславов Л.Н., Голосов М.А., Касатов А.А., Лазарева Г.Г., Лорян В.Э., Попов В.А., Рыжков Г.А. Испытания керамики AlN—TiB₂ импульсно-периодической тепловой нагрузкой, возможной в термоядерных установках. 71

Никитин И.А., Ефимов Н.Е., Синельников Д.Н. Реализация автоматизированных расчётов характеристик распыления и рассеяния при ионной бомбардировке твёрдого тела. 87

ВТСП

Диев Д.Н., Гурьев В.В., Наумов А.В. Разработка сверхпроводниковых субкабелей для использования в сильноточных токнесущих элементах. 97

Безопасность ТЯР

Шошин А.А. Опыт лицензирования термоядерного проекта ИТЭР. 105

Глотов В.Ю., Гембицкий Н.Д., Долганов К.С., Канаев А.А., Томащук Д.Ю., Гавриков А.И. Разработка интерфейсов для сопряжённых расчётов задач анализа водородной взрывобезопасности проектов термоядерных установок типа токамак. 116

Перечень авторов и названия статей, опубликованных в ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48. 132

CONTENTS

ITER

Vukolov K.Yu., Alekseev A.G., Andreenko E.N., Buzmakov M.Yu., Vasiliev D.N., Vukolov D.K., Konovalov G.M., Kukushkin A.B., Morozov A.A., Orlovskiy I.I., Serushkin S.V., Khusnutdinov R.I., Fedorov D.A. Monitoring of impurity influx into plasma using H-alpha spectroscopy diagnostics in the new ITER scenario with a tungsten wall. 5

Fridrikhsen D.S., Obudovsky S.Yu., Semenov T.I., Afanasenko E.S., Samoilenko M.S., Kormilitsyn T.M., Stepanov S.B. Validation of ITER divertor thermonuclear power monitor unit model using fast neutron source. 26

T-11M

Shcherbak A.N., Mirnov S.V., Vasina Ya.A., Ageev A.V., Djurik A.S., Zorin A.V., Leshov N.V., Djigailo N.T., Petrova N.P., Petrov Yu.V., Morozov V.A., Prishvitsyn A.S., Otroshchenko V.G., Andrianova R.R., Kozhurin A.A., Khairutdinov R.R., Dokuka V.N., Scopintsev D.A., Zharkov M.Yu., Vertkov A.V., Kuryachii A.V., Antonov P.A. First results of work with a lithium injector with external lithium supply in plasma discharges of the T-11M tokamak. 34

Plasma focus facility

Krauz V.I., Gritsuk A.N., Myalton V.V., Kharrasov A.M., Vinogradova Yu.V. Studies of ultraviolet radiation from hydrogen-xenon plasma at the plasma focus facility. 46

Plasma—wall and materials for CTF

Balabaev A.N., Kulevoy T.V., Losev A.A., Satov Yu.A., Khrisanov I.A., Shumshurov A.V. High power CO₂-laser system «FOCUS» for laser produced plasma applications. 55

Cherepanov D.E., Burdakov A.V., Vyacheslavov L.N., Golosov M.A., Kasatov A.A., Lazareva G.G., Loryan V.E., Popov V.A., Ryzhkov G.A. Testing of AlN—TiB₂ ceramics under high pulse number transient heat loads expected in fusion devices. 71

Nikitin I.A., Efimov N.E., Sinelnikov D.N. Implementation of automated calculations of sputtering and scattering characteristics during ion bombardment of a solid. 87

HTS

Diev D.N., Guryev V.V., Naumov A.V. Development of superconducting subcables for high-current cables. 97

Safety of fusion reactors

Shoshin A.A. Experience of licensing the ITER thermonuclear project. 105

Glotov V.Yu., Gembitsky N.D., Dolganov K.S., Kanaev A.A., Tomashchik D.Yu., Gavrikov A.I. Development of interfaces for coupled calculations for the analysis of hydrogen safety of tokamak thermonuclear facilities. 116

List of authors and titles of papers published in Problems of Atomic Science and Technology. Series Thermonuclear Fusion, 2025, vol. 48. 132

Вопросы атомной науки и техники
Серия: Термоядерный синтез
Том 48, выпуск 4

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Л.К. Кузнецова.
Редактор Н.В. Бокша. Компьютерная обработка рисунков С.М. Майстер.
Компьютерная вёрстка Л.К. Кузнецова, Л.Г. Николаева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 30.01.2026. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 18,0. Тираж 110 экз. Индекс 3648. 11 статей. Заказ 8
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

