

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2026

Том 49
Выпуск 1

Представляем Вашему вниманию первый выпуск 2026 г. журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез». В нём публикуются восемь статей с результатами работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС). В рубрикации содержания выпуска сделан упор на причастность статей к установкам для УТС (токамаки Т-15МД, ИТЭР и Т-11М, открытые ловушки) и тематическому направлению (плазма—стенка и материалы для УТС).

В разделе «Т-15МД» представлены две статьи. В первой авторы из МГУ им. М.В. Ломоносова и НИЦ «Курчатовский институт» обобщили опыт экспериментов и сопутствующих численных расчётов, накопленный в ходе весенней кампании 2025 г. на токамаке Т-15МД, а также выработали рекомендации по получению устойчивых разрядов с диверторной конфигурацией плазмы на этой установке. Во второй статье авторы из НИЦ «Курчатовский институт» предложили состав, конструкцию и расположение аппаратуры для диамагнитных измерений, планируемой к установке на токамак Т-15МД.

В разделе «ИТЭР» представлены три статьи. В первой авторы из НИИЭФА им. Д.В. Ефремова представили оценки показателей надёжности центральной сборки дивертора токамака ИТЭР и роль возможного отслоения вольфрамовой облицовки. Следующие две статьи написаны коллективами, руководимыми ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН. В одной статье опубликованы результаты детального изучения химического состава, тепловых, вакуумных и механических свойств различных керамик карбида бора и предложен оптимальный вариант блоков для нейтронной защиты диагностических портов в ИТЭР, который уже запущен в серийное производство. В другой статье представлено описание методики оптоэлектронного контроля геометрических параметров каналов, созданных при помощи технологии встречного глубокого сверления, для системы охлаждения диагностических защитных модулей экваториального порта ИТЭР.

В экспериментах на токамаке Т-11М в АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» изучены эмиссия примесей в дейтерий-литиевую плазму с поверхностного слоя электроизоляционной керамики на лимитерах плазмы и изменение химического состава керамики, а также разработана теоретическая модель таких процессов.

В разделе «Открытые ловушки» представлена концепция такой модернизации установки СМОЛА в ИЯФ СО РАН, благодаря которой создаваемое вращение плазмы позволит осуществить перспективный режим винтового удержания плазмы.

В разделе «Плазма—стенка и материалы для УТС» представлены результаты испытаний в НИЯУ МИФИ одного из предлагаемых материалов элементов первой стенки на стенде для нагрева и анализа испарения образцов.

Завершается выпуск статьёй памяти Леона Богдановича Беграмбекова. Его работы в области модификации поверхности при ионно-плазменном облучении получили мировое признание, он воспитал в МИФИ несколько поколений исследователей в различных областях физики взаимодействия плазмы со стенкой.

В начале года вебсайт нашего журнала на сервере одного из его учредителей — Автономной некоммерческой организации Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты» (УТС-Центр) был разрушен извне. В настоящее время ведётся работа по переносу всех электронных материалов журнала на сервер НИЦ «Курчатовский институт» (см. <https://nrcki.ru/catalog/nauka/nauchno-organizacionnaya-deyatelnost/izdaniya-kurchatovskogo-instituta/vant-termoyadernyj-sintez/>). При этом остаётся неизменным другой источник информации о журнале, его тематике и составе редколлегии, доступный после регистрации на сайте Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU, являющейся крупнейшим российским информационно-аналитическим порталом в области науки, технологии, медицины и образования (https://www.elibrary.ru/title_about_new.asp?id=25742). Список всех выпусков журнала с 2003 г. и все статьи доступны по адресу <https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=25742>.

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 49

Выпуск 1

МОСКВА — 2026

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., LiWFusion, 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

Л.К. Кузнецова, учёный секретарь комплекса, к.ф.-м.н., доцент, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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 «ВНИИИМ» им. А.А. Бочвара, Москва

Отв. секретарь: Карпова Татьяна Юрьевна
karpova.tat@fc.itertu.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: 0,590

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 49

Issue 1

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

MOSCOW — 2026

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

L.K. Kuznetsova, Scientific Secretary of the Complex, Associate Professor, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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: 0,590

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»



УДК 621.039.61, 519.6, 533.9

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ДИВЕРТОРОМ
НА УСТАНОВКЕ T-15MD**

*Д.Ю. Сычугов^{1,2}, Д.В. Рыжаков¹, В.Ф. Андреев¹, А.В. Горбунов¹, Н.А. Кирнева^{1,3}, Д.А. Кислов¹,
В.Э. Лукаш¹, Г.Е. Ноткин¹, А.В. Сушков¹, К.Н. Тарасян¹, Д.А. Шелухин¹, Д.Л. Уласевич^{1,3},
Р.Р. Хайрутдинов¹*

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

³НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Токамак T-15MD последовательно выводится на проектные параметры. В настоящее время важной задачей является получение устойчивых разрядов с диверторной конфигурацией и током плазмы не менее 500 кА при длительности импульса на квазистационарной стадии порядка 1 с. Для эффективного решения этой задачи необходимо сопровождение экспериментов численным моделированием как в промежутке между экспериментальными кампаниями, так и непосредственно во время их проведения. Применение численного анализа экспериментов в кампании 2025 г. на T-15MD позволило оптимизировать сценарии плазменных разрядов и отработать систему активной обратной связи по отношению к вертикальным и горизонтальным смещениям плазменного шнура. Были получены устойчивые разряды с дивертором и током плазмы ~500 кА длительностью на квазистационарной стадии порядка 1 с.

В работе обобщены экспериментальный опыт и численные расчёты, полученные в ходе весенней кампании 2025 г., а также выработаны рекомендации по получению одного из вариантов сценария разряда с дивертором на установке токамак T-15MD.

Ключевые слова: токамак T-15MD, математическое моделирование, устойчивые разряды с дивертором, активная обратная связь.

**NUMERICAL ANALYSIS OF EXPERIMENTS WITH DIVERTOR
ON THE T-15MD TOKAMAK**

*D.Yu. Sychugov^{1,2}, D.V. Ryzhakov¹, V.F. Andreev¹, A.V. Gorbunov¹, N.A. Kirneva^{1,3}, D.A. Kislov¹,
V.E. Lukash¹, G.E. Notkin¹, A.V. Sushkov¹, K.N. Tarasyan¹, D.A. Shelukhin¹, D.L. Ulasevitch^{1,3},
R.R. Khairutdinov¹*

¹NRC "Kurchatov Institute" Moscow, Russia

²Lomonosov MSU, Moscow, Russia

³NRNU MEPhI, Moscow, Russia

Tokamak T-15MD is sequentially reaches the design parameters. At the moment, an important task is to obtain stable discharges with divertor configurations and a plasma current of at least 500 kA with a pulse duration at a quasi-stationary stage of the order of a second. To effectively solve this problem, it is necessary to support experiments with numerical modeling both in the interval between experimental campaigns and directly during their implementation. The use of numerical analysis of experiments in the 2025 T-15MD campaign made it possible to optimize plasma discharge scenarios and work out an active feedback system in relation to vertical and horizontal displacements of the plasma cord. Stable discharges were obtained with a divertor and a plasma current of ~500 kA and a duration at a quasi-stationary stage of the order of a second.

The paper summarizes the experimental experience and numerical calculations obtained during the spring campaign of 2025, as well as developed recommendations for obtaining one of the discharge scenarios with a divertor at the T-15MD tokamak installation.

Key words: tokamak T-15MD, mathematical modeling, stable discharges with divertor, active feedbacks.

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД — токамак с D-образным сечением плазменного шнура, сооружённый в НИЦ «Курчатовский институт» [1]. В 2023—2024 гг. на Т-15МД были проведены три экспериментальные кампании, целью которых было постепенное получение проектных параметров плазмы [2]. В ходе экспериментальных кампаний 2023—2024 гг. удалось добиться устойчивых режимов с током плазмы порядка ~250 кА при длительности импульса более 2 с [2]. Эксперименты проводились в лимитерной конфигурации круглого и вытянутого поперечного сечения плазмы. В дальнейшем проводились эксперименты с диверторной конфигурацией плазменного шнура.

Эксперименты сопровождалась численными расчётами для определения оптимальных параметров магнитной конфигурации с целью получения устойчивых разрядов. В работе [3] было показано, что причиной срывов плазменных разрядов в первых экспериментах в большинстве случаев была неустойчивость плазмы по вертикали. Особенно это проявилось при переходе от лимитерной к диверторной конфигурации плазмы, которая потребовала существенно большей вытянутости плазменного шнура и нахождения сценариев для токов в управляющих обмотках с учётом имеющихся ограничений на их величины и мощности источников питания.

Была разработана и создана система управления положением плазменного шнура по горизонтали и вертикали с помощью активных обратных связей (АОС). В ходе экспериментов определены коэффициенты обратных связей, необходимые для управления вертикальными и горизонтальными смещениями плазмы. Это позволило получить устойчивые разряды с дивертором и током плазмы порядка ~400 кА при длительности диверторной фазы больше 1 с. В лимитерных режимах удалось поднять ток плазмы до ~580 кА при длительности импульса до 2 с. Эти результаты были получены в разрядах, когда рост тока плазмы обеспечивался за счёт роста тока в обмотках индуктора с нуля.

Одной из основных целей весенней кампании 2025 г. было получение устойчивых разрядов с диверторной конфигурацией и с возможно большей величиной разрядного тока.

Для достижения этой цели эксперименты сопровождалась численными расчётами сценариев разряда по коду DINA [4] и коду TOKSCEN [5], а также для оценки устойчивости полученных плазменных конфигураций и определения необходимых соотношений токов в полоидальных обмотках кодом TOKSTAB [6]. Численные модели, используемые в данных кодах, были верифицированы по результатам проведённых экспериментов на токамаке Т-15МД с лимитерной конфигурацией плазмы круглого и вытянутого поперечного сечения [3].

Определение положения центра плазменного шнура в реальном времени и управление его положением обеспечивались АОС с использованием эмпирических формул, полученных на основе базы данных предыдущих кампаний Т-15МД [7].

В результате весенней кампании 2025 г. были получены устойчивые разряды с дивертором и током плазмы более 500 кА и длительностью на квазистационарной стадии порядка 1 с, а также отработана система АОС по отношению к вертикальным и горизонтальным смещениям плазменного шнура [8].

Целью данной работы является численный анализ экспериментов, проведённых в ходе весенней кампании 2025 г., а также выработка рекомендаций для обеспечения устойчивого плазменного разряда с дивертором на токамаке Т-15МД в сценарии с подъёмом токов в обмотках индуктора.

Во втором разделе приведено краткое описание основных параметров установки. В третьем разделе приведены коды, при помощи которых проводился численный анализ экспериментов. В четвёртом разделе обсуждаются наиболее характерные разряды № 3893, 3912, 4884, 4557 и 4559 с дивертором и приводится объяснение срывов, наблюдавшихся на стадии завершения разряда и снижения тока плазмы. В пятом разделе даются рекомендации по коррекции сценариев разрядов для обеспечения мягкого (без срыва) снижения тока плазмы на стадии завершения разряда. В заключении сформулированы основные результаты работы.

2. ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ Т-15МД

Для создания и поддержания тока плазмы в течение всего разряда используются индуктор и полоидальные обмотки. В токамаке Т-15МД индуктор состоит из секций CS1, CS2 и CS3 [1], основные параметры которых приведены в табл. 1. Максимальные величины токов заданы на один виток в кА.

В табл. 1 и 2 введены следующие обозначения для параметров индуктора и полоидальных обмоток: N — количество витков; I_{\max} — максимальный ток в одном витке; $I_{2\max}$ — максимальный ток во всей обмотке; U_{\max} — максимальное напряжение; R — сопротивление; L — внутренняя индуктивность.

Таблица 1. Основные параметры секций индуктора CS1, CS2 и CS3

Параметр	CS1	CS2	CS3
N витков	151	445	151
I_{\max} , кА	40	40	40
$I_{2\max}$, МА·витки	6,04	17,8	6,04
U_{\max} , кВ	1,188	3,24	1,188
R , Ом	0,0112	0,0328	0,0113
L , Гн	0,0072	0,0222	0,0063

Полоидальные обмотки необходимы для удержания плазмы в равновесии в заданном месте и обеспечения её устойчивости в течение всего разряда. Полоидальная система Т-15МД состоит из обмоток PF1, PF2, PF3, PF4, PF5 и PF6, параметры которых приведены в табл. 2.

Таблица 2. Основные параметры полоидальных обмоток PF1—PF6

Параметр	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
N витков	100	100	48	60	80	216
I_{\max} , кА	1,5	7,0	10,0	13,0	14,0	18,0
$I_{2\max}$, МА·витки	0,15	0,7	0,48	0,78	1,12	3,888
U_{\max} , кВ	0,81	1,62	1,62	1,0044	3,915	2,025
R , Ом	0,033	0,076	0,0673	0,0704	0,0455	0,1095
L , Гн	0,042	0,123	0,082	0,087	0,044	0,320

На рис. 1 показаны сечение токамака Т-15МД, полоидальные обмотки, индуктор и витки пассивной стабилизации.

3. ЧИСЛЕННЫЕ КОДЫ

Для анализа экспериментов использовались интегрированные в единую систему [9] следующие численные коды:

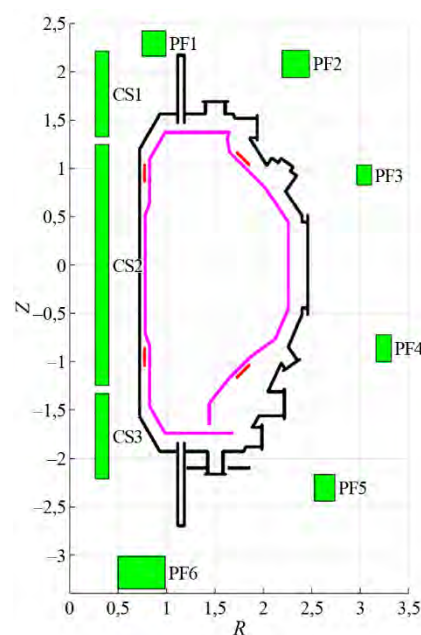
— PLASMALESS [10] — численное решение уравнений Кирхгофа в отсутствие плазмы;

— TOKAMEQ [11] — численное решение уравнения Грэда—Шафранова;

— TOKSTAB [6] — анализ вертикальной устойчивости плазмы на основе модели «твёрдого сдвига» при конечной проводимости пассивных витков и вакуумной камеры;

— TOKSCEN [5] — численный расчёт эволюции равновесия.

Рис. 1. Сечение Т-15МД (размеры даны в метрах): ■ — обмотки полоидального поля PF1—PF6, индуктор CS1—CS3; — — вакуумная камера; — — первая стенка; — — витки пассивной стабилизации



Дополнительно с целью независимой проверки применялся код DINA [4] для расчёта сценария разряда.

Для восстановления границы плазмы по данным магнитных измерений использовался численный код D_Bound [12], в основе которого лежит метод подвижных токовых филаментов. Форма плазменного шнура так же, как и распределение токов в проводящих пассивных структурах, определяется из условия минимума функционала невязки, который представляет собой разницу между рассчитанными величинами магнитных потоков и магнитного поля и величинами, экспериментально измеренными с помощью магнитной диагностики. Известно, что магнитные измерения дают возможность восстановления границы плазмы, но не магнитных поверхностей внутри плазмы, для чего нужна дополнительная информация о профиле давления плазмы.

Принцип работы системы АОС по положению плазменного шнура. Корректировка положения центра плазмы по вертикали и горизонтали основана на изменении величин токов в управляющих обмотках PF1—PF6 в каждый момент времени.

Пусть $Z_{\text{pred}}(t_k)$ — желаемое положение центра плазменного шнура по вертикали в момент времени t_k , а $Z_{\text{real}}(t_k)$ — реальное положение плазмы в момент времени t_k . Величина коррекции тока в управляющей обмотке PF в следующий момент времени t_{k+1} рассчитывается по формуле

$$\Delta I(t_{k+1}) = C_1(Z_{\text{pred}}(t_k) - Z_{\text{real}}(t_k)) + C_2(Z_{\text{real}}(t_k) - Z_{\text{real}}(t_{k-1})). \quad (1)$$

В качестве корректирующей обмотки была выбрана обмотка PF5, так как смещение плазмы по вертикали максимально реагирует на изменение тока в ней. Аналогичная формула используется для управления плазмой по горизонтали с помощью обмотки PF3.

Формула (1) реализована аппаратным образом в виде корректирующей схемы, а коэффициенты обратной связи C_1 , C_2 подбирались в ходе эксперимента методом «проб и ошибок». При отладке работы АОС дополнительные трудности возникают из-за того, что для проникновения корректирующего магнитного поля в камеру требуется время порядка нескольких миллисекунд. Поэтому существует предел инкремента развития вертикальной неустойчивости γ , при превышении которого система АОС не может стабилизировать плазменный шнур по вертикали. Предельная величина инкремента вертикальной неустойчивости γ была определена на основе численных расчётов, выполненных в момент срыва плазменного разряда, и она составляет примерно $\sim 100 \text{ с}^{-1}$.

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАЗРЯДОВ

Как уже отмечалось, в статье анализируются разряды, полученные во время экспериментальной кампании 2025 г. Основные параметры следующие: тороидальное магнитное поле $B_{\text{тор}} = 1,5 \text{ Тл}$, предыонизация осуществлялась гиротроном на радиусе $R \sim 1,2 \text{ м}$, полный ток плазмы на стационарной стадии разряда, в основном, $I_P = 500 \text{ кА}$.

Одной из проблем при проведении разрядов в токамаке T-15МД было то, что на стадии снижения тока плазмы часто наблюдался срыв. Типичными примерами таких разрядов являются импульсы № 4557, 4559, 4484, 3893 и 3912, причём причины срыва разрядов на стадии снижения тока плазмы, как будет показано далее, являются схожими. Начнём анализ данной проблемы с импульса № 4557.

Численный анализ разряда № 4557. Особенности, присущие данному импульсу, проявляются и в остальных, поэтому рассмотрим его максимально подробно. Расчёты проводились по коду TOKSCEN, устойчивость анализировалась по коду TOKSTAB, а также проводилось сравнение с восстановленными равновесиями по коду D_Bound.

На рис. 2 показаны полные токи в индукторе CS1—CS3, полоидальных обмотках PF1—PF6 ($I_{\text{МА-ВИТОК}} = I_{\text{КА}} \cdot N_{\text{ВИТКОВ}}/1000$) и ток в плазме для разряда № 4557.

На рис. 3 показана последовательность лимитерных равновесных конфигураций с близкими к круглому сечениями плазмы на стадии роста тока для импульса № 4557 при $500 < t < 700 \text{ мс}$.

Отметим, что восстановление границы плазмы по коду D_Bound при токе плазмы меньше, чем 100 кА, не осуществляется, поэтому на рис. 3 граница плазмы для них не приведена.

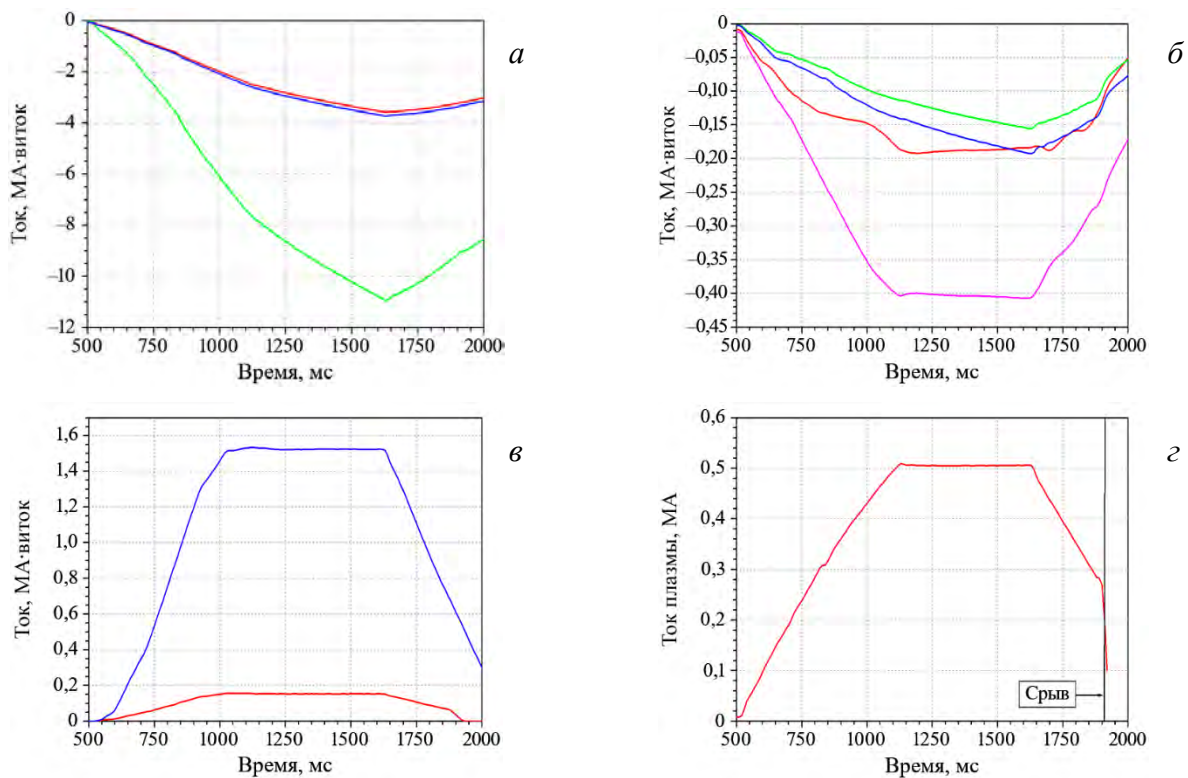


Рис. 2. Токи в секциях индуктора CS1 (—), CS2 (—), CS3 (—) (а); полоидальных обмотках PF2 (—), PF3 (—), PF4 (—), PF5 (—) (б); полоидальных обмотках PF1 (—) и PF6 (—) (в), ток в плазме (г)

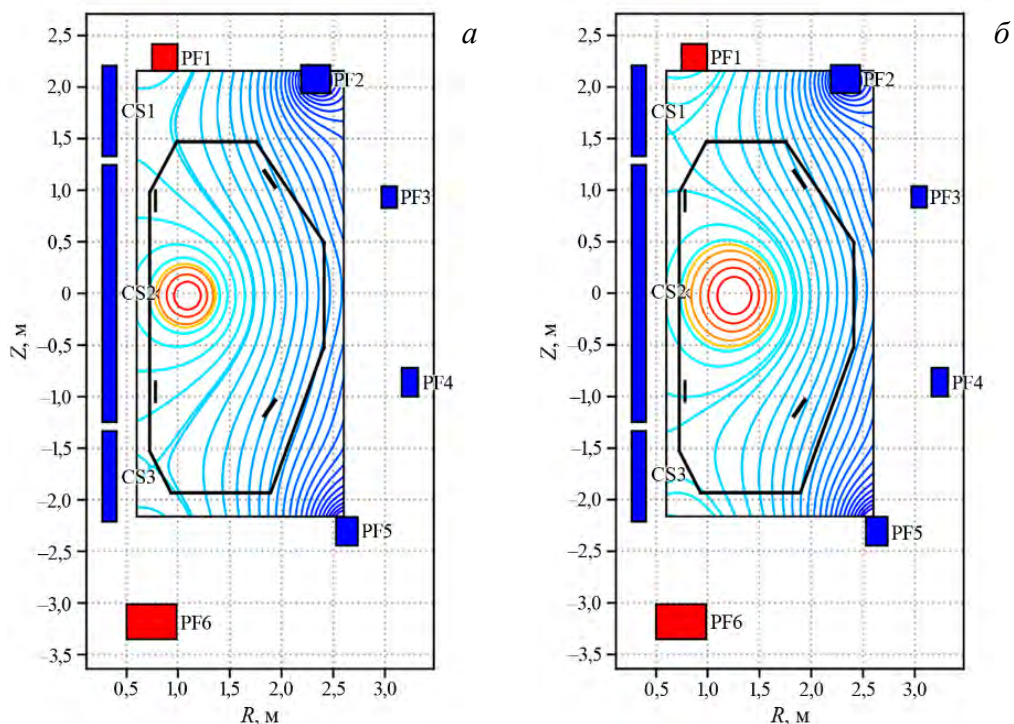


Рис. 3. Две последовательные равновесные конфигурации на стадии роста тока плазмы для импульса № 4557: а — ток $I_p = 23$ кА; б — ток $I_p = 97$ кА

На рис. 4 показаны линии уровня магнитного потока ψ с полным током плазмы $I_p = 190$ кА, рассчитанные по коду TOKSCEN, и восстановленная по магнитным измерениям граница плазмы по коду D_Bound.

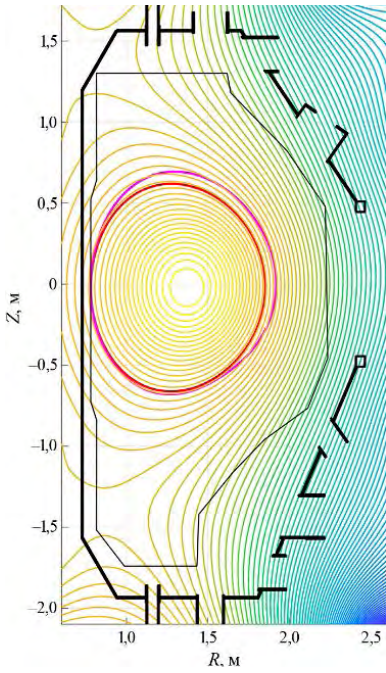


Рис. 4. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для лимитерной плазмы с полным током $I_p = 190$ кА, рассчитанные кодами TOKSCEN (—) и D_Bound (---). Жирной линией показана граница плазмы

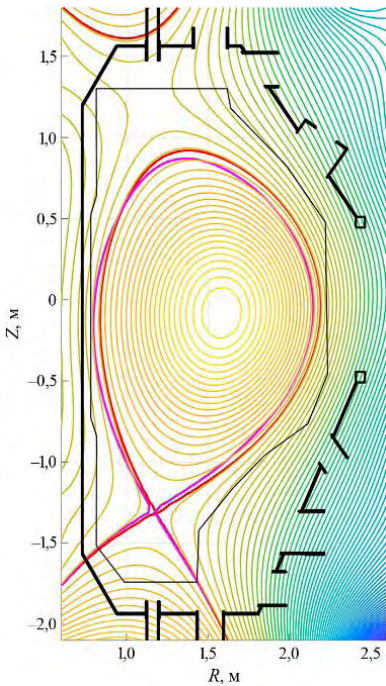


Рис. 5. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для диверторной плазмы с током $I_p = 505$ кА в начале стационарной фазы разряда, рассчитанные кодами TOKSCEN (—) и D_Bound (---). Жирной линией показана граница плазмы

Функция распределения плазменного тока в расчётах задавалась в виде

$$j_\phi(r, \psi - \psi_p) = \lambda f(r, \psi - \psi_p) = r \frac{dp}{d\psi} + \frac{I(\psi)I'(\psi)}{r} = \lambda \left\{ \beta r (\psi - \psi_p)^{\gamma_1} + \frac{\hat{R}^2}{r} (1 - \beta) (\psi - \psi_p)^{\gamma_2} \right\}, \quad (2)$$

где β — бета полоидальное; \hat{R}^2 — среднее по сечению плазмы значение r^2 ,

$$\hat{R}^2 = \frac{\iint_{\Omega_p} r dr dz}{\iint_{\Omega_p} \frac{dr dz}{r}}$$

γ_1, γ_2 — показатели распределения плотности тока; множитель λ вычисляется в ходе решения, исходя из заданной наперёд величины полного тока по сечению шнура I_p :

$$\lambda \iint_{\Omega_p} f(r, \psi - \psi_p) dr dz = I_p.$$

Хотя функция плотности тока (2) и является модельной, однако она, как будет видно далее, за счёт выбора её параметров $I_p, \beta, \gamma_1, \gamma_2$ достаточно хорошо аппроксимирует наблюдаемые в эксперименте разряды (во всех расчётах бралось $\beta = 0,2, \gamma_1, \gamma_2 = 1,2$).

Отметим, что, согласно расчёту по коду TOKSTAB, первые два равновесия (см. рис. 3) являются устойчивыми по вертикали, а для третьего равновесия с током $I_p = 190$ кА инкремент вертикальной неустойчивости составляет $\gamma = 1,8 \text{ с}^{-1}$, что означает также его практическую устойчивость.

Таким образом, на стадии роста тока формируется лимитерная плазма круглого поперечного сечения или с небольшой вытянутостью, что обеспечивает вертикальную устойчивость плазменного шнура.

При дальнейшем увеличении тока плазмы происходит переход от лимитерной к диверторной конфигурации плазмы. На рис. 5 приведено равновесие в начале стационарной фазы для момента времени $t = 1200$ мс с полным током плазмы $I_p = 505$ кА.

Хорошо видно, что результаты расчёта равновесия по коду TOKSCEN и восстановления границы по коду D_Bound находятся в удовлетворительном согласии. Оценка инкремента вертикальной неустойчивости плазмы $\gamma \approx 9,5 \text{ с}^{-1}$, что означает практическую вертикальную устойчивость плазмы на данной стадии разряда.

На рис. 6 показана равновесная конфигурация через 200 мс после предыдущей, а именно для момента времени $t = 1400$ мс, которая сохраняется также в течение всей стационарной стадии разряда.

Отметим, что разные коды дают близкие равновесия, а также положение X-точки. Оценка инкремента вертикальной неустойчивости по коду TOKSTAB даёт величину $\gamma \approx 49,9 \text{ с}^{-1}$. Отметим, что вертикальная устойчивость плазмы ухудшается, хотя ещё не достигает критических значений, и поэтому может быть подавлена с помощью АОС.

На рис. 7 приведено равновесие в начале фазы спада тока в плазме для момента времени $t = 1680$ мс, когда ток стал $I_p = 455$ кА.

Оценка инкремента вертикальной неустойчивости плазменного шнура даёт величину $\gamma \approx 94$ с⁻¹, что означает нахождение плазмы на границе устойчивости, но пока ещё возможна её стабилизация с помощью АОС. Как уже отмечалось во введении, критическое значение γ , когда обратные связи ещё могут стабилизировать вертикальное смещение плазменного шнура, составляет ≈ 100 с⁻¹.

На рис. 8 показано равновесие на стадии дальнейшего уменьшения тока для момента времени $t = 1800$ мс, когда ток плазмы стал $I_p = 353$ кА.

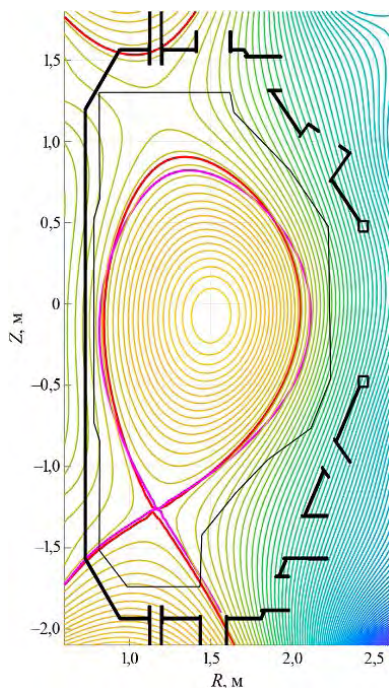


Рис. 6. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для диверторной плазмы с током $I_p = 505$ кА в середине стационарной фазы разряда, рассчитанные кодами TOKSCEN (—) и D_Bound (—). Жирной линией показана граница плазмы

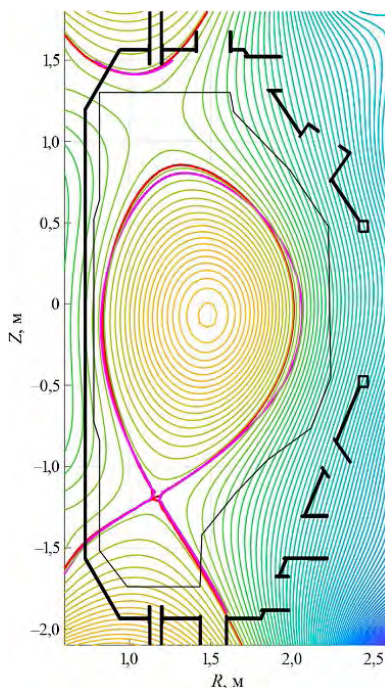


Рис. 7. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для диверторной плазмы с током $I_p = 455$ кА в начале стадии снижения тока, рассчитанные кодами TOKSCEN (—) и D_Bound (—). Жирной линией показана граница плазмы

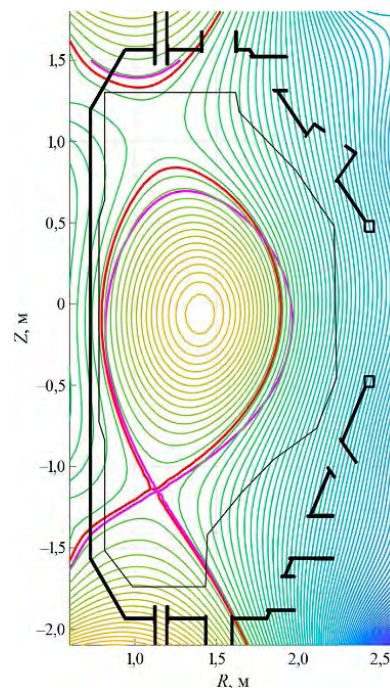


Рис. 8. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для диверторной плазмы с током $I_p = 353$ кА в середине стадии снижения тока, рассчитанные кодами TOKSCEN (—) и D_Bound (—). Жирной линией показана граница плазмы

На рис. 9 приведена временная зависимость эллиптичности плазмы κ , нижней треугольности δ и малого радиуса a для импульса № 4557, полученная с помощью кода восстановления границы плазмы D_Bound.

Из рис. 9 видно, что при увеличении эллиптичности $\kappa > 1,5$ плазма переходит в диверторную конфигурацию. На стационарной стадии разряда эллиптичность плазменного шнура $\kappa \approx 1,55$, а нижняя треугольность $\delta \approx 0,37$. Эти параметры сохраняются и на последующей стадии разряда. Отметим, что при уменьшении тока плазмы, начиная с момента времени $t = 1650$ мс, эти параметры также остаются практически неизменными, а уменьшается только малый радиус плазменного шнура.

Расчёты вертикальной устойчивости показывают, что к моменту времени $t = 1800$ мс инкремент вертикальной неустойчивости возрастает до $\gamma \approx 133$ с⁻¹, и поэтому система АОС уже не сможет предотвратить вертикальное смещение плазменного шнура и происходит срыв разряда.

На рис. 10 показано положение магнитной оси по горизонтали R и вертикали Z , восстановленное по коду D_Bound и вычисленное по интенсивности мягкого рентгеновского излучения 1—7 кэВ (максимум интенсивности соответствует положению центра плазменного шнура).

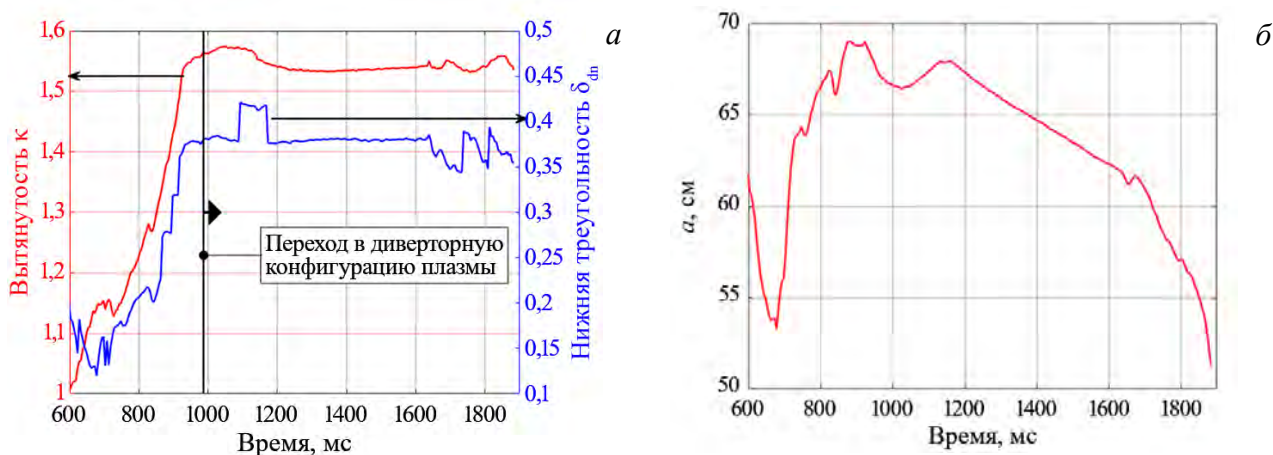


Рис. 9. Временная зависимость эллиптичности плазмы k , нижней треугольности δ (а) и малого радиуса a (б)

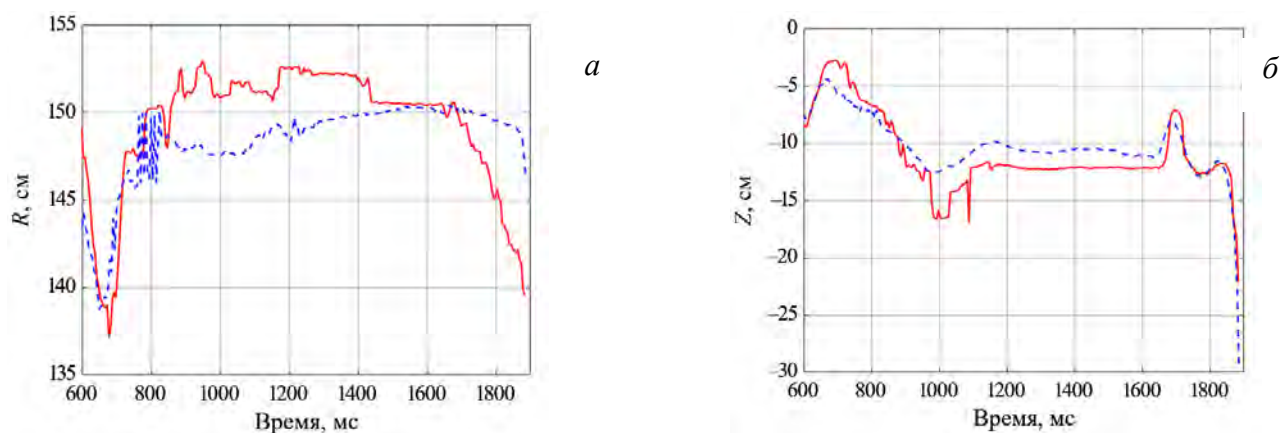


Рис. 10. Временная эволюция положения магнитной оси плазмы, R_0 (а) и Z (б) для импульса № 4557: — — D_Bound; - - - — SXR

Из рис. 10 видно, что к моменту времени $t \sim 1900$ мс плазменный шнур становится неконтролируемым по вертикали и происходит срыв разряда (плазма садится на внутреннюю стенку камеры и смещается вниз). Это подтверждается расчётами вертикальной неустойчивости плазменного шнура. На стационаре по току плазмы величина инкремента неустойчивости составляет $\gamma \sim 50$ с⁻¹, и поэтому положение плазмы контролируется при помощи системы АОС.

Таким образом, при стадии роста тока плазма устойчива по отношению к вертикальным смещениям. При формировании диверторной конфигурации возникает слабая вертикальная неустойчивость, которая подавляется с помощью АОС. На стационарной стадии разряда инкремент неустойчивости возрастает, но система АОС всё ещё в состоянии её подавить. Однако при уменьшении тока плазмы от $I_p = 505$ кА до $I_p = 353$ кА инкремент вертикальной неустойчивости возрастает с $\gamma \sim 49$ до $\gamma \sim 133$ обратных секунд, т.е. практически втрое, и поэтому возникают потеря управляемости разряда и последующий его срыв (рис. 11).

Рассмотрим возможные причины, которые привели к росту инкремента вертикальной неустойчивости. В работах [2, 3] было показано, что токи, текущие в обмотке индуктора CS2 и в полоидальных обмотках PF3—PF4, создают внешнее поле с отрицательной кривизной магнитных поверхностей и тем самым способствуют развитию вертикальной неустойчивости плазмы. И наоборот, токи, текущие по секциям индуктора CS1 и CS3, а также в полоидальных обмотках PF2 и PF5, создают поле с положительной кривизной, способствующее её устойчивости. С помощью расчётов по коду TOKSCEN были найдены критические значения для соотношений токов $k_1 = 0,5(I_{CS1}N_{CS1} + I_{CS3}N_{CS3})/(I_{CS2}N_{CS2})$ и $k_2 = (I_{PF2}N_{PF2} + I_{PF5}N_{PF5})/(I_{PF3}N_{PF3} + I_{PF4}N_{PF4})$.

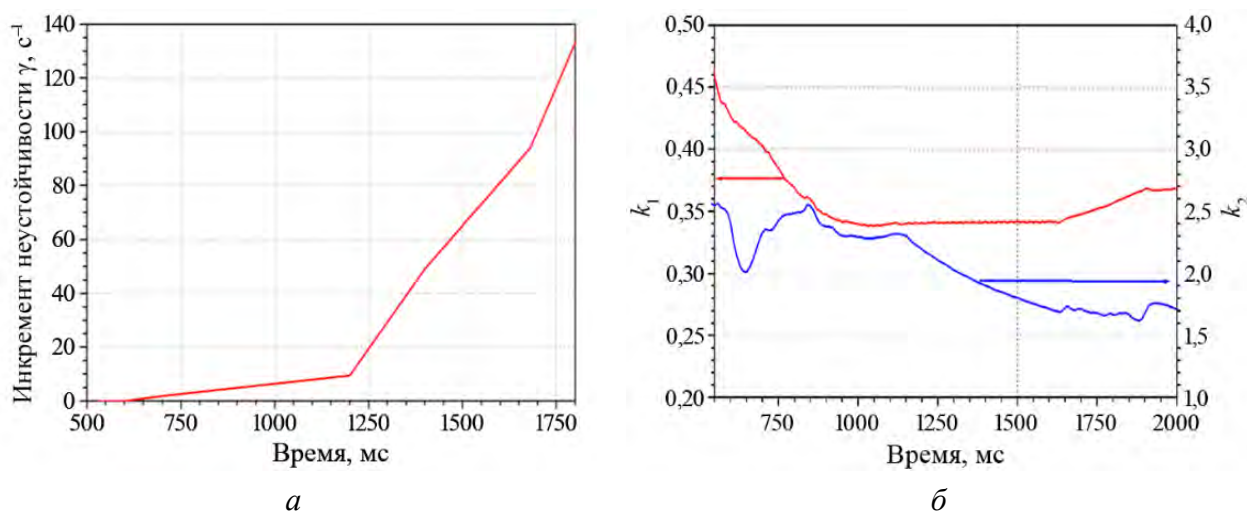


Рис. 11. Зависимость от времени инкремента вертикальной неустойчивости γ (а) и коэффициентов k_1 и k_2 (б)

Это означает, что если токи изменяются таким образом, что уменьшаются эти коэффициенты, то кривизна магнитного поля становится неблагоприятной для вертикальной устойчивости плазменного шнура. Отметим, что в формулах используется полный ток в каждой обмотке, т.е. ток в одном витке, умноженный на число витков в обмотке. Было показано, что при росте этих коэффициентов вертикальная устойчивость плазмы улучшается. Впоследствии результаты расчётов были подтверждены экспериментами [3]. Следует отметить, что ограничения на k_1 и k_2 , полученные в [3], были рассчитаны при отсутствии системы АОС. Наличие в настоящее время работающей системы АОС позволяет их смягчить.

На рис. 11 приведена временная зависимость инкремента вертикальной неустойчивости γ и коэффициентов k_1 и k_2 , с помощью которых можно контролировать устойчивость плазменного шнура для импульса № 4557.

В табл. 3 приведены значения тока плазмы I_p , коэффициентов k_1 и k_2 , а также инкремент неустойчивости γ для нескольких моментов времени импульса № 4557.

На рис. 11 и из табл. 3 видно, что, когда соотношение токов k_2 становится меньше 2, инкремент вертикальной неустойчивости γ начинает быстро возрастать, что приводит к срыву плазменного разряда, так как, когда γ превышает 100 c^{-1} , система АОС не успевает предотвратить вертикальное смещение плазмы. Это означает, что необходимо так скорректировать параметр k_2 на стационарной стадии разряда перед уменьшением тока плазмы, чтобы не происходило срыва из-за вертикальной неустойчивости. Отметим, что вытянутость плазменного шнура, начиная с момента времени $t = 1000 \text{ мс}$, практически не изменяется и равна $\kappa = 1,55$ (см. рис. 9, а).

Следует отметить, что срыв разряда, аналогичный тому, который наблюдается на завершающей стадии разряда № 4557, был характерен для значительной части экспериментов данной кампании. Проведём сравнительный анализ разрядов подобного типа.

Сравнение разрядов № 4557 и 4559. В этих разрядах при практически одинаковых стадиях пробоя, подъёма тока и стационара имеется заметное различие при спаде тока плазмы, который в разряде № 4559 оказался более благополучным. Как видно на рис. 12, хотя плазменный шнур стал неустойчивым к моменту времени $t = 2000 \text{ мс}$ и быстро ушёл вниз, однако перед касанием нижней стенки камеры (см.

Таблица 3. Ток плазмы I_p , коэффициенты k_1 , k_2 и инкремент γ

$t, \text{ мс}$	$I_p, \text{ кА}$	k_1	k_2	$\gamma, \text{ c}^{-1}$
530	23	0,629	2,94	stability
600	96	0,427	2,41	stability
700	190	0,403	2,33	1,8
1200	505	0,341	2,25	9,5
1400	505	0,341	1,92	49,0
1678	456	0,346	1,76	94,0
1800	353	0,357	1,68	133,0

рис. 12, а) ток в плазме уже снизился почти до нуля. Характеристики разряда № 4559 приведены в табл. 4. Сравнение с табл. 3 показывает наличие корреляции между параметром k_2 и инкрементом развития вертикальной неустойчивости γ . Поскольку параметр k_1 в этих двух импульсах на всех стадиях был практически одинаков, то для оценки его влияния следует провести анализ других разрядов данной серии.

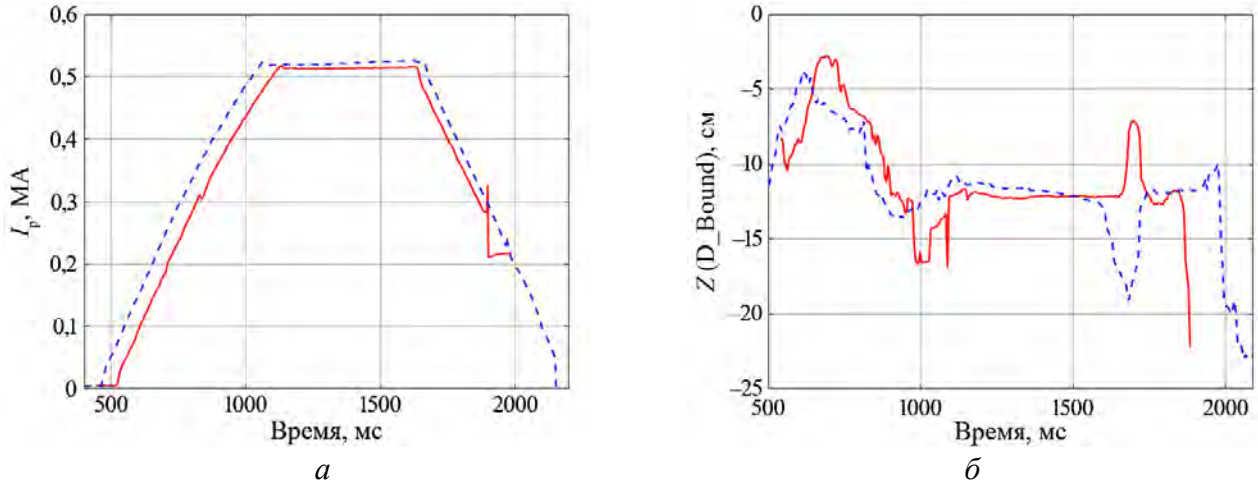


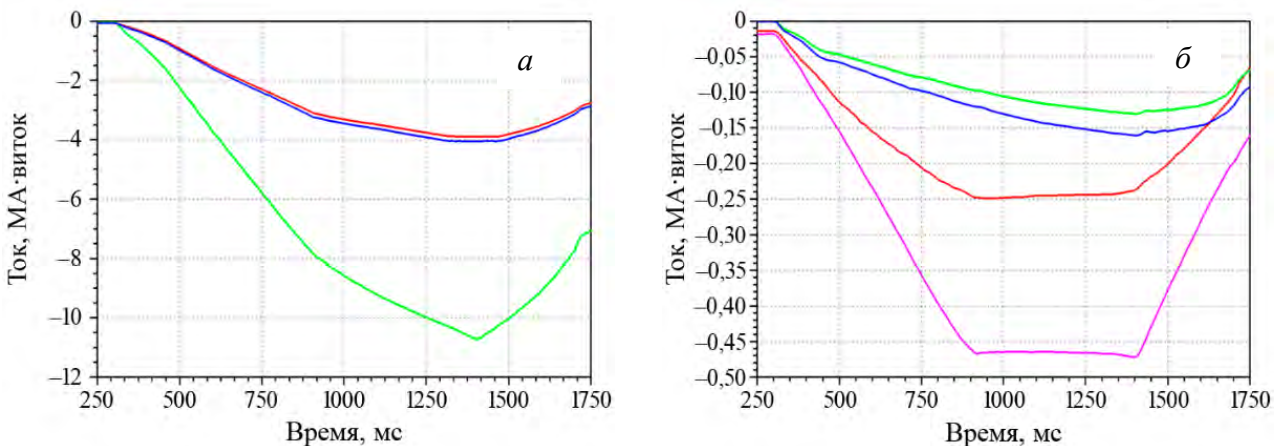
Рис. 12. Ток плазмы (а) и зависимость от времени положения центра плазмы по вертикали Z (б) в импульсах № 4557 (—) и 4559 (---)

Таблица 4. Параметры k_1, k_2 и инкремент γ для импульса № 4559

t , мс	I_p , кА	k_1	k_2	Инкремент γ , c^{-1}
500	55	0,457	2,54	stability
1000	479	0,339	2,41	5,0
1300	513	0,341	2,12	8,3
1500	516	0,341	1,93	19,5
1550	516	0,342	1,89	42
1600	516	0,341	1,86	101
1650	470	0,357	1,81	115

Численный анализ разряда № 4484. Влияние параметра k_1 на устойчивость плазменного шнура можно изучить на основе анализа разряда № 4484, который близок к № 4557 по току плазмы.

На рис. 13 приведены полные токи в индукторе и в полоидальных обмотках ($I_{MA-виток} = I_{KA}N_{витков}/1000$), а также полный ток в плазме.



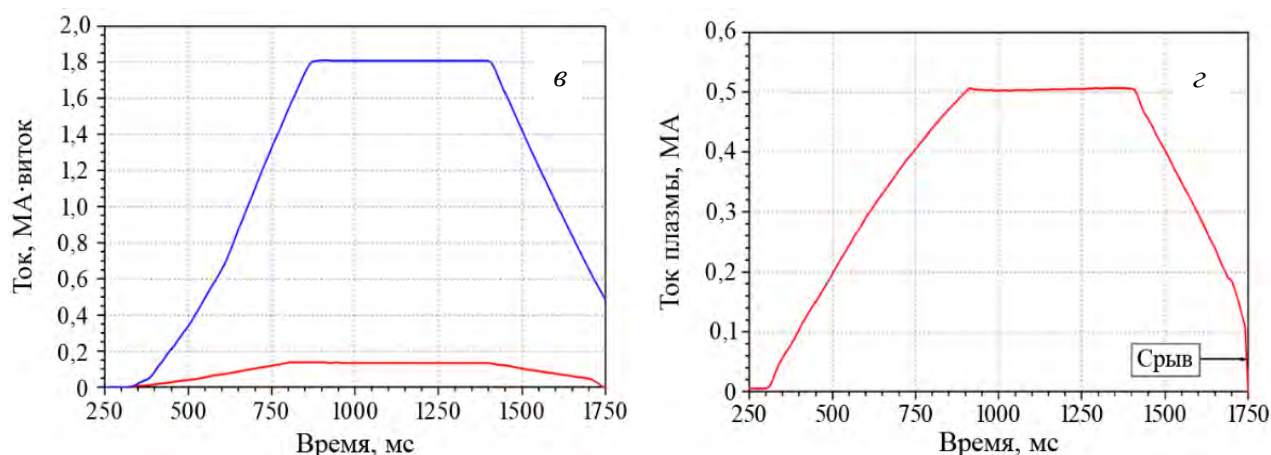


Рис. 13. Токи в обмотках индуктора CS1 (—), CS2 (—), CS3 (—) (а), полоидальных обмотках PF2 (—), PF3 (—), PF4 (—), PF5 (—) (б), полоидальных обмотках PF1 (—) и PF6 (—) (в), ток в плазме для импульса № 4484 (z)

На рис. 14 показана временная зависимость эллиптичности плазмы k , нижней треугольности δ и малого радиуса a для разряда № 4484, полученная с помощью кода восстановления границы плазмы D_Bound, на рис. 15 — положение центра плазменного шнура по вертикали Z .

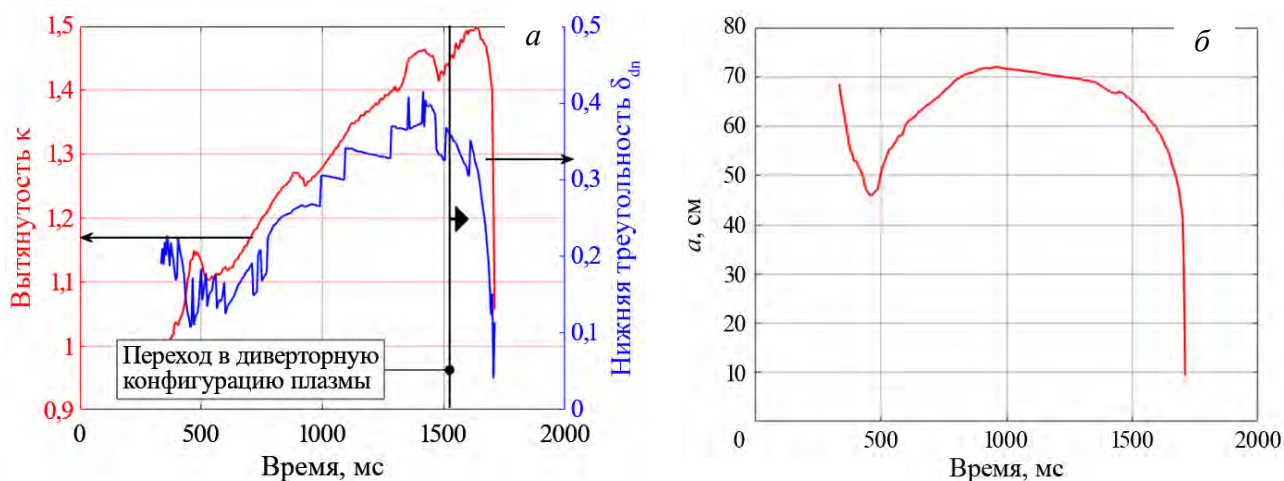


Рис. 14. Временная зависимость эллиптичности плазмы k и нижней треугольности δ (а), малого радиуса a (б) для импульса № 4484

Отметим, что основное отличие импульсов № 4484 и 4557 состоит в том, что у импульса № 4484 вытянутость плазменного шнура немного меньше и переход в диверторную конфигурацию осуществляется позже. Поэтому перед началом уменьшения тока в импульсе № 4484 плазма имеет меньшую вытянутость, что обеспечивает большую вертикальную устойчивость плазменного шнура.

В табл. 5 приведены ток плазмы I_p , инкремент неустойчивости γ для различных стадий разряда № 4484, а также коэффициенты k_1 и k_2 .

На рис. 16 показано сравнение временной эволюции параметров k_1 и k_2 для разрядов № 4557 и 4484.

Анализ численных расчётов и сопоставление параметров k_1 и k_2 для импульсов № 4557 и 4484 показывают, что одной из причин вертикальной неустойчивости плазмы на стадии уменьшения тока является его вытянутость (см. рис. 9, а и 14, а). Поэтому необходимо уменьшить эллиптичность плазменного шнура, а это, как показывает импульс № 4484, осуществляется за счёт увеличения k_1 , а не за счёт увеличения k_2 .

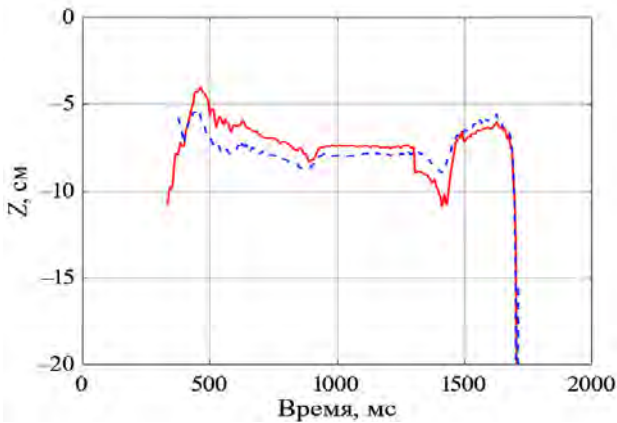


Рис. 15. Зависимость от времени положения магнитной оси плазмы по вертикали Z для импульса № 4484: — D_Bound ; - - - SXR

Таблица 5. Полный ток плазмы I_p , коэффициенты k_1, k_2 и инкремент γ

t , мс	I_p , кА	k_1	k_2	γ , с ⁻¹
750	503	0,402	3,03	5,6
1050	506	0,392	2,52	23,0
1250	402	0,395	2,07	70,0
1300	360	0,399	1,86	84,0

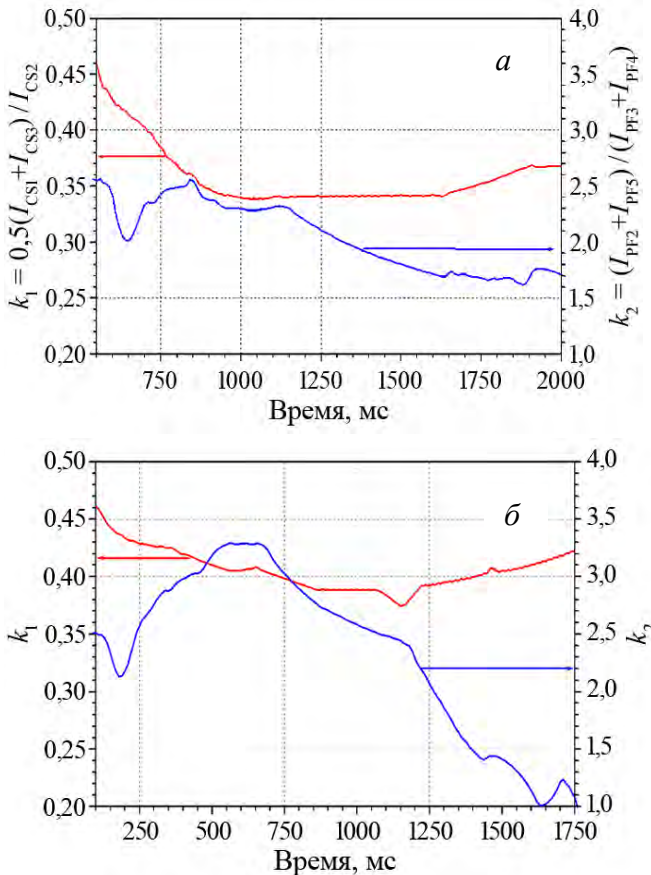


Рис. 16. Зависимость от времени параметров k_1 и k_2 : а — для разряда № 4557; б — для разряда № 4484

Сравнение импульсов № 3893 и 3912.

Эти разряды весьма схожи, однако имеющиеся различия позволяют ещё раз проверить предположение о влиянии параметров k_1 и k_2 на вертикальную устойчивость плазмы. На рис. 17 приведена временная зависимость центра плазмы по вертикали $Z_0(t)$ и полного тока плазмы $I_p(t)$ для импульсов № 3893 и 3912, в табл. 6 приведены значения k_1, k_2 и γ . Отметим, что в этих импульсах ещё не работала система обратных связей. Однако то обстоятельство, что инкремент неустойчивости γ на протяжении всей стационарной стадии был мал, позволило реализовать диверторную конфигурацию.

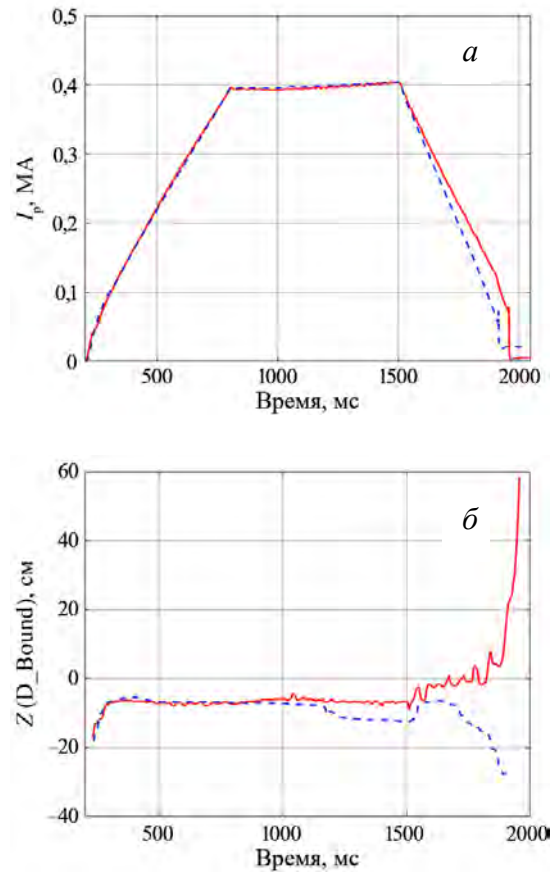


Рис. 17. Сравнение временной зависимости полного тока (а) и центра плазмы по вертикали (б) для импульсов № 3883 (—) и 3912 (- - -)

Как следует из табл. 6, относительно небольшое изменение величин k_1 и k_2 в ту или иную сторону влечёт за собой изменение инкремента γ , что подтверждает предположение о корреляции этих величин.

Таблица 6. Сравнение k_1 , k_2 и инкремента γ для импульсов № 3893 и 3912

t , мс	№ импульса	I_p , кА	k_1	k_2	γ , c^{-1}
300	3893	96,0	0,486	2,52	0,75
	3912	99,6	0,486	2,77	Stability
600	3893	281	0,394	2,64	5,8
	3912	278	0,394	2,64	11,3
1400	3893	395	0,352	2,67	39,0
	3912	396	0,352	2,55	69,0
1800	3893	194	0,392	1,54	144
	3912	157	9,436	2,21	91

5. СПОСОБЫ КОРРЕКЦИИ ПРОГРАММНОГО СЦЕНАРИЯ РАЗРЯДА

Анализ рассмотренных экспериментов показал необходимость коррекции сценариев разрядов с дивертором на стадии уменьшения тока плазмы с целью избежания срыва. На примере модификации сценария разряда № 4557 рассмотрим следующие подходы.

Уменьшение токов только в обмотках PF1 и PF6. Этот способ оказался неэффективным. На рис. 18 приведены линии уровня $\psi = \text{const}$ исходного и модифицированного равновесия для импульса № 4557 в момент времени $t = 1678$ мс при одновременном уменьшении токов в обмотках PF1 и PF6 примерно на 20%, при этом токи в других обмотках оставались неизменными. Инкремент неустойчивости равен $\gamma \sim 90 \text{ c}^{-1}$, т.е. практически не изменился.

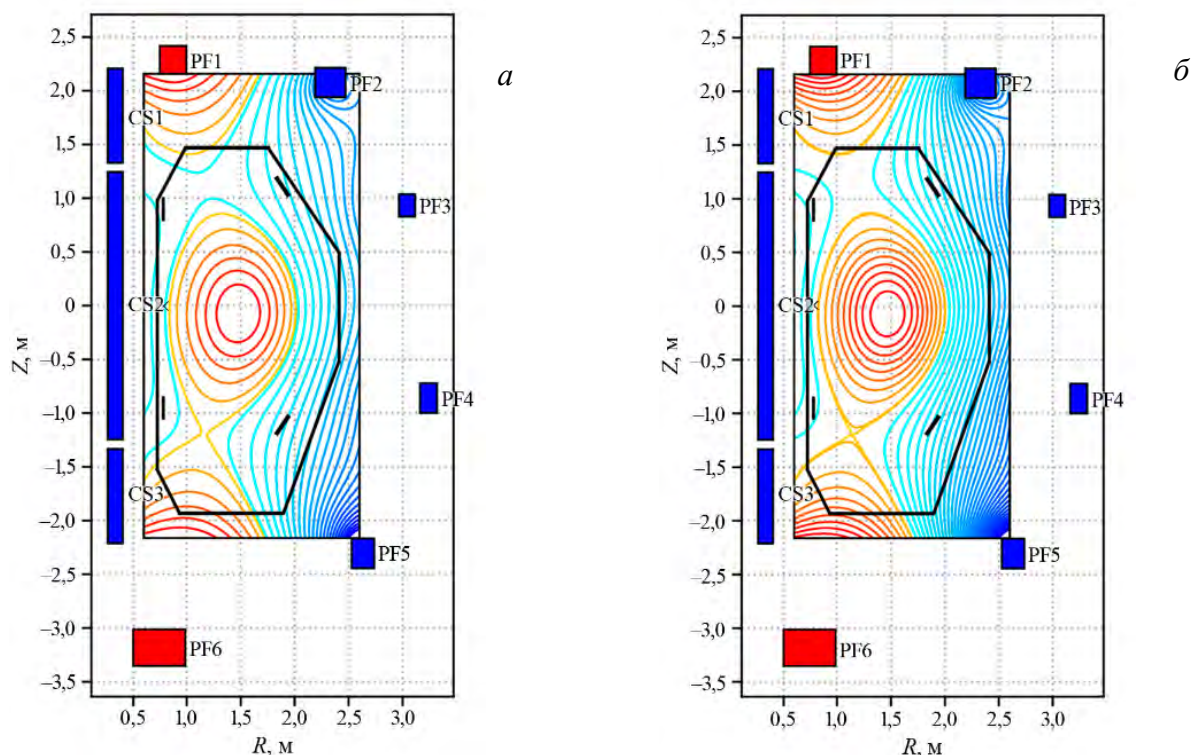


Рис. 18. Линии уровня $\psi = \text{const}$ для исходного равновесия ($I_p = 456$ кА, $k_1 = 0,346$, $k_2 = 1,76$, $\gamma \sim 94 \text{ c}^{-1}$) (а) и модифицированного равновесия для импульса № 4557 ($I_p = 456$ кА, $k_1 = 0,346$, $k_2 = 1,76$, $\gamma \sim 90 \text{ c}^{-1}$) (б)

Увеличение соотношения k_1 . Влияние параметра k_1 на устойчивость плазмы уже исследовалось в [3] при работе с плазмой с круглым поперечным сечением и было подтверждено приведёнными ранее примерами для разрядов с дивертором (см., например, рис. 11). Исходя из этого, проведём модификацию импульса № 4557 с целью получения более устойчивой по вертикали плазмы на стадии уменьшения тока. Это означает, что при уменьшении тока необходимо увеличить скорость спада тока в секции индуктора CS2 таким образом, чтобы коэффициент k_1 стал порядка 0,4. Такое значение k_1 обеспечивает уменьшение вытянутости плазменного шнура и соответственно более устойчивую конфигурацию по отношению к вертикальному смещению.

Используем этот подход для обеспечения устойчивости плазмы при уменьшении тока в импульсе № 4557. В расчётах будем уменьшать только ток в секции индуктора CS2 при неизменных других токах. В момент времени $t = 1678$ мс для разряда № 4557 $k_1 = 0,346$, $\gamma = 94 \text{ с}^{-1}$ (см. табл. 3). При увеличении k_1 до 0,383 инкремент неустойчивости уменьшается до величины $\gamma = 53 \text{ с}^{-1}$, т.е. почти вдвое. При этом ток в обмотке CS2 уменьшился с 23,9 до 21,6 кА, т.е. менее 10%, а вытянутость плазмы — с $\kappa = 1,55$ до $\kappa = 1,46$. Дальнейшее увеличение k_1 до значения 0,408 приводит к уменьшению инкремента неустойчивости до $\gamma = 28 \text{ с}^{-1}$ (изменение тока в обмотке CS2 с 23,9 до 20,3 кА, т.е. менее 15%, а эллиптичность плазмы — с $\kappa = 1,55$ до $\kappa = 1,36$).

На рис. 19 приведены два равновесия, соответствующие параметру $k_1 = 0,383$ и $k_1 = 0,408$ при остальных практически неизменных токах разряда № 4557.

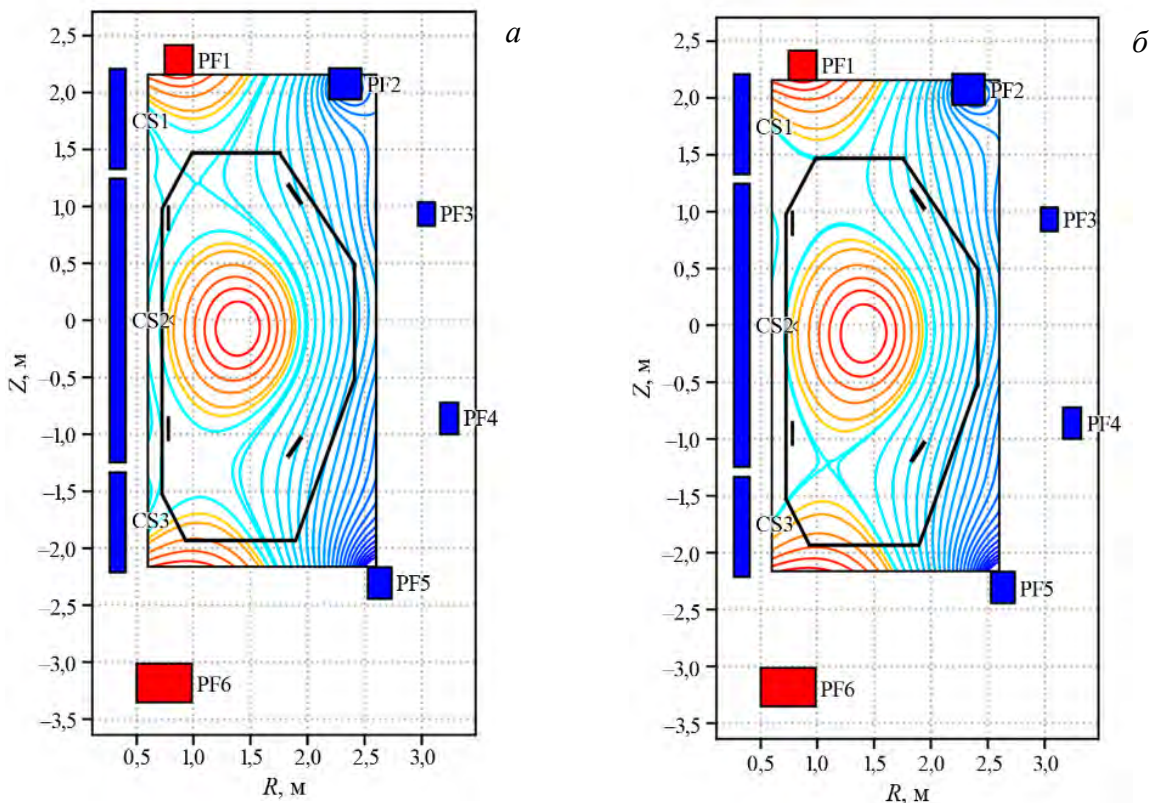


Рис. 19. Равновесие плазмы с разным значением параметра: *a* — $k_1 = 0,383$; *б* — $k_1 = 0,408$

На рис. 19 видно, что уменьшение тока в центральной секции CS2 индуктора приводит к уменьшению эллиптичности плазмы, что соответствует уменьшению вертикальной неустойчивости плазменного шнура. При значении $k_1 = 0,408$ происходит также переход от диверторной конфигурации к лимитерной. Это позволяет на стадии уменьшения тока полностью контролировать вертикальную устойчивость плазменного шнура с помощью системы АОС.

Аналогичная ситуация имеет место и при анализе импульса № 3912 в момент времени $t = 1800$ мс на стадии уменьшения тока плазмы. При одновременном увеличении параметра k_1 примерно на 15% и уменьшении токов в обмотках PF1 и PF6 примерно на 10% инкремент вертикальной неустойчивости γ уменьшается с 91 до 32 с^{-1} . Значения токов в полоидальных обмотках PF2—PF5 по сравнению с оригинальным разрядом не изменялись и в таблице не приводятся. Параметры исходного и модифицированного импульсов даны в табл. 7.

Таблица 7. Параметры исходного (оригинального) модифицированного (корректированного) импульса № 3912 для момента $t = 1800$ мс

№ 3912, $t = 1800$ мс	I_{CS1} , кА	I_{CS2} , кА	I_{CS3} , кА	I_{PF1} , кА	I_{PF6} , кА	k_1	I_p , кА	γ , с^{-1}
Оригинальный	-21,86	-17,0	-21,8	3,525	2,16	0,436	157	91
Корректированный	-21,86	-14,6	-21,8	3,2	1,94	0,507	157	32

На практике коррекцию параметра k_1 можно осуществить двумя способами: либо на завершающей стадии разряда ускорить спад тока в секции CS2 индуктора, либо замедлить спад токов в секциях индуктора CS1 и CS3. И тот, и другой способ приведёт к увеличению параметра k_1 .

Увеличение соотношения k_2 . Как было показано в [3], увеличение параметра k_2 также улучшает вертикальную стабилизацию плазменного шнура. Увеличение k_2 можно осуществлять двумя способами: либо увеличивать токи в обмотках PF2 и PF5, либо уменьшать токи в обмотках PF3, PF4.

Однако первый способ коррекции для импульса № 4557 привёл к прямо противоположному результату, а именно: при увеличении токов в обмотках PF2 и PF5 примерно на 15% плазма сместилась внутрь в область поля с отрицательной кривизной магнитных поверхностей (рис. 20, а). В результате инкремент вертикальной неустойчивости γ по сравнению с исходным равновесием импульса № 4557 (см. рис. 20, б) вырос с $\gamma \sim 94$ до $\gamma \sim 127 \text{ с}^{-1}$. И наоборот, уменьшение токов в обмотках PF3, PF4 привело к смещению плазмы наружу в область поля с положительной кривизной магнитных поверхностей (см. рис. 20, в), что привело к падению инкремента вертикальной неустойчивости γ до 10 с^{-1} . Таким образом, этот способ также эффективен, но его применение требует осторожности, так как плазменный шнур смещается по горизонтали.

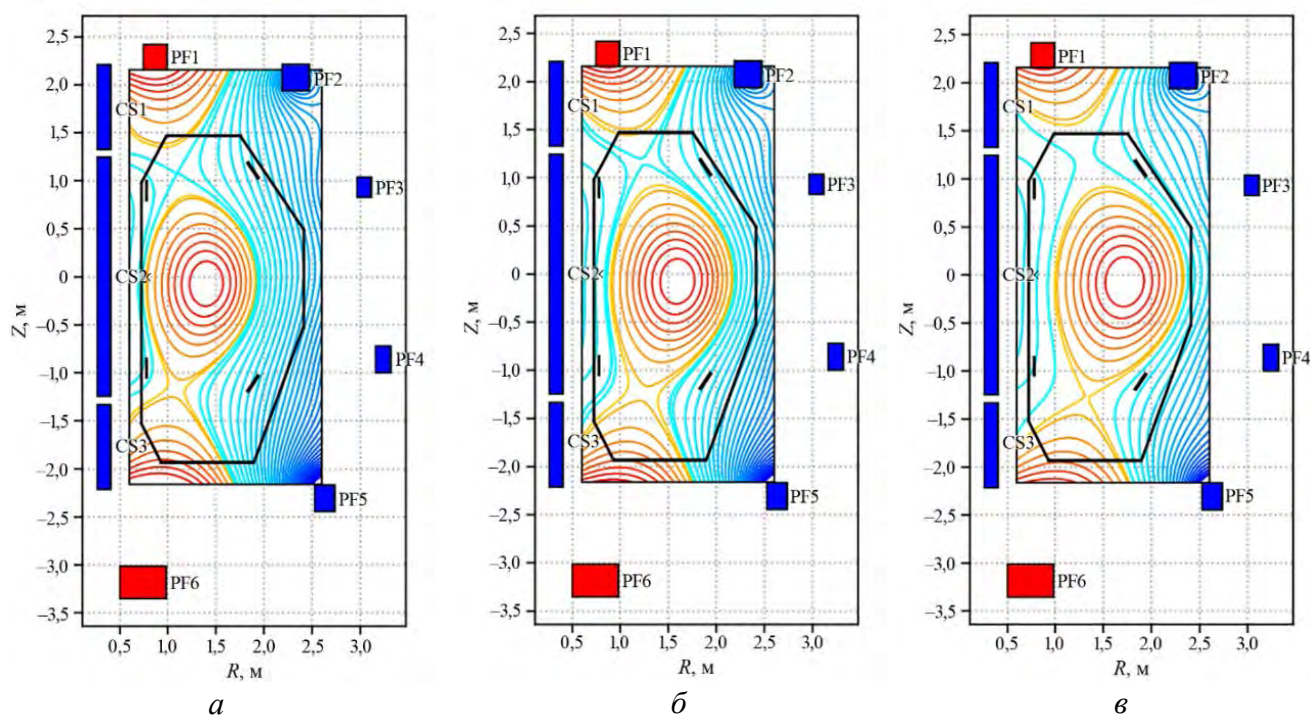


Рис. 20. Модификации разряда № 4557 за счёт изменения параметра k_2 при $t = 1678$ мс

В табл. 8 приведены результаты численных исследований разных вариантов модификации сценария № 4557. Величины токов в индукторе CS1—CS3 и в полоидальных обмотках PF1 и PF6 по сравнению с исходным разрядом не изменялись, и поэтому в таблице не приводятся.

Т а б л и ц а 8. Параметры исходного и модифицированных сценариев за счёт изменения параметра k_2 для $t = 1678$ мс

№ 4557, $t = 1678$ мс	I_{PF2} , кА	I_{PF5} , кА	I_{PF3} , кА	I_{PF4} , кА	k_2	I_p , кА	γ , с ⁻¹
Исходный сценарий	-0,019	-4,86	-3,02	-3,05	1,76	455	94
Рост токов в PF2, PF5	-0,021	-5,25	-3,02	-3,05	1,92	455	127
Спад токов в PF3, PF4 (вариант 1)	-0,019	-4,86	-2,71	-2,75	1,96	455	32,4
Спад токов в PF3, PF4 (вариант 2)	-0,019	-4,86	-2,50	-2,50	2,03	455	10,3

6. ВЫВОДЫ

На основе численного анализа разрядов с дивертором № 3893, 3912, 4484, 4557, 4559 на токамаке Т-15МД показано, что увеличение параметров $k_1 = 0,5(I_{CS1}N_{CS1}+I_{CS3}N_{CS3})/(I_{CS2}N_{CS2})$ и $k_2 = (I_{PF2}N_{PF2}+I_{PF5}N_{PF5})/(I_{PF3}N_{PF3}+I_{PF4}N_{PF4})$ по абсолютной величине улучшает устойчивость плазменного шнура по вертикали. Выбор сценария разряда с учётом параметров k_1 и k_2 позволяет обеспечить устойчивость на всех стадиях разряда, включая диверторную стадию. Управляемый сценарий спада тока плазмы можно осуществить следующими способами:

- 1) Увеличить скорость спада тока в секции CS2 индуктора на конечной стадии разряда, а скорость спада токов в секциях CS1, CS3 индуктора и в полоидальных обмотках PF1—PF6 оставить прежней;
- 2) Уменьшить скорость спада токов в секциях индуктора CS1, CS3 на конечной стадии разряда, а скорость спада токов в секции CS2 индуктора и в полоидальных обмотках PF1—PF6 оставить прежней;
- 3) Увеличить скорость спада тока в полоидальных обмотках PF3—PF4, а скорость спада тока в секциях CS1—CS3 индуктора и полоидальных обмотках PF1, PF2, PF5, PF6 оставить прежней. Однако этот подход потребует контроля за положением плазмы по горизонтали с целью недопущения её контакта с внешней стенкой вакуумной камеры.

Выбор возможного варианта определяется как током плазмы на стационарной стадии разряда, так и инженерно-техническими ограничениями на скорости спада токов в каждой обмотке.

Следует отметить, что описание свойства устойчивости по вертикали с помощью только двух параметров k_1 , k_2 хотя и является упрощённым, но оказалось удобным и позволило выработать предложения по предотвращению срыва на стадии уменьшения тока.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
2. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О. и др. Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15МД. — Там же, 2024, т. 47, вып. 2, с. 5—14; doi: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-5-14.
3. Сычугов Д.Ю., Рыжаков Д.В., Андреев В.Ф. и др. Моделирование устойчивых равновесных магнитных конфигураций для первых экспериментов на установке токамак Т-15МД. — Там же, 2024, т. 47, вып. 3, с. 5—16; doi: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-5-16.
4. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. Studies of Plasma Equilibrium and Transport in a Tokamak Fusion Device with the Inverse-Variable Technique. — J. Comput. Phys., 1993, vol. 109, № 2, p. 193—201.

5. **Sadykov A.D., Sychugov D.Yu., Shapovalov G.V. et al.** The numerical code TOKSCEN for modelling plasma evolution in tokamaks. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, № 6, 4063007 (8 p.); doi: 10.1088/0029-5515/55/4/043017.
6. **Сычугов Д.Ю., Амелин В.В., Гасилов Н.А.** Модуль TOKSTAB (Модуль библиотеки программ «Виртуальный токамак»). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, т. 33, вып. 3, с. 46—49.
7. **Уласевич Д.Л., Андреев В.Ф., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.** Разработка алгоритма определения положения плазмы в токамаке Т-15МД на основе синтетических диагностик. — В сб.: Сборник тезисов докладов на ЛП Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. ICRAF-2025. Звенигород, 17—21 марта 2025 г., с. 129.
8. **Kirneva N.A., Anashkin I.O. et al.** T-15MD: mission and recent experimental results. — In: 30th IAEA FEC. Chengdu, China, 13—18 Oct. 2025, IAEA-CN-316-3142, p. 460.
9. **Sychugov D.Yu., Soloviev S.Yu., Zhilkin A.S. et al.** Application of integrated simulation environment SIEMNED to the analysis of the MERHIST-0 tokamak operation. — Plasma Science and Technology, 2023, vol. 25, № 3, p. 035602; <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ac9f05>.
10. **Zhilkin A.S., Sychugov D.Yu., Sadykov A.D., Melnikov A.V., Andreev V.F., Sushkov A.V.** Comparison of the results of numerical simulation of magnetic fields in the T-15MD installation with the experiment using the upgraded PLASMALESS computational code. — In: 47th EPS Conference on Plasma Physics. Sitges, Spain, June 21—25, 2021. Europhysics Conference Abstracts (ECA), vol. 45A, P1. 1014.
11. **Сычугов Д.Ю.** Код для расчета МГД-равновесия ТОКАМЕQ (Модуль библиотеки программ «Виртуальный токамак»). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 4, с. 85—91.
12. **Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Р.Р. и др.** Восстановление магнитных поверхностей в плазме токамака Т-15МД. — В сб.: Лазерные, плазменные исследования и технологии ЛАПЛАЗ-2024. — М.: НИЯУ МИФИ, 2024, с. 187.



Дмитрий Юрьевич Сычугов, д.ф.-м.н., профессор; МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д. 1, Россия; инженер 1-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
sychugov@cs.msu.ru



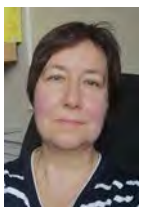
Дмитрий Владимирович Рыжаков, старший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Ryzhakov_DV@nrcki.ru



Валерий Филиппович Андреев, начальник лаборатории, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Andreev_VF@nrcki.ru



Алексей Викторович Горбунов, начальник отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Gorbunov_AV@nrcki.ru



Наталья Александровна Кирнева, руководитель отделения, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; доцент; НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, Россия
Kirneva_NA@nrcki.ru



Дмитрий Александрович Кислов, заместитель начальника отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Kislov_DA@nrcki.ru



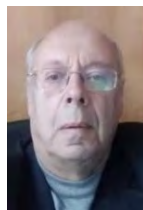
Виктор Эммануилович Лукаш, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», Москва, 123182, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Lukash_VE@nrcki.ru



Геннадий Евсеевич Ноткин, заместитель начальника отдела; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Notkin_GE@nrcki.ru



Алексей Васильевич Сушков, заместитель начальника лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Sushkov_AV@nrcki.ru



Карен Надерович Тарасян, ведущий эксперт, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Tarasyan_KN@nrcki.ru



Дмитрий Александрович Шелухин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Shelukhin_DA@nrcki.ru



Даниил Львович Уласевич, младший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., д. 31, Россия
Ulasevich_DL@nrcki.ru



Рустам Рашитович Хайрутдинов, ведущий инженер, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Khayrutdinov_RR@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 6 ноября 2025 г.

После доработки 3 февраля 2026 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 5—22.

УДК 533.9.082.74

КОНЦЕПЦИЯ СИСТЕМЫ ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ТОКАМАКА T-15MD

В.И. Тепикин, А.М. Белов, А.В. Сушков

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Классическим методом определения энергосодержания W_{dia} плазмы и полоидальной беты β_p являются проведение и анализ диамагнитных измерений. В статье рассматривается предварительная версия системы диамагнитных измерений токамака T-15MD ($R = 1,48$ м, $a = 0,67$ м, $B_0 = 2,0$ Тл, $I_p = 2$ МА). Анализируются результаты моделирования сигналов системы диамагнитных измерений, представлен алгоритм выделения тороидального магнитного потока, связанного с плазмой, из экспериментальных данных. Предложены состав, конструкция и расположение первичных датчиков — диамагнитных петель и компенсационных катушек, предполагаемых к установке на токамак T-15MD.

Ключевые слова: токамак, диамагнитная диагностика, энергосодержание, полоидальная бета, магнитная диагностика, магнитный поток.

CONCEPT OF THE T-15MD TOKAMAK DIAMAGNETIC MEASUREMENT SYSTEM

V.I. Tepikin, A.M. Belov, A.V. Sushkov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The classic method of evaluating the plasma energy content W_{dia} and the poloidal beta β_p is to perform and analyze diamagnetic measurements. This article discusses a preliminary version of the T-15MD tokamak ($R = 1,48$ м, $a = 0,67$ м, $B_0 = 2,0$ Т, $I_p = 2$ МА) diamagnetic measurements system. The results of modeling the diamagnetic measurements system signals are analyzed and the algorithm for obtaining the plasma related toroidal magnetic flux from experimental data is presented. The composition, design and arrangement of the primary sensors of diamagnetic loops and compensation coils proposed for installation on the T-15MD tokamak are considered.

Key words: tokamak, diamagnetic diagnostics, energy content, poloidal beta, magnetic diagnostics, magnetic flux.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диамагнитные измерения используются на токамаках для определения энергосодержания W_{dia} плазмы и отношения среднего газокинетического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля β_p (далее — полоидальная бета). Классическим методом проведения диамагнитных измерений является определение изменения тороидального магнитного потока Φ_p , вызванного диамагнетизмом и парамагнетизмом плазмы [1]. Поток Φ_p можно связать с полоидальной бетой и энергосодержанием через следующие выражения [2], области применимости которых подробно рассмотрены в статье [3]:

$$\Phi_p = 2k/(1+k^2)\mu_0^2 I_p^2 / (8\pi B_0)(1 - \beta_p); \quad (1)$$

$$W_{\text{dia}} = 3/8\mu_0 R_0 I_p^2 \beta_p. \quad (2)$$

2. ДИАМАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Тороидальный магнитный поток через диамагнитную петлю вводится как интеграл по охватываемой петлей произвольной поверхности S :

$$\Phi = \int \mathbf{B} d\mathbf{S}, \quad (3)$$

где $\mathbf{B} = \mathbf{B}_p + \mathbf{B}_{\text{TF}} + \mathbf{B}_v + \mathbf{b}_{\text{err}}$ — вектор магнитной индукции, связанный с током плазмы, током в катушках тороидального поля TF, полоидальным током по вакуумной камере, несовершенством геометрии диамагнитной петли и токамака соответственно. $d\mathbf{S}$ — вектор единичной площадки поверхности S .

В предположении, что во всех магнитных полях ошибки \mathbf{b}_{err} отсутствуют или скомпенсированы, можно записать магнитный поток, измеряемый диамагнитной петлёй в виде суммы магнитного потока плазмы Φ_p , потока катушек тороидального поля Φ_{tf} и потока от полоидальных токов в вакуумной камере Φ_v :

$$\Phi_d = \Phi_p + \Phi_{\text{tf}} + \Phi_v. \quad (4)$$

Величину напряжения на диамагнитной петле можно найти как

$$\int U dt = \Phi_d = \Phi_p + M_{\text{tf}} I_{\text{tf}} + M_v I_v \quad (5)$$

или при применении преобразования Лапласа

$$U/s = \Phi_p + M_{\text{tf}} I_{\text{tf}} + M_v I_v, \quad (6)$$

где M_{tf} — взаимная индуктивность между петлёй и катушками ТФ; M_v — взаимная индуктивность между петлёй и вакуумной камерой; I_{tf} — ток в катушках ТФ; I_v — полоидальные токи в вакуумной камере; s — переменная преобразования Лапласа.

Используя две диамагнитные петли или диамагнитную петлю с компенсационной катушкой с отличающимися взаимными индуктивностями M_{tf} и M_v , существует возможность выразить магнитный поток плазмы Φ_p .

3. ДВУХПЕТЛЕВАЯ СХЕМА

Для двух диамагнитных петель А и В с произвольным числом витков P и Q соответственно, охватывающих плазменный разряд, можно записать систему линейных уравнений

$$\begin{cases} \frac{U_A}{s} = P\Phi_p + M_{\text{tf}}^A I_{\text{tf}} + M_v^A I_v; \\ \frac{U_B}{s} = Q\Phi_p + M_{\text{tf}}^B I_{\text{tf}} + M_v^B I_v. \end{cases} \quad (7)$$

Проводя преобразования и обозначая отношения взаимных индуктивностей коэффициентами $\alpha = M_v^A / M_v^B$ и $k = M_{\text{tf}}^A - \alpha M_{\text{tf}}^B$, можно получить выражение для выделения тороидального магнитного потока, связанного с плазмой:

$$\Phi_p = 1/s (\alpha U_B - U_A) / (\alpha Q - P) + I_{\text{tf}} k / (\alpha Q - P). \quad (8)$$

Поскольку поток Φ_p соотносится с полным тороидальным потоком Φ_{tot} как $\Phi_p \sim 10^{-4} \Phi_{\text{tot}}$ (для Т-15МД $\Phi_{\text{tot}} \sim 4$ Вб на каждый 1 Тл тороидального поля), то в условиях эксперимента измеряется разница напряжений на двух петлях $\Delta U_{AB} = \text{coef} U_B - U_A$, а не напряжения на петлях в отдельности. Коэффициент coef при этом выбирается таким образом, чтобы в отсутствие плазмы сигналы двух петель полностью компенсировались. При этом коэффициент компенсации становится равен $\text{coef} = \alpha = M_v^A / M_v^B$. В условиях эксперимента установить значение коэффициента компенсации в точности равным $\text{coef} = M_v^A / M_v^B$ невозможно. Введя малую добавку в компенсацию, получим $\alpha = M_v^A / M_v^B + \delta\alpha$. Тогда выражение для Φ_p модифицируется и принимает вид

$$\Phi_p = 1/s (\alpha U_B - U_A) / (\alpha Q - P) + I_{\text{tf}} k / (\alpha Q - P) + I_{\text{tf}} \delta\alpha M_{\text{tf}}^B / (\alpha Q - P) + I_v \delta\alpha M_{\text{tf}}^B / (\alpha Q - P). \quad (9)$$

Линейные ошибки $\sim I_{\text{tf}}$ и $\sim I_v$ можно компенсировать, добавляя слагаемое $\delta\alpha U_B/s$, пропорциональное сигналу петли В:

$$\Phi_p = 1/(\alpha Q + \delta\alpha Q - P) ((\alpha U_B - U_A)/s + \delta\alpha U_B/s + k I_{\text{tf}}). \quad (10)$$

Можно выделить следующий недостаток двухпетлевой схемы. В условиях реальной геометрии для двух диамагнитных петель близкого размера отношение индуктивностей $\alpha = (PM_{\text{tf}}^A) / (QM_{\text{tf}}^B) \approx P/Q$, что приводит к появлению плохо обусловленного делителя $\alpha Q - P \approx 0$ и к снижению отношения сигнал—шум.

4. ОДНОПЕТЛЕВАЯ СХЕМА С КОМПЕНСАЦИОННОЙ КАТУШКОЙ

Для системы диамагнитных измерений, состоящей из диамагнитной петли А с числом витков P и компенсационной катушки С, расположенной внутри вакуумной камеры токамака, можно получить выражение для определения Φ_p (в этом случае коэффициенты α и k становятся равными соответственно $\alpha = M_v^c / M_v^A + \delta\alpha$ и $k = M_{if}^c - \alpha M_{if}^A$):

$$\Phi_p = (\alpha U_A - U_C) / (sP(\alpha + \delta\alpha) + k I_{if} / (sP(\alpha + \delta\alpha) + \delta\alpha U_C / (sP(\alpha + \delta\alpha))). \quad (11)$$

Преимуществом схемы является увеличенное отношение сигнал—шум по сравнению с двухпетлевой схемой из-за отсутствия делителя $\alpha Q - P \approx 0$.

При расположении компенсационной катушки вне вакуумной камеры выражение

$$\Phi_p = (\alpha U_A - U_C) / (sP) - M_v^A I_v / P \quad (12)$$

для получения Φ_p содержит слагаемое $\sim I_v$, определение которого в условиях эксперимента без дополнительных измерений невозможно.

Данное следствие приводит к тому, что систему из диамагнитной петли и компенсационной катушки вне вакуумной камеры нецелесообразно использовать для определения тороидального потока Φ_p . При использовании однопетлевой схемы с компенсационной катушкой её (КК) необходимо устанавливать внутри вакуумной камеры.

5. РЕАЛИЗАЦИЯ ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ТОКАМАКАХ

Проведён анализ схем диамагнитных измерений на токамаках TCV [5], Tore Supra [6], JT-60SA [7], KSTAR [8], ASDEX Upgrade [9], JET [10], HT 7 [11], EAST [12], ITER [13], параметры систем диамагнитных измерений представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры систем диамагнитных измерений, реализованных на токамаках

Токамак	Схема измерений	Расположение первичных датчиков	Погрешности		Особенности
			Φ_p , мВб	β_p	
Tore Supra	Двухпетлевая (2 компл.)	Внутри ВК в стальной трубке	0,05	10%	Полоидальные поля ошибки практически отсутствуют
JT-60SA	Двухпетлевая (3 компл.)	Внутри ВК	0,1	0,05	—
KSTAR	Двухпетлевая (3 компл.) + КК	Внутри ВК	0,22	0,1	Позиционирование петли лазерной системой
TCV	Двухпетлевая + КК	Снаружи ВК	0,04	10%	Толстая ВК ~ 20 мм, $f \sim 10$ кГц
ASDEX Upgrade	Двухпетлевая + КК	1 петля и КК внутри ВК; 1 петля снаружи ВК	—	—	Измерения в реальном времени
JET	Однопетлевая с поясом Роговского	На корпусе катушки TF	5	0,07	Компенсация \mathbf{V}_{if} поясом Роговского. Главная проблема — вибрации
HT-7	Однопетлевая с КК	Внутри ВК	—	—	Аналоговый интегратор с дрейфом 10 мВ за 1000 с
EAST	Однопетлевая с КК	Внутри ВК	0,11	0,1	—
ITER	Однопетлевая (3 компл.) с набором КК	Внутри ВК	—	—	Использование «седловых» петель в алгоритме компенсации. Несколько КК на каждую петлю

Диаманитные петли и компенсационные катушки на большинстве рассмотренных токамаков располагаются внутри вакуумной камеры (ВК) для уменьшения влияния проводящей стенки вакуумной камеры на частотные характеристики системы диаманитных измерений. Исключениями являются токамаки JET и TCV. На токамаке JET диаманитная петля установлена на корпусе катушки TF для устранения влияния вибраций на результат измерения. Кроме того, на токамаке JET роль компенсационной катушки выполняет пояс Роговского, установленный на токоподвод катушек тороидального поля. На токамаке TCV первичные датчики расположены снаружи вакуумной камеры вследствие конструктивных особенностей вакуумной камеры и первой стенки токамака.

На всех этих токамаках в системах диаманитных измерений используется аналоговая предобработка сигналов — аналоговое суммирование и интегрирование. Использование аналоговых схем определяется как малой величиной разностного сигнала двух петель или петли и компенсационной катушки, так и значительным влиянием дискретности отсчётов аналого-цифрового преобразователя (АЦП) (временной шаг и битность АЦП) на точность измерений. Цифровая постобработка сигнала используется для нивелирования влияния полей ошибки.

6. МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛА СИСТЕМЫ ДИАМАНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Из-за того, что поток Φ_p соотносится с полным тороидальным потоком Φ_{tot} как $\Phi_p \sim 10^{-4}\Phi_{tot}$, даже небольшие поля ошибки вносят существенную неточность в определение Φ_p . Нивелирование вклада полей ошибки \mathbf{b}_{err} осуществляется цифровыми алгоритмами постобработки. Для проверки алгоритма выделения потока Φ_p проведено численное моделирование сигналов первичных датчиков диаманитной диагностики для двух компенсационных схем — двухпетлевой и однопетлевой с компенсационной катушкой.

Напряжение на диаманитной петле (в предположении, что собственные сопротивление и индуктивность петли малы $R, L \rightarrow 0$) определяется выражением

$$\int U dt = \Phi_p + M_{if} I_{if} + M_v I_v + \sum_k M_k I_k, \quad (13)$$

где слагаемые с индексами k соответствуют потоку ошибки, вызванному несовершенством позиционирования петли в пространстве относительно токосодержащих элементов и/или несовершенством геометрии самих токосодержащих элементов.

Вычисление сигнала диаманитной петли требует расчёта временного хода трёхмерных пространственных распределений магнитных полей. В процессе расчёта токосодержащие элементы разбиваются на набор токовых филаментов, токи в которых задаются в качестве входных параметров (например, токи в центральном соленоиде, катушках тороидального и полоидального поля) или вычисляются из уравнения Кирхгофа для электрических цепей [14]. Расчётная геометрия электромагнитной системы токамака T-15МД и токовых филаментов показана на рис. 1. Геометрия диаманитной петли задаётся в виде набора вершин, соединённых отрезками. Для заданной геометрии диаманитной петли значения взаимных индуктивностей M с токосодержащими элементами определяются численно.

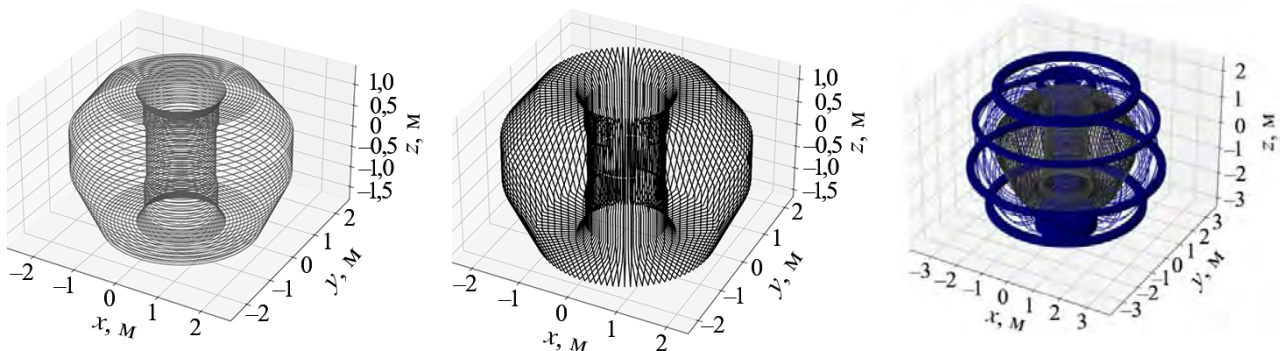


Рис. 1. Геометрия токосодержащих элементов, используемая для моделирования сигналов системы диаманитных измерений: *a* — тороидальные токовые филаменты; *b* — полоидальные токовые филаменты; *в* — общий вид расчётной геометрии, включая электромагнитную систему T-15МД

Моделирование отношения сигнал—шум производится путём прибавления белого шума с заданным среднеквадратичным отклонением σ и шириной полосы пропускания ENBW. Так как численная обработка зашумлённого сигнала приводит к накоплению машинной ошибки округления, при вычислении результирующего сигнала используются незашумлённые сигналы. Далее к результату прибавляется шумовая компонента, среднеквадратичное отклонение которой вычисляется по следующим правилам:

- при интегрировании с постоянной времени τ : $\sigma' = \sigma / (2\sqrt{\tau \text{ENBW}})$;
- при сложении двух сигналов с σ_1 и σ_2 с коэффициентом α : $\sigma^2 = \sigma_1^2 + \alpha^2 \sigma_2^2$.

Проведённый анализ влияния шума сигнала диамагнитных петель и компенсационных катушек на погрешности измерения показывает, что для обеспечения погрешности определения полоидальной беты $\Delta\beta_p \sim 0,01$ необходима погрешность определения потока $\Delta\Phi_p \sim 0,1$ мВб, что соответствует уровню шумов 0,1 мВ для двухпетлевой схемы и 1 мВ для однопетлевой схемы с компенсационной катушкой. Разница в уровне шума сигнала первичных датчиков объясняется наличием в двухпетлевой схеме компенсации плохо обусловленного делителя $\alpha Q - P \approx 0$, приводящего к уменьшению отношения сигнал—шум по сравнению с однопетлевой схемой с компенсационной катушкой.

7. АЛГОРИТМ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА Φ_p ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Алгоритм компенсации можно разделить на две группы этапов: этапы компенсации тороидального поля и этапы компенсации полоидального поля. Необходимость компенсации полоидального поля возникает вследствие несовершенства геометрии центрального соленоида CS и катушек полоидального поля PF [6].

Компенсация тороидального поля включает в себя учёт:

- токов в тороидальных катушках TF (слагаемое $\sim I_{TF}$);
- наведённых токов в вакуумной камере;
- деформации катушек тороидального поля (слагаемое $\sim I_{TF}^3$);
- наличия ферромагнитных материалов;
- неравномерного распределения тока по поперечному сечению катушек тороидального поля (диффузия тока).

Компенсация полоидального поля включает в себя учёт:

- линейного слагаемого $\sim I_k$ от PF и CS;
- наведённых токов в вакуумной камере;
- полоидальных потоков плазмы;
- полоидальных токов вокруг портов вакуумной камеры;
- деформации катушек полоидального поля (слагаемое $\sim I_{TF} I_k I_k$).

Для системы диамагнитных измерений T-15МД составлен алгоритм выделения сигнала Φ_p . Алгоритм отработывался на искусственных данных, позволяющих моделировать линейные слагаемые и наведённые в вакуумной камере токи. В ходе расчёта задавались параметры плазменного разряда $\Phi_p = 14,4$ мВб, $\beta_p = 1,4$, $W_{dia} = 1$ МДж, характерные для проектного квазистационарного режима [15]. На рис. 2 показана блок-схема алгоритма компенсации. Алгоритм составлен для обобщённой схемы измерений и является независимым от конкретной реализации — двухпетлевой схемы или однопетлевой схемы с компенсационной катушкой. На блок-схеме индексами 1 и 2 обозначены два первичных датчика в общем виде: две диамагнитные петли или диамагнитная петля и компенсационная катушка. Индексом 2' обозначен первичный датчик (диамагнитная петля или компенсационная катушка), сигнал которого используется в цифровом алгоритме постобработки.

Предобработка сигналов диамагнитной диагностики осуществляется в аналоговом виде с помощью аналоговых активных сумматоров и интеграторов. Аналоговая предобработка позволяет убрать влияние погрешности алгоритмов цифрового интегрирования, а также недостаточной битности АЦП системы регистрации на измеряемые значения.

Суммирование исходных сигналов предлагается осуществлять резистивным сумматором на операционном усилителе с рабочим диапазоном ± 15 В и с переменным в пределах 1—15 коэффициентом

суммирования [7]. Для аналогового интегрирования сигналов необходимо использовать активный интегратор с рабочим диапазоном ± 15 В и регулируемой в диапазоне 0,5—10 мс постоянной времени интегрирования. Величина дрейфа нуля должна составлять не более 0,1 мВ за рабочий интервал измерения 30 с. Рассматриваются следующие схемы активных интеграторов: интеграторы с компенсирующей дрейф калибровкой между циклами измерений [16], интеграторы с параллельным измерением калибровкой [11] и интеграторы на основе переключаемых плечей [17].

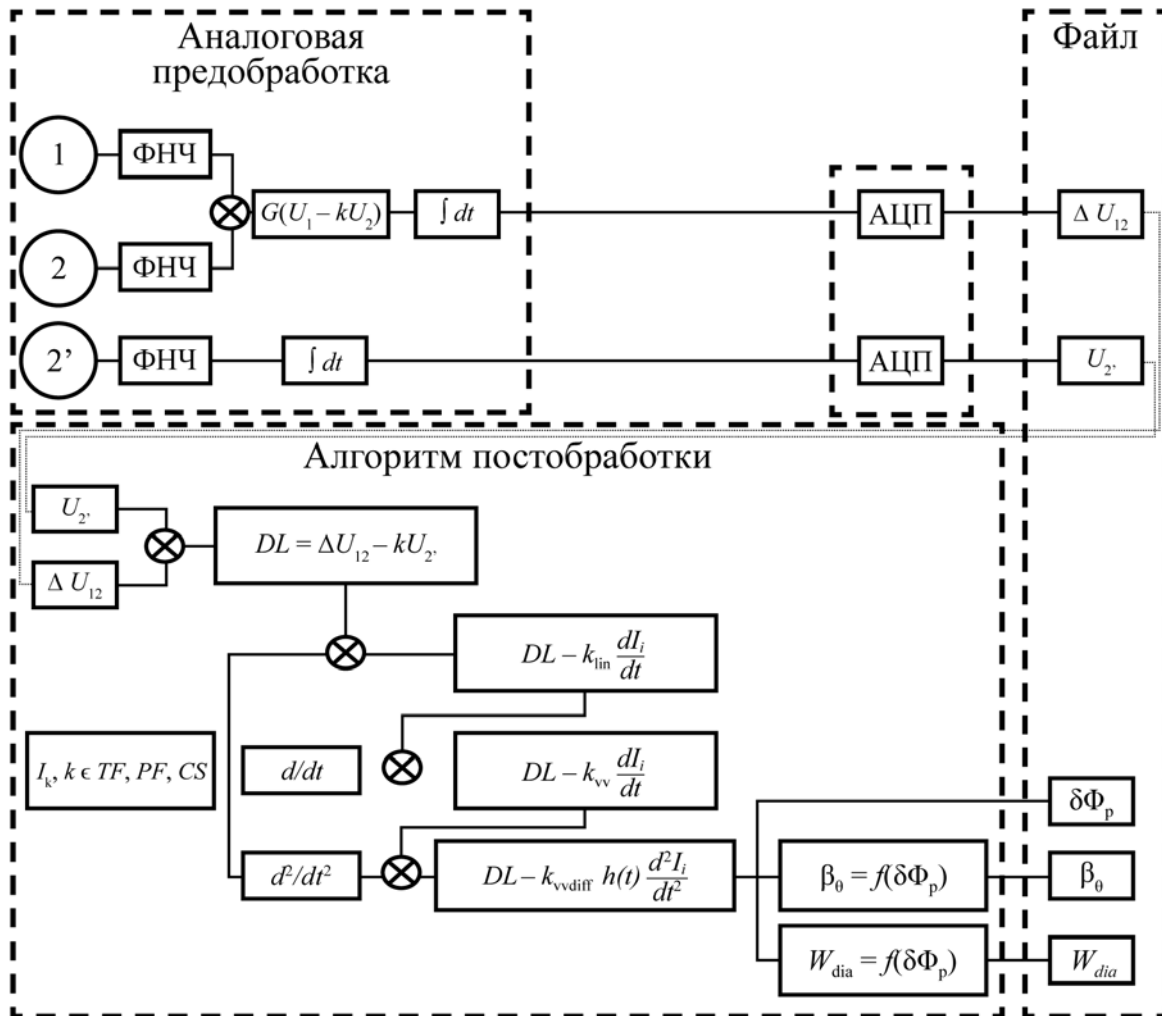


Рис. 2. Блок-схема алгоритма компенсации. Исходные сигналы проходят аналоговую предобработку с помощью фильтра низких частот (ФНЧ), аналогового сумматора и активного интегратора, оцифровываются и записываются в файл. Далее проводятся цифровая постобработка и определение параметров Φ_p , β_p и W_{dia}

Цифровой алгоритм постобработки состоит из следующих шагов. На первом шаге прибавляется часть сигнала петли kU/s , что убирает ошибку, вызванную неидеальной компенсацией. Далее линейные ошибки компенсируются прибавлением с весовым коэффициентом k_{in} сигнала тока в соответствующих катушках $k_{in}I$. Поток ошибки, связанный с наведёнными в вакуумной камере токами, компенсируется путём прибавления с весовым коэффициентом производной тока в катушках $k_{vv}dI/dt$, а также свёртки второй производной тока в катушках с функцией отклика вакуумной камеры ($k_{vv,diff} \cdot h_{vv}(t) \cdot (d^2I/dt^2)$). На рис. 3 показан модельный сигнал двухпетлевой схемы компенсации на различных этапах компенсации тороидального и полоидального поля.

Алгоритм позволяет скомпенсировать остаточный поток до уровня 0,05 мВб, что позволяет проводить измерения полоидальной беты с погрешностью не более $\Delta\beta_p \sim 0,01$.

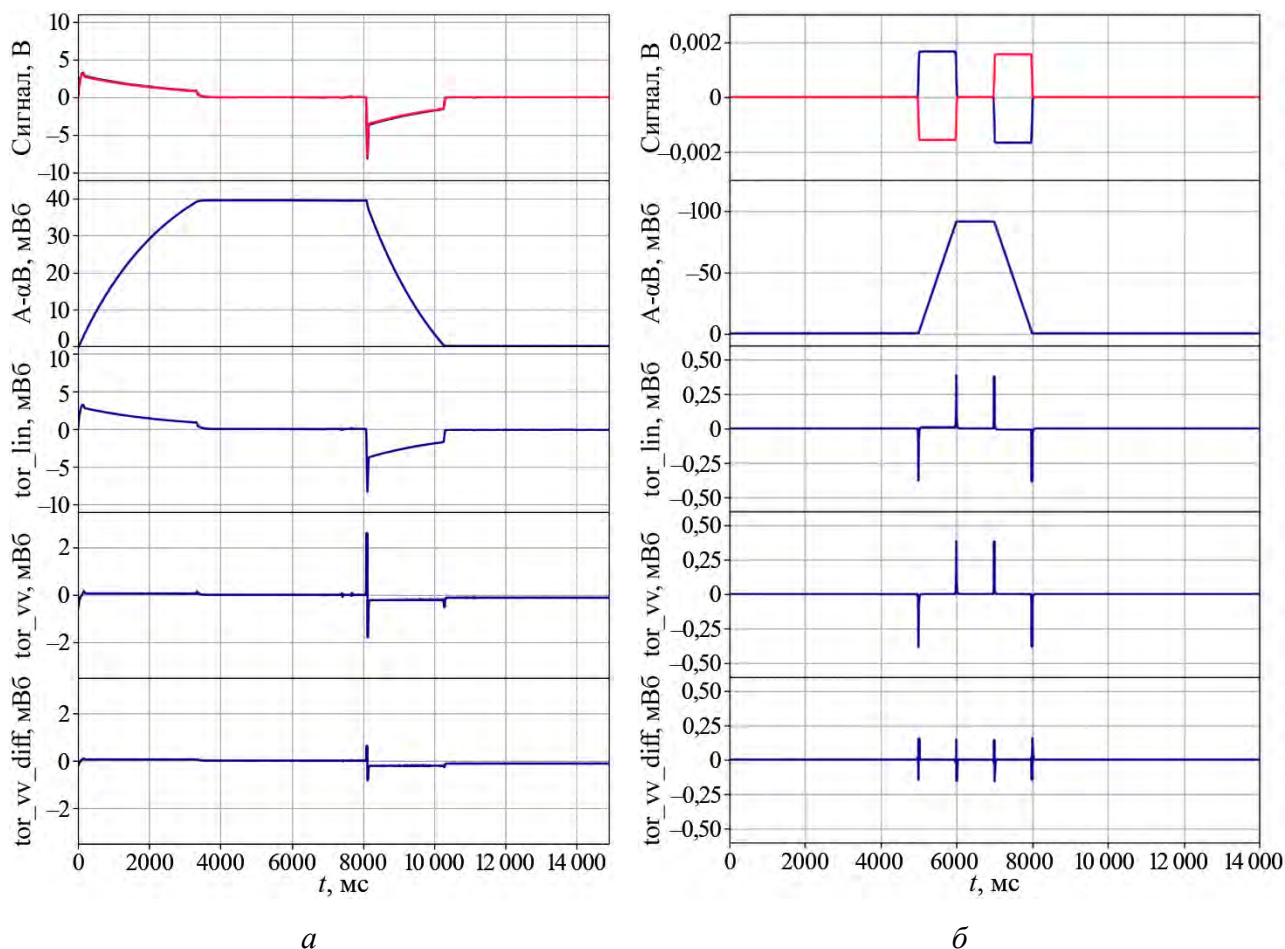


Рис. 3. Модельный сигнал двухпетлевой схемы компенсации (— петля А, — петля В) на различных этапах компенсации: *а* — тороидального поля; *б* — полоидального поля

8. РЕАЛИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ДИАМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА Т-15МД

На токамаке Т-15МД предлагается установить две системы диамагнитных измерений — двухпетлевую и однопетлевую с компенсационной катушкой для выбора наилучшей конструкции по итогам эксплуатации в реальных режимах работы токамака. Основываясь на результатах проведённого моделирования, а также на конструктивных особенностях установки Т-15МД, проведена оптимизация геометрии и конструкции первичных датчиков — диамагнитных петель и компенсационных катушек. Также предполагается испытать и другие схемы компенсации, например, схему с диамагнитной петлёй и поясом Роговского, аналогичную схеме измерений на токамаке JET [10].

Токамак Т-15МД предполагается оборудовать набором первичных датчиков, состоящих из четырёх одновитковых диамагнитных петель, двух многовитковых компенсационных катушек и пояса Роговского. Расположение датчиков показано на рис. 4, а их параметры приведены в табл. 2.

Для реализации двухпетлевой схемы компенсации внутрь вакуумной камеры устанавливаются две одновитковые диамагнитные петли А и В. Для реализации однопетлевой схемы с компенсационной катушкой внутрь вакуумной камеры устанавливаются одновитковая диамагнитная петля А и компенсационная катушка С. Также для использования в цифровом алгоритме постобработки устанавливаются дополнительная одновитковая диамагнитная петля А внутри вакуумной камеры, пояс Роговского на катушку тороидального поля, компенсационная катушка D на корпус катушки тороидального поля, позволяющая учитывать неравномерное распределение плотности тока по поперечному сечению катушки.

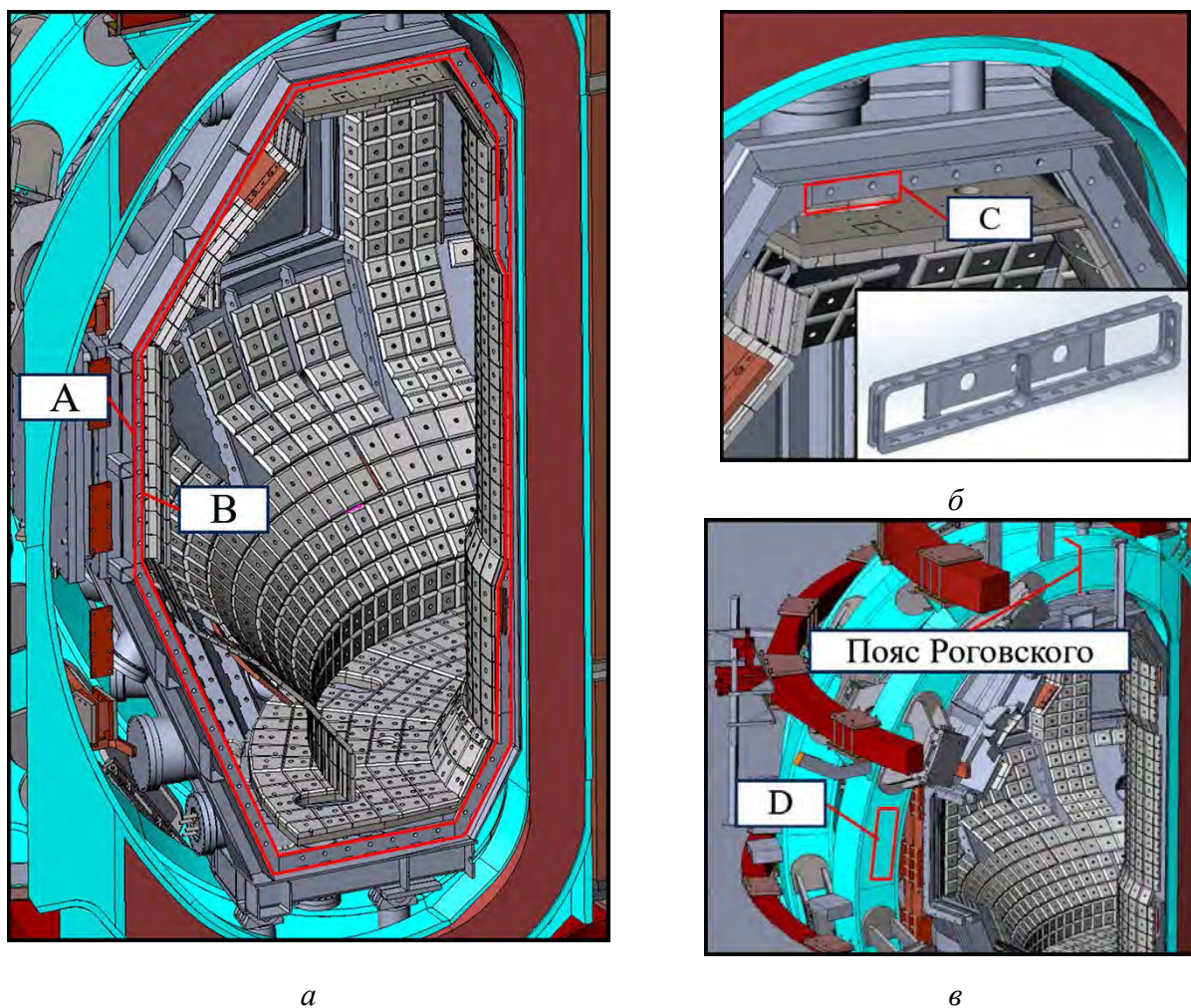


Рис. 4. Предварительное расположение первичных датчиков в Т-15МД: *а* — диамагнитные петли А и В, установленные на ребре вакуумной камеры; *б* — компенсационная катушка С, установленная за пластиной верхнего дивертора; *в* — пояс Роговского и компенсационная катушка D на корпусе катушки тороидального поля

Таблица 2. Параметры первичных датчиков системы диамагнитных измерений токамака Т-15МД

Датчик	Число витков	Эффективная площадь, м ²	Место установки
Диамагнитная петля А	1	4,179	Внутренняя поверхность ВК вдоль ребра
Диамагнитная петля В	1	4,061	Торец ребра внутри ВК
Компенсационная катушка С	20	0,372	Ребро внутри ВК за пластиной верхнего дивертора
Компенсационная катушка D	20	0,372	Корпус катушки TF снаружи ВК
Пояс Роговского	6000	0,019	Корпус катушки TF снаружи ВК

Диамагнитные петли предлагается изготовить из кабеля в минеральной изоляции и устанавливать внутрь вакуумной камеры при помощи точечной сварки. Компенсационную катушку предлагается изготовить в виде многовитковой катушки, намотанной также кабелем в минеральной изоляции на основании из нержавеющей стали размером 310×60 мм и толщиной 15 мм. Пояс Роговского по конструкции аналогичен датчикам, используемым для измерения тока плазмы, и будет представлять собой соленоид длиной 1,2 м с диаметром намотки 2 мм и плотностью намотки 5 витков/мм.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье представлена концепция системы диамагнитных измерений токамака Т-15МД. Предложено реализовать две схемы измерений — двухпетлевую и однопетлевую с компенсационной катушкой.

Рассмотрены состав, конструкция и расположение первичных датчиков — диамагнитных петель и компенсационных катушек.

В работе проведено моделирование сигналов первичных датчиков системы диамагнитных измерений токамака T-15МД для каждой из схем компенсации с учётом полученных режимов работы токамака. Ожидается, что однопетлевая схема с компенсационной катушкой обладает меньшей погрешностью, чем двухпетлевая схема, при одинаковом уровне шума первичных датчиков.

Составлен алгоритм обработки экспериментальных данных для выделения потока Φ_p и определения значений полоидальной беты β_p и энергосодержания W_{dia} плазмы. Алгоритм позволяет скомпенсировать остаточный поток до уровня 0,05 мВб, что позволяет проводить измерения полоидальной беты с погрешностью не более $\Delta\beta_p \sim 0,01$.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shafranov V.D.** Determination of the parameters β_l and l_i in a tokamak for arbitrary shape of the plasma pinch cross-section. — *Plasma Physics*, 1971, vol. 13, p. 757—762.
2. **Lao L.L., John H. St., Stambaugh R.D., Pfeiffer W.** Separation of $\bar{\beta}_p$ and l_i in tokamaks of non-circular cross-section. — *Nucl. Fusion*, 1985, vol. 25, № 10, p. 1421.
3. **Martynov A.A., Pustovitov V.D.** On the accuracy of the standard formula for diamagnetic signal in a tokamak. — *Phys. Plasmas*, 2025, vol. 32, № 9, p. 092506; doi: 10.1063/5.0291067.
4. **Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О. и др.** Первые экспериментальные результаты на токамаке T-15МД. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 2, с. 5—14; doi: 10.21517/0202-3822-2024-47-2-5-14.
5. **Moret J.-M., Buhlmann F., Tonetti G.** Fast single loop diamagnetic measurements on the TCV tokamak. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2003, vol. 74, № 11, p. 4634—4643; doi: 10.1063/1.1614856.
6. **Joffrin E., Defrasne P.** Differential method for the real time measurements of the diamagnetic β and internal inductance in Tore Supra. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2002, vol. 73, № 6, p. 2266—2269; doi: 10.1063/1.1475350.
7. **Inoue S., Oyama N., Takechi M. et al.** Diamagnetic energy measurements and evaluation of poloidal beta and internal inductance during the first operational phase at JT-60SA. — *Nucl. Fusion*, 2025, vol. 65, № 3, p. 036031; doi: 10.1088/1741-4326/adaed0.
8. **Bak J.G., Lee S.G., Kim H.S.** Diamagnetic loop measurement in Korea Superconducting Tokamak Advanced Research machine. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2011, vol. 82, № 6, p. 063504; doi: 10.1063/1.3600455.
9. **Giannone L., Geiger B., Bilato R. et al.** Realtime diamagnetic flux measurements on ASDEX Upgrade. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2016, vol. 87, № 5, p. 053509; doi: 10.1063/1.4950858.
10. **Tonetti G., Christiansen J.P., de Kock L.** Measurement of the energy content of the JET tokamak plasma with a diamagnetic loop. — *Ibid.*, 1986, vol. 57, № 8, p. 2087—2089; doi: 10.1063/1.1138747.
11. **Shen B., Sun Y.W., Wan B.N., Qian J.P.** Poloidal beta and internal inductance measurements on HT-7 superconducting tokamak. — *Ibid.*, 2007, vol. 78, № 9, p. 093501; doi: 10.1063/1.2779213.
12. **Jia T.Q., He K.Y., Chen D.L. et al.** The measurements by diamagnetic loops in EAST. — *Fusion Eng. Des.*, 2022, vol. 177, № 11, p. 113091; doi: 10.1016/j.fusengdes.2022.113091.
13. **Fresa R., Albanese R., Arshad S. et al.** Sensitivity of the diamagnetic sensor measurements of ITER to error sources and their compensation. — *Ibid.*, 2015, vol. 100, p. 133—141; doi: 10.1016/j.fusengdes.2015.04.061.
14. **Андреев В.Ф., Балашов А.Ю., Белов А.М. и др.** Моделирование магнитных измерений на токамаке T-15МД с учётом наведенных токов в вакуумной камере. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2021, т. 44, вып. 4, с. 25—42; doi: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-25-42.
15. **Леонов М.В.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке T-15МД. — Там же, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73—79; doi: 10.21517/0202-3822-2016-39-3-73-79.
16. **Strait E.J.** Magnetic diagnostic system of DIII-D tokamak. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2006, vol. 77, № 2, p. 023502; doi: 10.1063/1.2166493.
17. **Feldmeier E., Haberer T.** Development of a high precision integrator for analog signals to measure magnetic fields in real-time. — In: *Proc. of IPAC2013. Shanghai, China, MOPWA001*, 2013, p. 661—663.

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



Тепикин Виктор Игоревич, лаборант-исследователь
Tepikin_VI@nrcki.ru



Белов Александр Михайлович, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.
Belov_AM@nrcki.ru



Сушков Алексей Васильевич, заместитель начальника лаборатории
Sushkov_AV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 29 декабря 2025 г.
После доработки 3 февраля 2026 г.
Принята к публикации 26 февраля 2026 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 23—32.



ИТЭР



УДК 621.039.68

ОЦЕНКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЁЖНОСТИ ЦЕНТРАЛЬНОЙ СБОРКИ ДИВЕРТОРА РЕАКТОРА ИТЭР

В.Д. Артемьев, П.Ю. Чайка

АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», Санкт-Петербург, Россия

Центральная сборка дивертора (ЦСД), выполняя функцию очистки плазмы и отвода тепла, подвергается очень мощным нагрузкам, что сказывается на её надёжности. Проведение оценки показателей надёжности позволит провести идентификацию возможных отказов, оценку критичности различных видов отказов ЦСД и оценить её ресурсные характеристики.

Ключевые слова: дивертор, ИТЭР, центральная сборка дивертора, оценка показателей надёжности.

ASSESSMENT OF RELIABILITY METRICS OF THE ITER REACTOR DIVERTOR CENTRAL ASSEMBLY

V.D. Artem'ev, P.Yu. Chaika

JSC «D.V. Efremov Institute of Electrophysical Apparatus», Saint Petersburg, Russia

The Dome Divertor (hereinafter Dome), performing the function of plasma purification and heat removal, is subjected to very powerful loads, which affects its reliability. An assessment of the dependability measures will allow identifying possible failures, assessing the criticality of various types of failures of the Dome and evaluating its resource characteristics.

Key words: divertor, ITER, dome divertor, assess the dependability measures.

1. ВВЕДЕНИЕ

Российская Федерация принимает участие в реализации Международного проекта ИТЭР. Наряду с разработкой, изготовлением и поставкой элементов вакуумной камеры, элементов магнитной системы установки, элементов системы питания и коммутации катушек магнитной системы предприятия России активно участвуют в разработке, изготовлении и поставке внутрикамерных элементов реактора ИТЭР, к числу которых относится ЦСД [1].

2. ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

Кассета дивертора состоит из несущего корпуса, к которому присоединены внутренняя и внешняя вертикальные мишени, и ЦСД (рис. 1). Компоненты дивертора, обращённые к плазме, имеют водяное охлаждение, а их поверхность облицована защитными плитками.

ЦСД представляет собой стальную опорную конструкцию, состоящую из трёх коллекторов (внутреннего, внешнего и верхнего), соединённых шестью силовыми трубами (рис. 2). Коллекторы закрыты теплозащитными элементами, а именно куполом, внутренней и внешней отражающими пластинами. Они снабжены теплоотводом к воде со структурой охлаждения типа гипервапотрон [2]. Элементы, обращённые к плазме, представляют собой W/Si-плитки, присоединённые при помощи медного припоя СТЕМЕТ 1108 к системе теплоотвода, изготовленной из хромо-циркониевой бронзы, и корпуса из стали 316L(N)-IG (рис. 3). Система теплоотвода, в свою очередь, закреплена на штифтах к стальной опорной конструкции с трубками и каналами охлаждения.

ЦСД является одной из самых нагруженных систем ИТЭР, на которую попадают потоки плазмы. Принимая на себя поток плазмы, она очищает её от примесей и защищает вакуумную камеру и магнитные катушки от нейтронного излучения в местах, где отсутствует бланкет.

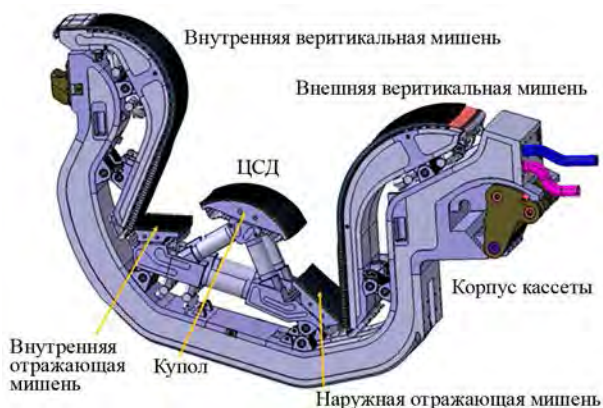


Рис. 1. Дивертор

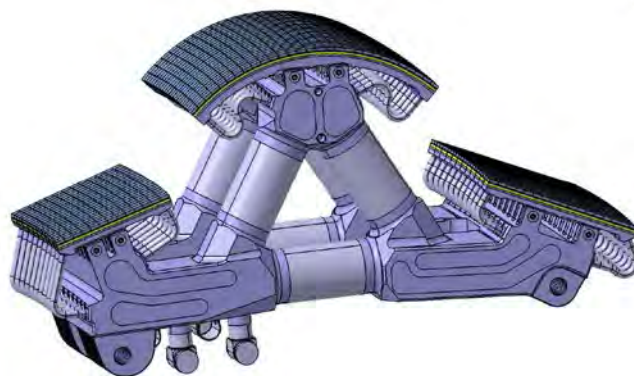


Рис. 2. ЦСД

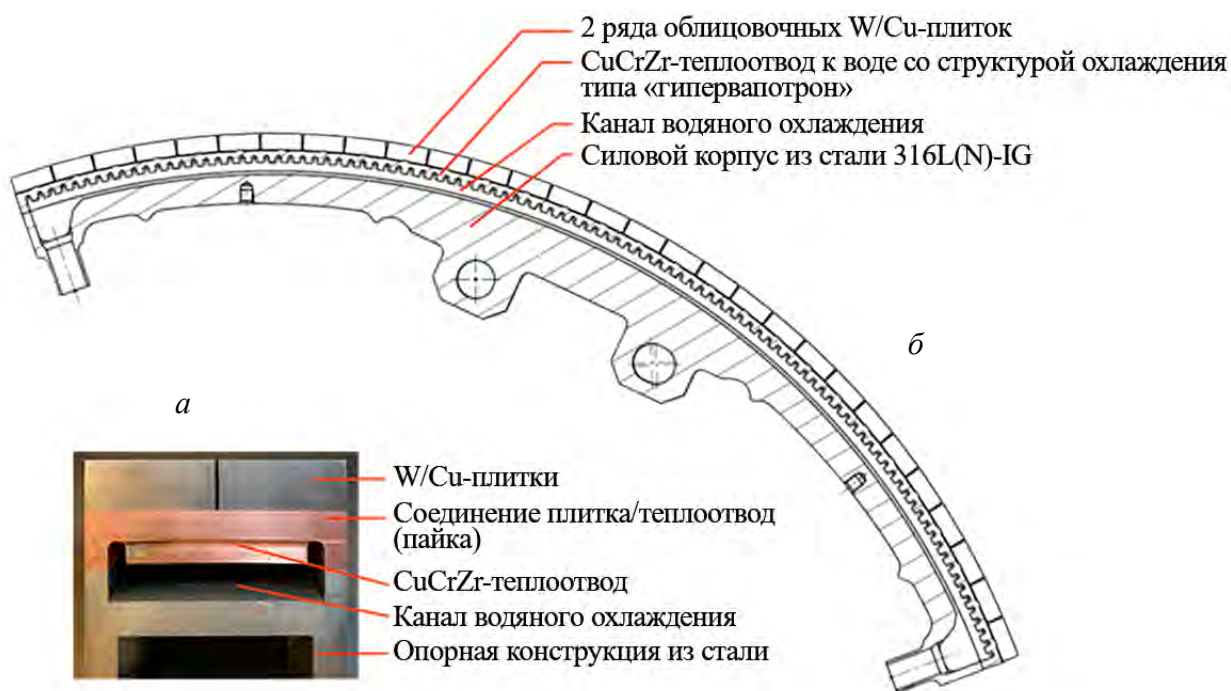


Рис. 3. Поперечный разрез обращённых к плазме элементов (а) и их структура (б)

3. ЦЕЛЬ ОЦЕНКИ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЁЖНОСТИ

Основным назначением выполняемой оценки показателей надёжности являются идентификация возможных отказов, оценка критичности различных видов отказов ЦСД и оценка ресурсных характеристик.

Исходя из условий расположения дивертора ниже сепаратрисы — места, где замкнутые магнитные поверхности переходят в разомкнутые, что позволяет плазме стекать на дивертор, тепловые нагрузки, воздействующие на диверторные пластины, для вертикальных мишеней могут составлять 20 МВт/м^2 импульсно при переходных режимах и 10 МВт/м^2 при нормальном режиме работы, а для ЦСД — 10 МВт/м^2 и 5 МВт/м^2 соответственно [3]. Необходимо, чтобы компоненты, обращённые к плазме, выдержали механические, тепловые и электромагнитные нагрузки в течение всего срока эксплуатации. Для этого нужно идентифицировать возможные отказы, оценить критичность различных видов отказов ЦСД и её ресурсные характеристики.

4. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ РАБОТЫ

Согласно п. 3.3 ГОСТ 27.003-2016 [4], основными критериями, по которым подразделяют объекты при задании требований надёжности, являются определённость назначения объекта, число возможных состояний по работоспособности, режим применения, возможные последствия отказов при применении, возможность восстановления после отказа, необходимость технического обслуживания и контроля, характер основных процессов, определяющих переход объекта в предельное состояние. Исходя из этих признаков, ЦСД относится к изделиям конкретного назначения с многократным циклическим применением. Она может находиться в двух состояниях: работоспособном и неработоспособном. Отказ или достижение предельного состояния не приведёт к последствиям катастрофического характера. В связи с нахождением в реакторе в вакуумном объёме провести какое-либо техническое обслуживание отдельных элементов не представляется возможным и при возникновении отказа или достижения предельного состояния вследствие старения или износа восстановление работоспособного состояния проводится только за счёт полной замены кассеты.

По алгоритму, приведённому в [4], определяются оптимальные для данного сочетания критериев показатели надёжности. В данном случае это коэффициент оперативной готовности и срок службы изделия.

5. ОПИСАНИЕ РАБОТЫ ЭЛЕМЕНТОВ ЦСД НА КАЖДОМ ЭТАПЕ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ

Элементы ЦСД обеспечивают своё функционирование в следующих режимах:

- отжиг;
- рабочий режим;
- переходный режим.

В процессе эксплуатации элементы подвергаются циклу «облучение—отжиг—облучение». После сборки и при многоциклическом использовании облучения нейтронными потоками сплавы меди, из которых состоит припой и теплоотвод, по мнению Фабрициева С.А. [5], могут стать более охрупчиваемыми, что может привести к их разрушению. Режим отжига предназначен для дегазации внутрикамерных компонентов ИТЭР при температуре прокаливании газа 400 °С и давлении 3 МПа, а температура и давление воды составляют 240 °С и 4,4 МПа соответственно [6]. Также отжиг помогает восстановить пластичность и электропроводность сплавов меди и приводит к облегчению процессов деформации при последующих облучениях, падению радиационного упрочнения, исчезновению «зуба» текучести и восстановлению равномерного удлинения образцов до значений, близких к исходным [5].

Рабочий режим обеспечивается при тепловой нагрузке 5 МВт/м² и времени импульса 400 с. При такой тепловой нагрузке температура вольфрамовой плитки изменяется от 100 °С до 600 °С [7]. Рабочее давление воды в этом режиме поддерживается в диапазоне 3,5—4 МПа. Температура воды должна составлять 100 °С на входе и 130 °С на выходе и при этом быть в режиме частичного или полного кипения, не допуская сильного увеличения пузырьков. Теплоотвод производится за счёт микроскопических пузырьков пара, что позволяет отводить от нагретых деталей наибольшее количество тепла, но при их увеличении теплоотвод резко снижается, что может повлечь за собой нагрузку на трубы и привести к течи или разрыву [8].

Переходный режим характеризуется тепловой нагрузкой 10 МВт/м² и временем импульса 10 с. Это может происходить при переходах от одного импульса к другому. Температура плиток может варьироваться от 500 °С до 900 °С [7].

6. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ ОТКАЗА ЦСД

Основные возможные причины, приводящие к отказу, следующие:

- утечка теплоносителя в любом элементе опорной конструкции с каналами охлаждения;
- отрыв хотя бы одной вольфрамовой плитки от теплоотвода.

Рассмотрим каждую из этих причин.

Система теплоотвода в виде гипервапоротрона состоит из хромо-циркониевой бронзы, которая обладает хорошей электро- и теплопроводностью, а также имеет большие значения предела текучести, прочности, износостойкости и усталости. Она способна сохранять работоспособность при более высоких температурах за счёт увеличения температуры начала рекристаллизации. Требования к свойствам приведены в табл. 1 [9].

Таблица 1. Механические свойства хромо-циркониевой бронзы

Параметр	Температура образца	
	Комнатная температура	250 °С
Предел прочности, МПа, не менее	370	280
Предел текучести, МПа, не менее	240	200
Общее удлинение, %, не менее	17	10

Бронза крепится к корпусу из стали 316L (N)-IG с одной стороны и к W-Cu-плиткам с другой стороны при помощи медного припоя СТЕМЕТ 1108. В процессе взаимодействия расплавленного припоя и бронзы происходит некоторое растворение последней, в результате чего в расплав попадают легирующие элементы, упрочняя и формируя равномерный паяный шов [10]. При тепловой нагрузке в рабочем и переходном режимах температура бронзы не поднимается выше 250 °С.

Трубки диаметром 19 мм закрыты облицовкой, которая принимает на себя всю основную нагрузку, а каналы охлаждения диаметром 140 мм в коллекторах защищены силовыми трубами. Основным отказом трубок и каналов охлаждения будет утечка воды в силовые трубы или вакуумный объём, что, в свою очередь, приведёт к остановке реактора. Опорная конструкция с трубами и каналами охлаждения выполнена из стали 316L и состоит из трёх коллекторов и шести соединяющих их силовых труб. Силовые трубы защищают каналы охлаждения от теплового воздействия, однако подвержены такому же механизму отказа, как утечка через сварные швы или основной металл.

Вольфрам является самым тугоплавким металлом с максимальной прочностью межатомных связей, обладает низким коэффициентом физического распыления, наибольшей температурой плавления, довольно высокой электро- и теплопроводностью, сравнительно низкой активацией и низким накоплением трития [3]. В облицовке вольфрам соединён с медной прослойкой, которая снижает нагрузки на бронзу и стальную конструкцию. Изменение микроструктуры вольфрама, медной прослойки или медного припоя вследствие циклических термических и электромагнитных воздействий может привести к отслоению плитки [11].

Особенно мощные плазменно-тепловые и электромагнитные нагрузки облицовка испытывает во время срывов плазмы, которые влекут за собой возможное плавление, растрескивание и эрозию материала. В литературе обсуждаются два механизма формирования трещин в металле при импульсной термической нагрузке:

- напряжение, возникающее при отверждении расплавленного слоя;
- напряжение, возникающее при рекристаллизации нагретого слоя.

При термоциклических воздействиях на металл напряжения могут привести к накоплению деформаций и возможному отслоению [12].

На стенде IDTF (ITER Divertor Test Facility) были проведены тепловые испытания ЦСД при нагрузках, ожидаемых в ИТЭР. В нормальном и переходном режимах повреждение вольфрамовой облицовки оказалось минимальным. Нагрузка свыше 20 МВт/м² является наиболее разрушительной и вызывает наибольшую деградацию поверхности моноблоков [11]. Поэтому в ИТЭР предусмотрены средства для обнаружения возможных срывов и их предотвращения.

В настоящее время информация о практическом отслоении плиток при нагрузках, ожидаемых в ИТЭР, отсутствует. Тем не менее данные неразрушающего контроля после испытаний могли бы показать, какие деформации происходят в облицовке и могут ли они привести к возможному отказу [11].

7. ОЦЕНКА ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАДЁЖНОСТИ ЦСД

Основной рассчитываемой характеристикой надёжности является коэффициент оперативной готовности $K_{o.g}$ [13].

Численное значение коэффициента оперативной готовности (вероятность того, что объект окажется в работоспособном состоянии в данный момент времени и, начиная с этого момента, будет работать безотказно в течение заданного интервала времени) определяется по формуле

$$K_{o.g} = K_r P_{б.р.}, \quad (1)$$

где K_r — коэффициент готовности; $P_{б.р.}$ — вероятность безотказной работы.

Коэффициент готовности для расчёта коэффициента оперативной готовности определяется на основании опыта эксплуатации аналогичных тестовых систем — не менее 0,75 [14].

Численное значение коэффициента готовности (отношение времени исправной работы компонента или системы к общему времени их работы) определяется по формуле

$$K_r = T_0 / (T_0 + T_v), \quad (2)$$

где T_0 — среднее время наработки до отказа; T_v — среднее время восстановления.

В [15] приводится примерное время замены (восстановления) одной кассеты не более двух месяцев, или 1464 ч.

Средняя наработка до отказа определяется по формуле

$$T_0 = 1/\lambda_{\text{ЦСД}}, \quad (3)$$

где $\lambda_{\text{ЦСД}}$ — общая интенсивность отказов элементов ЦСД.

Среднее количество циклов за среднее время наработки до отказа определяется из средней наработки до отказа и длительности цикла по формуле

$$T_0/\tau_{\text{цикл}} = n_{\text{цикл}}. \quad (4)$$

Если наработка на отказ окажется меньше, чем количество часов за 5000 циклов при нормальном режиме, или меньше, чем количество часов за 300 циклов при переходном режиме, в таком случае необходимо к полученному количеству циклов за наработку до отказа прибавить среднее время восстановления, чтобы найти время одного перезапуска системы:

$$n_{\text{цикл}} \cdot T_v = \tau_{\text{перезапуск}}. \quad (5)$$

Таким образом, будет известно, сколько раз система будет перезапускаться за 5000 (300) циклов и корректно ли установлен назначенный срок службы.

Для оценки вероятности безотказной работы допускаем, что все элементы и их составляющие соединены последовательно и отказ любого из них приведёт к отказу всей ЦСД.

Характеристика ЦСД для оценки её надёжности (примерные данные для 54 кассет):

общая длина всех сварных швов опорной конструкции $l_{\text{шв.кан}}$, м	3315
общая длина всех сварных швов каналов и трубок охлаждения $l_{\text{шв.кан}}$, м	725
длина опорной конструкции $l_{\text{опор}}$, м ...	430
длина каналов охлаждения $l_{\text{кан}}$, м ...	1635
длина трубок охлаждения $l_{\text{труб}}$, м ...	740
количество изгибов трубок охлаждения $n_{\text{изг}}$...	4970
количество плиток $n_{\text{плит}}$...	$1,50 \cdot 10^5$

В [16] определены значения интенсивностей отказов для сварных швов, основного металла и труб охлаждения малого и большого диаметров. В [17] приведены значения интенсивностей отказов для изгибов труб охлаждения и плиток. В настоящее время отсутствует полная статистика отказов для вольфрамовых плиток. Экспериментальные данные, полученные на токамаке WEST [18] и на стенде IDTF [11], демонстрируют механизмы повреждений (трещины, оплавление), однако отслоения плиток в ходе экспериментов не наблюдалось. В связи с этим для расчёта принято условное значение интенсивности отказа вольфрамовых плиток. Характеристики интенсивностей отказов элементов представлены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. **Интенсивность отказов элементов ЦСД**

Элементы ЦСД	Интенсивность отказов элементов конструкции	Среднее значение
Опорная конструкция с трубками охлаждения	$\lambda_{\text{оп.конс}}, \text{М}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-8}$
	$\lambda_{\text{св.шв}}, \text{М}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-9}$
	$\lambda_{\text{кан}}, \text{М}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	$\lambda_{\text{труб}}, \text{М}^{-1} \cdot \text{ч}^{-1}$	$7 \cdot 10^{-10}$
	$\lambda_{\text{изг}}, \text{ч}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-10}$
Вольфрамовая облицовка	$\lambda_{\text{плит}}, \text{ч}^{-1}$	$10 \cdot 10^{-9}$

Интенсивность отказов ЦСД вычисляется по следующей формуле:

$$\lambda_{\text{ЦСД}} = \lambda_{\text{оп.конс}} l_{\text{опор}} + \lambda_{\text{св.шв}} l_{\text{шв-опор}} l_{\text{шв-кан}} + \lambda_{\text{кан}} l_{\text{кан}} + \lambda_{\text{труб}} l_{\text{труб}} + \lambda_{\text{изг}} n_{\text{изг}} + \lambda_{\text{плит}}. \quad (6)$$

Вероятность безотказной работы в течение времени t будет описываться экспоненциальным законом

$$P_{\text{ЦСД}} = \exp^{-\lambda_{\text{ЦСД}} t}. \quad (7)$$

Вероятность отказа вычисляется по формуле

$$Q_{\text{ЦСД}} = 1 - P_{\text{ЦСД}}. \quad (8)$$

Оценивать надёжность будем для нормального ($t = 400$ с) и переходного ($t = 10$ с) режимов.

Проведём оценку в двух случаях: с учётом и без учёта плиток. Результат представлен в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. **Интенсивность отказов и вероятность безотказной работы ЦСД**

Параметр	Нормальный режим	Переходный режим	Нормальный режим (без учёта плиток)	Переходный режим (без учёта плиток)
Общая интенсивность отказов $\lambda_{\text{ЦСД}}, \text{ч}^{-1}$	$1,60 \cdot 10^{-4}$	$1,60 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-5}$	$1,00 \cdot 10^{-5}$
Вероятность безотказной работы	0,9999824	0,9999996	0,9999989	0,9999999

Среднюю наработку до отказа считаем по формуле (3).

В нормальном и переходном режимах $T_0 = 6237$ ч. Это больше, чем необходимое количество часов для проведения всех циклов в данных режимах работы ЦСД, а значит, восстановление (замена) может и не потребоваться.

Среднее количество циклов определяем по формуле (4).

Нормальный режим $56\,700$ циклов. Переходный режим $2,23 \cdot 10^6$ циклов.

Коэффициент оперативной готовности в обоих режимах по формуле (1) будет равен $0,81$.

В связи с тем, что экспоненциальный закон учитывает накопленный во времени риск отказа, кратковременные импульсы демонстрируют достаточно большую вероятность безотказной работы (ВБР). Для демонстрации проведём расчёт ВБР за 1 год (8760 ч) с учётом плиток и без учёта, используя приведённые в статье результаты и формулу (7). Результаты представлены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. **Вероятность безотказной работы ЦСД за год**

Параметр	Нормальный режим	Нормальный режим (без учёта плиток)
Общая интенсивность отказов, ч^{-1}	$\lambda_{\text{ЦСД}} = 1,60 \cdot 10^{-4}$	$\lambda_{\text{ЦСД}} = 1,00 \cdot 10^{-5}$
Вероятность безотказной работы	0,2455	0,9160

По полученным результатам можно сделать вывод, что при длительном периоде работы отслоение вольфрамовой облицовки вносит ощутимый вклад в общую надёжность ЦСД, что требует дополнительных исследований и расчётов.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведённого исследования ЦСД соответствует предъявленным к ней требованиям. Основным фактором, определяющим надёжную работу, является возможное отслоение вольфрамовой облицовки. Это может быть связано с термоциклической усталостью материалов, которую можно наблюдать после испытаний на неразрушающем контроле. Полученные значения с учётом плиток остаются ориентировочными и требуют подтверждения экспериментальной статистикой в будущем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. https://iterrf.ru/index.php?option=com_content&view=article&id=4 (дата обращения: 11.04.2022).
2. **Алексеев А.Б., Лабусов А.Н., Маханьков А.Н. и др.** Прочность центральной сборки дивертора реактора токамака ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, т. 33, вып. 4, с. 7—12.
3. **Маханьков А.Н.** Вольфрамовая облицовка диверторной мишени для термоядерного реактора токамак. Диссертация на соискание ученой степени кандидата техн. наук. — СПб: ФГУП «Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова», 2003. 62 с.
4. **Надёжность** в технике. Состав и общие правила задания требований по надёжности. ГОСТ 27.003—2016. — М.: АО «Кодекс», 2017. 21 с.
5. **Фабрициев С.А.** Исследование и обоснование радиационного ресурса внутрикамерных узлов термоядерных реакторов. Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора техн. наук. — СПб: ФГУП «Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова», 2004. 36 с.
6. ANNEX B to Procurement Arrangement. 1.7.P2C.RF.01.0.
7. **Volodin A.V., Komarov A.O., Malyshev A.S.** High Heat Flux Testing of Dome Full-Scale Prototype Umbrella PFUs. Testing Report, 2020.
8. **Hirai T.** Design and Testing of Plasma Facing Components for ITER. PFMC-17. Eindhoven the Netherlands, 20 May 2019.
9. **Varabash V.** Technical Specification. Divertor Dome — CuCrZr Plate Specification. IDM UID 63BDYV, December 2021.
10. **Калин Б.А., Сучков А.Н., Федотов В.Т., Севрюков О.Н., Мазуль И.В., Маханьков А.Н.** Аморфный ленточный припой на основе меди. Патент № 2464143. Заявл. 22.03.2. 011. Оpubл. 20.10.2012. Российская Федерация.
11. **Еремкин А.В., Володин А.В., Кокоулин А.И. и др.** Испытательная установка для экспериментального исследования поведения компонентов дивертора ИТЭР при интенсивных тепловых потоках. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 4, с. 5—14.
12. **Будаев В.П.** Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба. — Там же, 2015, т. 38, вып. 4, с. 10—11.
13. **Надёжность** в технике. Расчёт надёжности. Основные положения. ГОСТ 27.301-95. — М.: ИПК Изд-во стандартов, 2002. 13 с.
14. **Maisonnier D.** A Conceptual Study of Commercial Fusion Power Plants. Final Report of the European Fusion Power Plant Conceptual Study. EFDA-RP-RE-5.0, April 2005.
15. **Riccardi B.,** Overview of the ITER Divertor: presentation. Fusion for Energy. : materials of meeting. Barcelona, March 2013.
16. **Cadwallander L.C.** Selected Component Failure Rate Values from Fusion Safety Assessment Tasks. INEEL/EXT-98-00892. Idaho National Engineering and Environmental Laboratory, September 1998.
17. **Пашков А.Ю., Петров В.С., Шпанский Ю.С. и др.** Теплогидравлический расчёт и оценка надёжности систем водяного охлаждения первой стенки и дивертора ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2018, т. 41, вып. 3, с. 45.
18. **Corre Y. et al.** Testing of ITER-grade plasma facing units in the WEST tokamak: Progress in understanding heat loading and damage mechanisms. — Nuclear Materials and Energy, 2023, vol. 39, p. 101347; doi:10.1016/j.nme.2023.101347.

**АО «НИИЭФА» им. Д.В. Ефремова, 196641, Санкт-Петербург, пос. Металлострой,
дорога на Металлострой, д. 3, Россия**



Владислав Дмитриевич Артемьев, инженер 2-й категории
artemev@sintez.niiefa.spb.su



Павел Юрьевич Чайка, начальник лаборатории, к.т.н.
chaikap@sintez.niiefa.spb.su

Статья поступила в редакцию 12 ноября 2025 г.

После доработки 17 декабря 2025 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 33—40.

УДК 621.039.63

КЕРАМИКА ИЗ КАРБИДА БОРА В КАЧЕСТВЕ НЕЙТРОННОЙ ЗАЩИТЫ ПОРТ-ПЛАГОВ ИТЭР

*А.А. Шошин^{1,2,3}, А.В. Бурдаков^{1,3}, М.В. Иванцовский¹, С.В. Полосаткин^{1,2,3}, Ю.С. Суляев¹,
А.М. Семенов^{1,3}, Д.Е. Гавриленко¹, С.Ю. Таскаев^{1,2}, Д.А. Касатов^{1,2}, Д.Э. Кравцов⁴,
Н.В. Сорокина⁴, А.И. Овсиенко⁵, В.И. Румянцев⁵*

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

²Новосибирский государственный университет (НГУ), Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет (НГТУ), Новосибирск, Россия

⁴Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

⁵ООО «Вириал», Санкт-Петербург, Россия

При работах по интеграции диагностик в порты ИТЭР возникла проблема с обеспечением требуемой радиационной защиты. Было предложено в вакуумной камере в порт-плаге разместить большое количество нейтронопоглощающего материала — карбида бора. Проведены интенсивные исследования химического состава, тепловых и вакуумных свойств различных керамик В₄С нескольких производителей. Выбрана спечённая керамика в форме блоков с отверстиями. Была согласована спецификация на производство керамики для портов ИТЭР. Проведены эксперименты по облучению керамики нейтронами на ускорителе ВИТА. Исследована деградация механических свойств после длительного облучения быстрыми нейтронами. Начато серийное производство керамики. Международная организация ИТЭР по термоядерной энергии (МО ИТЭР) утвердила отчёты об окончании производства серийных партий керамики.

Ключевые слова: карбид бора, нейтронная защита, ИТЭР, удельное газовыделение, инженерия портов, интеграция портов.

BORON CARBIDE CERAMICS AS NEUTRON SHIELDING FOR ITER PORT-PLUGS

*A.A. Shoshin^{1,2,3}, A.V. Burdakov^{1,3}, M.V. Ivantsivskiy¹, S.V. Polosatkin^{1,2,3}, Yu.S. Sulyaev^{1,2}, A.M. Semenov^{1,3},
D.E. Gavrilenko¹, S.Yu. Taskaev^{1,2}, D.A. Kasatov^{1,2}, D.E. Kravtsov⁴, N.V. Sorokina⁴, A.I. Ovsienko⁵,
V.I. Rumyantsev⁵*

¹Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences (BINP), Novosibirsk, Russia

²Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

⁴Institution Project Center ITER (RF DA), Moscow, Russia

⁵Virial Ltd., St. Petersburg, Russia

During the work on integrating diagnostics into the ITER ports, a problem arose with providing the required radiation protection. It was proposed to place a large amount of neutron-absorbing material, boron carbide, in the vacuum chamber in the port plug. Intensive studies of the chemical composition, thermal and vacuum properties of various B₄C ceramics from different manufacturers have been carried out. Sintered ceramics in the form of blocks with holes were selected. A specification for the production of ceramics for ITER ports was agreed upon. Experiments on irradiation of ceramics with neutrons at the VITA accelerator have been carried out. The degradation of mechanical properties after prolonged fast neutron irradiation has been investigated. Serial production of sintered ceramics has been started. The ITER Organization has approved the End of manufacturing reports of serial batches of ceramics.

Key words: boron carbide, neutron shielding, ITER, outgassing rate, port engineering, port integration.

1. ВВЕДЕНИЕ

Задачами диагностических портов ИТЭР являются размещение в них оборудования и обеспечение его работоспособности, включая обеспечение защиты диагностик от различных нагрузок, в том числе нейтронных. Так как порт, как правило, содержит несколько различных диагностических и вспомогательных систем, типично разрабатываемых в разных странах, то размещение оборудования и его защита

получило название «интеграция» [1, 2]. Порты ИТЭР состоят из порт-плага, который находится в вакууме, околопортового пространства, биозащиты и портовой ячейки (рис. 1). Порт-плаг экваториального порта состоит из корпуса и расположенных в нём трёх диагностических защитных модулей (ДЗМ).

Нейтронная защита должна не только снизить поток нейтронов во время плазменного разряда (что нужно для нормальной работы различных детекторов), но и обеспечить низкий уровень активации порта для того, чтобы персонал мог проводить работы в порту после прекращения разряда. Основные требования, достижение которых нужно продемонстрировать при проектировании портов: уровень радиации после остановки реактора (SDDR) вблизи портовой заглушки должен быть не более 100 мкЗв/ч через 10^6 с (12 дней) и не более 10 мкЗв/ч через 24 ч в портовой ячейке [1, 3] на расстоянии 30 см от биозащиты (см. рис. 1).

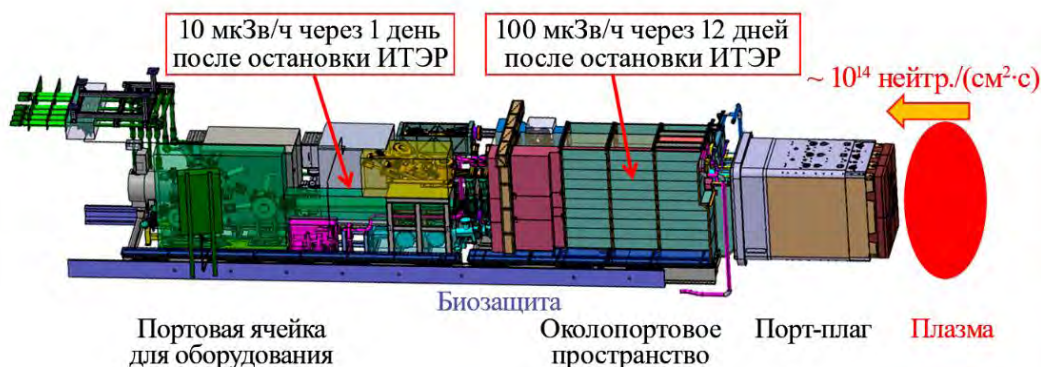


Рис. 1. Схема диагностического экваториального порта № 11 ИТЭР [7], ориентировочный нейтронный поток на диагностическую первую стенку и требования по мощности дозы после остановки реактора в различных зонах [3]. Порт-плаг расположен в вакууме, его задняя гермоплита является границей вакуума и первым физическим барьером для удержания трития [8, 9]

Нейтронный выход в плазме ИТЭР при мощности 700 МВт должен составить $2,48 \cdot 10^{20}$ нейтр./с при энергии нейтронов 14 МэВ, что создаёт нейтронный поток на первую стенку около 10^{14} нейтр./(см²·с) [4]. Сложность заключается в том, что как для всего порт-плага, так и для отдельных входящих в его состав ДЗМ предъявляются жёсткие проектные ограничения по сухой массе: 45 т — весь экваториальный порт-плаг и 10 т — каждый ДЗМ в нём, что не позволяет использовать классическую железобетонную защиту значительной толщины [1].

В 2010 г. состоялась защита концептуального проекта (CDR) базовой структуры экваториального порт-плага. Для нейтронных расчётов порт-плаг был взят в виде сплошного слоёного кубика из стали и воды без учёта его массы [5]. В нём не было никаких сквозных отверстий для диагностик (реальные порты будут содержать вырезы), благодаря чему нейтронные расчёты показали соответствие проектным требованиям.

В 2012 г. были проведены нейтронные расчёты достаточно детально интегрированного ЭПП № 1. Порт-плаг состоял только из стали и охлаждающей воды. Для этих расчётов учли ограничение по массе порта, поэтому в порт-плаге появились пустоты. Кроме того, были сделаны прямолинейные каналы для диагностик от горячей зоны в околопортовое пространство. Нейтронные расчёты показали, что SDDR в околопортовом пространстве на два порядка превышает требование в 100 мкЗв/ч [6]. Сразу было высказано предположение, что пустоты должны быть заполнены неким наполнителем с малой плотностью (из-за ограничения по весу всего порт-плага) и хорошей способностью замедлять и/или поглощать нейтроны.

После того, как стало понятно, что без наполнителя требуемую нейтронную защиту порта не обеспечить, возникла задача выбрать оптимальный материал. Международной организацией ИТЭР по термоядерной энергии (МО ИТЭР) были проведены нейтронные расчёты по ослаблению моноэнергетического потока нейтронов с энергиями 1 кэВ, 1 МэВ, 14 МэВ при прохождении через очень простую модель

ДЗМ с наполнителем [10]. Сравнивалось между собой большое количество материалов (металлы Al, Ti, W, Mo, стали, карбиды бора и вольфрама, стекла, керамики, гидроксиды кальция и циркония, гидриды Ti и Zr, полимеры, бетоны и вода).

Если наполнитель внутри ДЗМ имеет фиксированную массу 1 т, то лучшие результаты по относительной эффективности защиты от нейтронов показали полиэтилен и борированный полиэтилен. Использовать горючий материал с низкой температурой плавления вблизи горячей зоны реактора невозможно, поэтому варианты с использованием полиэтилена даже не обсуждались.

Следом по эффективности защиты оказался ДЗМ с 1 т воды внутри. Вода хорошо замедляет нейтроны, но использовать значительное количество воды для защиты портов очень сложно из-за дополнительных требований к охлаждающей воде под давлением в портах (нужно обеспечить турбулентное течение в режиме прогрева камеры (baking)) и особенностей французского законодательства (приказ о ядерном оборудовании под давлением ESPN) [9], т.е. требования ИТЭР и французского законодательства [9] не позволяют создать внутри ДЗМ «бассейн» с водой, который мог бы обеспечить неплохую нейтронную защиту. Детальное описание французского законодательства (включая приказ ESPN) и требований МО ИТЭР применительно к проектированию и изготовлению компонентов ИТЭР представлено в статье [9], включая примеры классификации ДЗМ как оборудования под давлением в ядерной установке.

ДЗМ с карбидом бора занял четвертое место по относительной эффективности защиты при фиксированном весе наполнителя, причём лучше был вариант с обогащённым изотопом ^{10}B . Однако крайне высокая цена обогащённой керамики ^{10}B сразу сняла этот вариант с рассмотрения.

В итоге в 2014 г. был сделан вывод, что лучший материал, который может использоваться в ДЗМ портов ИТЭР, — это карбид бора, но только если вакуумные испытания подтвердят его пригодность [10]. Выбор карбида бора достаточно понятен: благодаря низкому атомному весу и высокому сечению захвата нейтронов, карбид бора — это эффективный поглотитель потока и быстрых и медленных нейтронов. Также карбид бора химически инертен и термически стабилен в предполагаемых условиях эксплуатации.

В 2013 г. ИЯФ СО РАН, Частное учреждение «ИТЭР-Центр» и МО ИТЭР начали работы по интеграции диагностических портов (EP11 [7], UP02, UP08 [11]). Перед интеграторами портов встала задача найти и согласовать способ использования B_4C , получить образцы керамики от производителей, провести их комплексные исследования, доказать возможность использования керамики в диагностических портах ИТЭР и провести все требуемые согласования для начала закупки керамики.

Первым предложением в ИЯФ СО РАН по использованию карбида бора в ЭП № 11 было засыпать порошок карбида бора в стальные короба, имеющие вырезы для диагностических систем в порту. Аналогичное предложение рассматривалось в отчёте МО ИТЭР [10], таким же образом карбид бора используется в поглощающих элементах (ПЭЛ) реакторов деления.

Предложение засыпать карбид бора в виде таблеток в вырезы цельнометаллической рамы ДЗМ было сделано американскими коллегами, и позже — европейскими интеграторами. В обоих случаях (порошок или таблетки) возникают две проблемы: как обеспечить отвод тепла от карбида бора, нагреваемого нейтронами и гамма-квантами во время разряда, и соответствие вакуумным требованиям ИТЭР. Оказалось, что в вакуумной камере ИТЭР категорически не рекомендуется создавать замкнутые объёмы (trapped volume) [12], поэтому от данной идеи пришлось отказаться. Fusion for Energy и IDOM имеют особое мнение по этому вопросу и продолжают интеграцию европейских портов ИТЭР, используя концепцию засыпания пеллет B_4C в полости металлической рамы. При таком подходе возникает проблема с другим требованием ИТЭР — обеспечить в режиме прогрева нагрев всех элементов в вакуумной камере за двое суток до температуры не менее $180\text{ }^\circ\text{C}$ (п. 4.1.2.6 в [3]). Режим прогрева предназначен для обезгаживания вакуумной камеры перед началом экспериментов с горячей плазмой.

После запрета на использование порошка B_4C ИЯФ СО РАН предложил использовать керамику карбида бора в виде плиток, которые плотно уложены в стальные короба. Данная форма блоков керамики является наиболее дешёвым способом для изготовления. Применение в качестве наполнителя ке-

рамических изделий (плиток, таблеток) из карбида бора имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием порошкообразного карбида бора. К таким преимуществам можно отнести малую удельную поверхность и пористость, увеличенную плотность, близкую к кристаллической, малое поверхностное газоотделение, стабильность формы и меньшее пылеобразование при термомеханических нагрузках, высокую теплопроводность.

В ходе совместной с МО ИТЭР разработки модульного дизайна для диагностических портов было предложено использовать керамику на основе карбида бора в виде блоков с отверстием, которые размещаются на кассетах (треях), (рис. 2) [1, 7, 13]. Блоки фиксируются в кассетах стальными стержнями с одетыми на них стальными тарельчатыми пружинами (см. рис. 2).

На этапе финальной защиты проекта (FDR) ЭП-11 в 2020 г. для нейтронных расчётов использовалась модель ДЗМ, в которой всё свободное пространство заполнено кассетами с карбидом бора и стальной защитой вокруг диагностик (см. рис. 2). Были сделаны дополнительные улучшения для снижения SDDR — добавлены блоки из борированного бетона в доступные места в околопортовом пространстве и портовой ячейке и другие улучшения [14]. Нейтронные расчёты проводились для SA-2-сценария (20 лет работы ИТЭР в различных режимах, включая разряды с мощностью 500 и 700 МВт) [15]. Расчёты показали, что требования ИТЭР по мощности дозы в околопортовом пространстве после остановки реактора (SDDR) могут быть выполнены [14]!

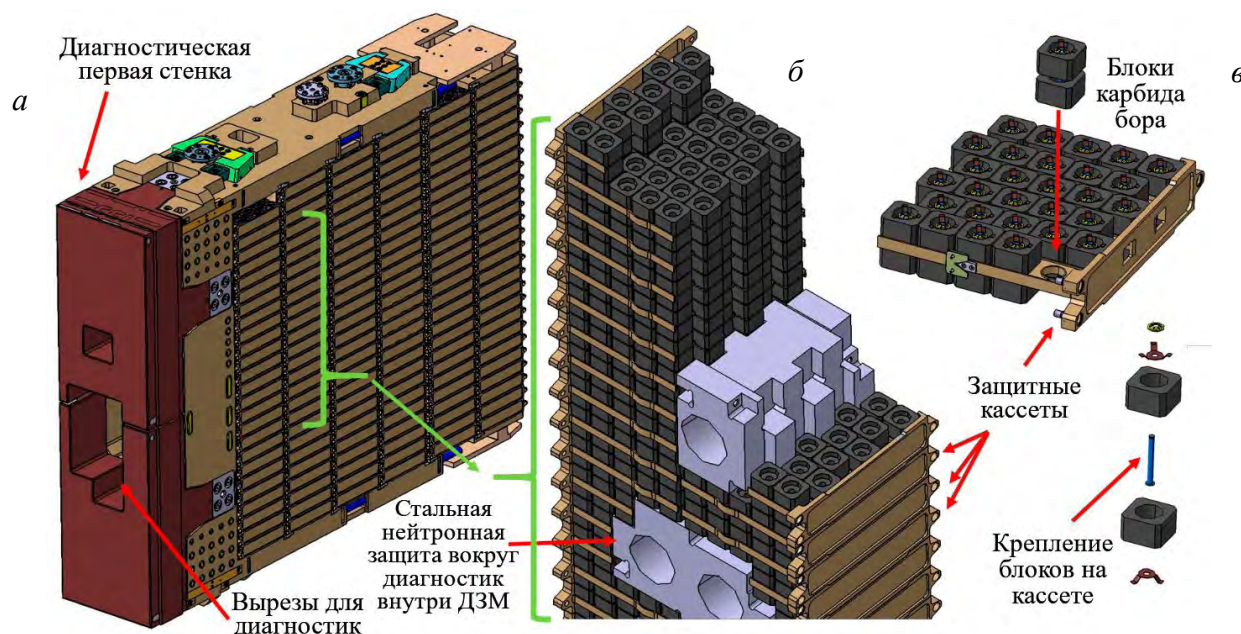


Рис. 2. Схема радиационной защиты диагностических защитных модулей (ДЗМ) на примере ДЗМ № 1 экваториального порта № 11 (ЭП-11) ИТЭР (сверху первого ряда одна кассета сделана прозрачной) (а), часть второго ряда защитных кассет и стальная защита вокруг диагностик (часть кассет сделаны прозрачными для визуализации) (б), защитные кассеты с блоками керамики карбида бора и крепление блоков (в)

2. ИССЛЕДОВАНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА И ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВ РАЗЛИЧНЫХ КЕРАМИК КАРБИДА БОРА

Важный вопрос, который необходимо было решить, — какого типа керамику использовать? Свойства и цена керамики на основе карбида бора существенно зависят от технологии её изготовления. Существует несколько основных видов керамики карбида бора [16, 17, 18]:

1) Горячее прессование (hot pressed) проводится при высоких температурах (2000—2200 °С) и давлении. Керамика получается очень дорогой, вдобавок производительность невысока. Плотность керамики 2,52 г/см³, очень близка к теоретически максимальной. Модуль упругости >450 ГПа;

2) Реакционное спекание (reaction bonded) — метод относительно недорогой и высокопроизводительный, основан на холодном (автоматическом) прессовании заготовок с последующей их высокотемпературной (до 1500 °С) пропиткой расплавом кремния, в ходе реакции с которым образуется высокоплотный материал, но в этом случае в керамике заметная доля (10—15% по массе) примеси кремния (балласта), что снижает содержание бора. Плотность около 2,64 г/см³, это выше, чем у горячепрессованной керамики, что критично для портов ИТЭР, имеющих жёсткое ограничение по массе. Модуль упругости 400 ГПа;

3) Спекание или свободное спекание (sintering, sintered) — холодное (автоматическое) прессование и последующее спекание в печи (~2200 °С). Такой способ позволяет производить керамику в больших количествах и гораздо дешевле горячего прессования. При данном методе возможна пористость около 5%. Плотность 2,3—2,4 г/см³ зависит от технологии производства. Модуль упругости ~360 ГПа.

Были проведены многочисленные исследования для выбора подходящей керамики карбида бора и демонстрации соответствия его свойств требованиям МО ИТЭР [1, 16, 17, 18]. Был исследован химический состав спечённой, горячепрессованной и реакционно спечённой керамики различных производителей. Количество примесей в спечённой и горячепрессованной керамике не превышает 1%, что соответствует требованиям ИТЭР. Горячепрессованная керамика имеет меньшую пористость, но гораздо дороже, и скорость её производства очень ограничена. Для портов ИТЭР, за интеграцию которых отвечает ИЯФ СО РАН, была выбрана спечённая керамика производства ООО «Вириал».

С МО ИТЭР была согласована детальная спецификация на изготовление керамики ITER_D_457ТВН [19]. В спецификации были указаны требования к химическому составу, тепловым и вакуумным свойствам керамики, а также требования по обеспечению качества изготовителем. Требования к тепловым свойствам керамики указаны в табл. 1. Также ИЯФ СО РАН ведёт исследования стойкости керамики карбида бора к импульсному нагреву [20, 21, 22].

Тепловые свойства спечённой керамики были исследованы, и было показано их соответствие требованиям спецификации [19]. Результаты измерений указаны в табл. 1.

Таблица 1. Тепловые свойства керамики согласно спецификации ITER_D_457ТВН [19] и результаты измерений для спечённой керамики производства ООО «Вириал»

Свойства керамики и результаты измерений	Температура		
	25 °С	100 °С	500 °С
Теплоёмкость (Ср), Дж·кг ⁻¹ ·К ⁻¹ , требования	900—1050	1100—1310	1800—2000
Результаты измерений, ±10%	1026	1308	2001
Коэффициент линейного теплового расширения, 10 ⁻⁶ К ⁻¹ , требования	—	3,10—3,30	4,50—4,78
Результаты измерений, ±5%	—	3,12	4,78
Теплопроводность, Вт·м ⁻¹ ·К ⁻¹ , требования	27,0—42,0	21,0—30,9	15,0—21,0
Результаты измерений, ±10%	32,71	30,81	19,85

3. ВАКУУМНЫЕ СВОЙСТВА РАЗЛИЧНЫХ КЕРАМИК КАРБИДА БОРА

При концептуальном проектировании вакуумной системы ИТЭР не предполагалось использовать в портах керамику. Поэтому при интеграции портов потребовалось продемонстрировать, что большое количество керамики в вакуумной камере, несмотря на дополнительное газоотделение, всё же может быть использовано для защиты диагностических портов. Нужно было продемонстрировать, что керамика не содержит опасные примеси и обладает хорошими вакуумными свойствами, в частности, удовлетворяет всем требованиям ITER Vacuum Handbook (IVH) [12]. В частности, IVH требует, чтобы все материалы в вакуумной камере ИТЭР имели удельное газовыделение ниже 1·10⁻⁷ Па·м³·с⁻¹·м⁻² по водороду и 1·10⁻⁹ Па·м³·с⁻¹·м⁻² для примесей при температуре 100 °С [12].

С МО ИТЭР была согласована процедура вакуумных тестов керамики, включающая предварительную очистку, прогрев образцов в вакууме до 200—240 °С в течение двух суток (что моделирует условия режима прогрева в ИТЭР), остывание образцов, их повторный прогрев до 100 °С и измерения [17, 18].

Первые эксперименты показали, что некоторые виды керамики могут удовлетворить этим требованиям [16]. Ранее газовыделение керамики В₄С в вакууме при температуре 100 °С не измеряли.

Блоки керамики будут заполнять всё свободное пространство в диагностических портах (см. рис. 2). Только в экваториальном порту № 11 будет расположено более 40 тыс. блоков керамики с общей площадью поверхности 407 м² [17, 18]. Из-за большой площади керамики пришлось провести дополнительные вакуумные тесты, чтобы надёжно подтвердить возможность использования спечённой керамики [1, 18, 23].

Были использованы 638 образцов керамики размером 55×55×5 мм и общей площадью 4,56 м² [1, 18]. Тесты показали, что через 24 ч нахождения в вакууме при температуре 100 °С керамика соответствует требованиям IVH [12] и первым версиям спецификации на изготовление керамики [19]. После 30 месяцев нахождения в вакууме удельное газовыделение керамики падает до $2,1 \cdot 10^{-9}$ Па·м³·с⁻¹·м⁻² [1].

Площадь вакуумной камеры составила 0,5 м², т.е. на порядок меньше площади испытываемой керамики (4,56 м²), и соответственно, поток газа от образцов в три раза превышал фоновое газоотделение камеры. Таким образом, полученные данные стали самыми достоверными и точными среди результатов вакуумных тестов в электронной базе МО ИТЭР.

После обсуждения в МО ИТЭР с участием их вакуумной группы, было принято решение ещё сильнее ужесточить требования по газовыделению керамики в спецификации [19]. Новые очень жёсткие требования к керамике: газовыделение ограничено $1 \cdot 10^{-8}$ Па·м³·с⁻¹·м⁻² по водороду при 100 °С и ниже $1 \cdot 10^{-10}$ Па·м³·с⁻¹·м⁻² для примесей. Новые требования к керамике в 10 раз более жёсткие, чем требования к любому другому материалу в вакуумной камере ИТЭР.

Ранее проведённые тесты показали, что спечённая керамика производства ООО «Вириал» удовлетворяет новым требованиям. Результаты вакуумных тестов, проведённых с поставочными блоками керамики, представлены в разделе 5.

4. АКТИВАЦИЯ КЕРАМИКИ НЕЙТРОНАМИ, ДЕГРАДАЦИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОСЛЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В ИЯФ СО РАН для внедрения в клиническую практику метода бор-нейтрон-захватной терапии онкологических заболеваний предложен и разработан ускорительный источник нейтронов ВИТА [24, 25, 26], который в разных режимах способен генерировать нейтроны различной энергии — от холодных до быстрых нейтронов. На ВИТА были проведены эксперименты по облучению образцов керамики карбида бора как быстрыми [17], так и медленными нейтронами [18]. Облучение медленными нейтронами позволило измерить концентрацию марганца в керамике, несмотря на её очень низкое значение (0,0001% в спечённой керамике производства ООО «Вириал»), и продемонстрировать отсутствие других активируемых примесей, к содержанию которых предъявляет требования МО ИТЭР [18]. Концентрация марганца была оценена из сравнительного облучения рядом образцов с известным содержанием данного элемента [18].

Эксперименты с быстрыми нейтронами (средняя энергия 5,68 МэВ, флюенс $3,6 \cdot 10^{12}$ нейтр./см²) позволили оценить активацию керамики [17]. Мощность дозы около керамических образцов составляла 50 мкЗв/ч сразу после окончания облучения и всего 0,14 мкЗв/ч через три дня (что близко к естественному фону).

Спектр излучённых образцом гамма-квантов измерялся СЕГ-1КП-ИФТП-спектрометром с полупроводниковым детектором на основе особо чистого германия. На рис. 3 показан спектр гамма-квантов от спечённой керамики карбида бора, измеренный через полчаса после окончания облучения быстрыми нейтронами [18]. Показанные на рис. 3 примеси имеют очень низкое содержание (для марганца содержание указано выше), но из-за высокой чувствительности метода они легко детектируются. Таким образом, в экспериментах было продемонстрировано, что после облучения быстрыми нейтронами керамика карбида бора содержит, в основном, короткоживущие изотопы и мощность дозы через несколько дней после облучения вблизи керамики очень низкая, т.е. керамика не должна давать вклад в SDDR в околпортовом пространстве.

Затем для изучения деградации керамики под воздействием нейтронов был проведён эксперимент по длительному облучению быстрыми нейтронами с полным флюенсом 10^{14} нейтр./см² [25]. После данного облучения ни один из образцов не треснул, измерения показали, что механическая прочность снизилась на 15% (табл. 2).

Нейтронные расчёты показали, что типичный поток нейтронов внутри ДЗМ ЭП-11 будет составлять 10^8 — 10^{11} нейтр./(см²·с) [1, 14], что при длительности D—T-разряда 400 с даст флюенс $4 \cdot 10^{11}$ — $4 \cdot 10^{13}$ нейтр./см² за один выстрел. Таким образом флюенс 10^{14} н/см² соответствует от 2 до 200 D—T-разрядов ИТЭР в зависимости от расположения блока керамики внутри ДЗМ ЭП-11.

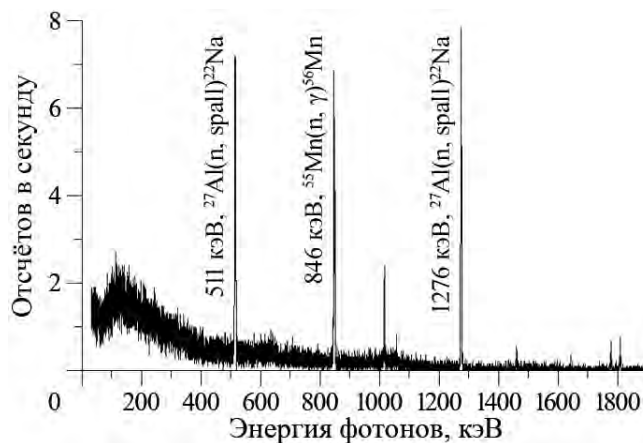


Рис. 3. Спектр гамма-квантов, испущенных образцом спечённой керамики после облучения быстрыми нейтронами. Для ярких линий обозначены их энергия и реакция, в которой гамма-кванты рождены

Таблица 2. Деградация механических свойств спечённой керамики карбида бора производства ООО «Вириал» после облучения быстрыми нейтронами с флюенсом 10^{14} н/см²

Физические свойства	После облучения	Исходная керамика
Плотность, г/см ³	$2,14 \pm 0,02$	$2,26 \pm 0,01$
Модуль Юнга E, ГПа	365 ± 14	420 ± 7
Прочность на изгиб $\sigma_{изг}$, МПа	190 ± 13	220 ± 11

МО ИТЭР провела нейтронные расчёты для оценки количества гелия и трития, которые будут нарабатываться в элементах ЭП-11 во время работы реактора [27] (для SA-2-сценария [15]). Расчёты показали, что в первом (ближайшем к плазме) ряду блоков керамики будет наработано атомов гелия 10^{18} ат./см³ [27], а в последнем ряду — 10^{14} ат./см³ [1, 14, 27]. При плотности атомов бора 10^{23} /см³ можно считать выгорание бора в экспериментах на ИТЭР (для SA-2-сценария [15]) пренебрежимо малым [1].

Для оптических диагностик, размещённых в диагностических портах, важным является вопрос отсутствия пыли. Пыль может появиться при растрескивании блоков керамики под воздействием нейтронного потока. Как показали проведённые на ВИТА эксперименты, при флюенсе 10^{14} н/см² ни один образец не треснул.

Для оценки разбухания керамики под воздействием нейтронов можно воспользоваться опубликованными результатами облучения карбида бора на реакторе с быстрыми нейтронами [28]. Коэффициент разбухания в статье [28] был оценён в 3,5% при 10^{28} захватов нейтронов на 1 м³. Как было указано, нейтронные расчёты показали, что в керамике может образоваться в конце SA-2-сценария атомов гелия до 10^{18} ат./см³ [27], что позволяет оценить коэффициент разбухания 0,00035%, т.е. очень малым.

5. СЕРИЙНОЕ ПРОИЗВОДСТВО КЕРАМИКИ В₄С СОГЛАСНО ТРЕБОВАНИЯМ МО ИТЭР

Спецификация на изготовление керамики [19] требует от производителя подготовки серии документов (Плана качества, Программы производства, Плана производства и контроля и других) и согласования их МО ИТЭР до начала производства.

ООО «Вириал» начало серийное производство спечённой керамики для установки в порты ИТЭР. Производитель подготовил все требуемые МО ИТЭР документы, которые затем были утверждены МО ИТЭР, и успешно прошёл аудиты качества.

Также была согласована процедура очистки производителем блоков керамики перед упаковкой в соответствии с требованиями МО ИТЭР:

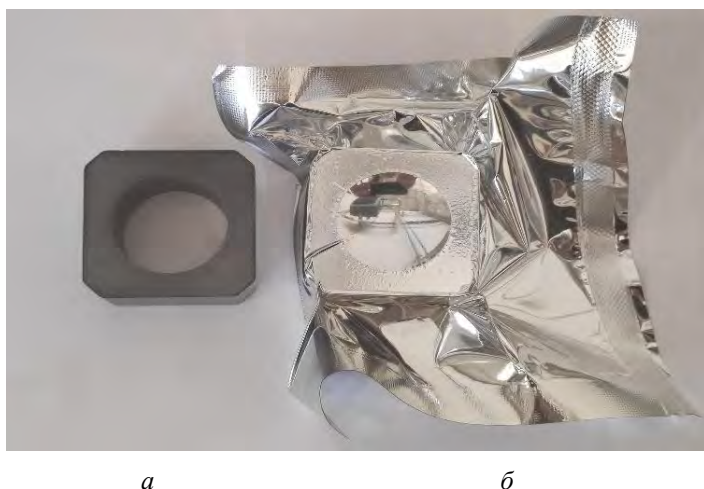


Рис. 4. Каждый блок керамики после процедуры очистки производителем помещается в герметичный пакет MET-PE и вакуумируется: *а* — блок керамики карбида бора; *б* — такой же блок в MET-PE-пакете

вочной партии [29]. Затем МО ИТЭР утвердила Отчеты об изготовлении всех партий для экваториального порта № 11 (более 40 тыс. блоков) [30].

а) Мойка блоков в этиловом спирте; б) мойка в ультразвуковой ванне в дистилляте; в) отжиг в вакуумной печи при 1000 °С в течение не менее 4 ч; г) после отжига и остывания печи керамику упаковывают под вакуумом в индивидуальные MET/PE-пакеты (рис. 4). После этой процедуры керамика после извлечения из пакетов без дополнительной очистки может сразу устанавливаться в кассеты для установки в порты ИТЭР. Вакуумные тесты первой серийной поставочной партии были проведены в ИЯФ СО РАН. Измеренный спектр газов показан на рис. 5. Удельное газовыделение составило $8,25 \cdot 10^{-9} \text{ Па} \cdot \text{м}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$, керамика полностью соответствует требованиям ИТЭР. МО ИТЭР утвердило Отчёт об изготовлении (End of manufacturing report) первой поставочной партии [29].

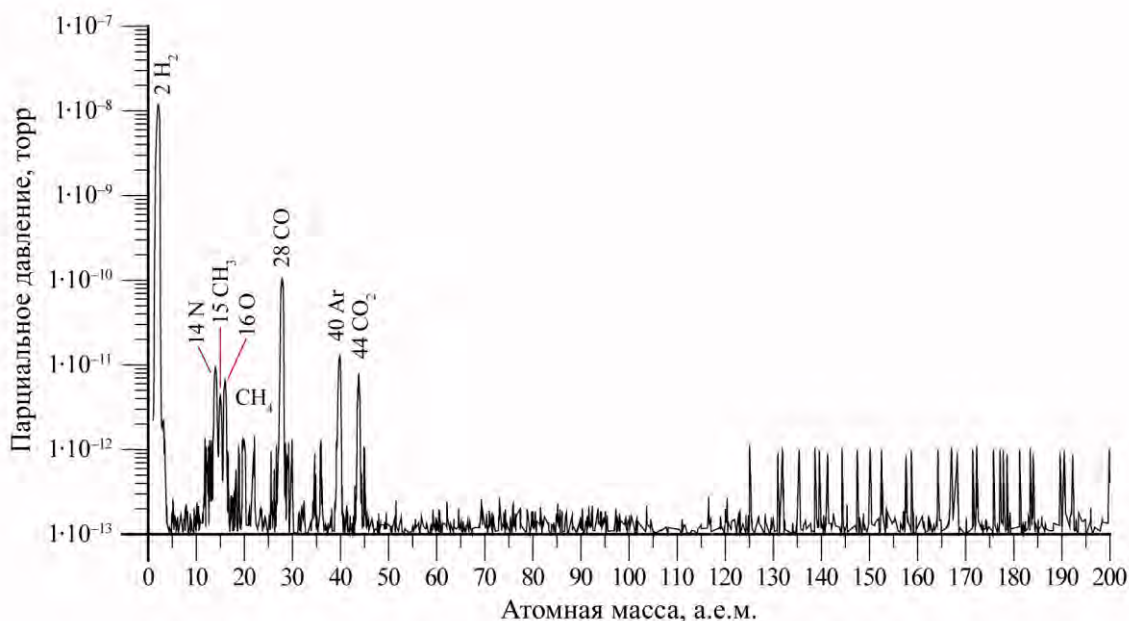


Рис. 5. Масс-спектр газов первой поставочной партии керамики производства ООО «Вириал», измеренный с помощью квадрупольного масс-спектрометра при температуре образцов 100 °С.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено детальное изучение химического состава, тепловых, вакуумных и механических свойств различных керамик карбида бора. Многолетние исследования показали возможность использования керамики карбида бора в вакуумной камере ИТЭР для нейтронной защиты диагностических портов. Организация ИТЭР согласовала размещение большого количества керамики в вакуумной камере. В России

развернуто серийное производство блоков спечённой керамики для диагностического экваториального порта № 11, верхних портов № 02, 07 и 08 ИТЭР. Изготовлено уже более 50 тыс. блоков керамики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Shoshin A. et al.** Integration of ITER diagnostic ports at the Budker Institute. — *Fusion Eng. Des.*, 2022, vol. 178, p. 113114.
2. **Drevon J.M. et al.** Process and overview of diagnostics integration in ITER ports. — *Ibid.*, 2013, vol. 88, p. 1306—1309.
3. **Project Requirements**, 2025; <https://user.iter.org/?uid=27ZRW8>.
4. **Loughlin M. et al.** Status and verification strategy for ITER Neutronics. — *Fusion Eng. Des.*, 2014, vol. 89, p. 1865—1869.
5. **Diagnostic EPP Neutronics Study CDR**, 2010. ITER_D_3USYBN.
6. **Salasca S. et al.** Results of an integration study of a diagnostics port plug in ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2013, vol. 88, p. 602—606.
7. **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.
8. **Шошин А.А.** Опыт лицензирования термоядерного проекта ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2025, т. 48, вып. 4, с. 105—115.
9. **Shoshin A.** Directives, codes, standards and other requirements applicable to the design and manufacture of components in the ITER project. — *Fusion Eng. and Des.*, 2026, vol. 223, p. 115550.
10. **Comparison of materials for neutron shielding for the Diagnostic Shielding Modules**, 2014. ITER_D_LA8JV5.
11. **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.
12. **ITER Vacuum Handbook**. 2019. URL: https://www.iter.org/sites/default/files/media/2024-04/iter_vacuum_handbook.pdf (дата обращения 06.03.26).
13. **Guirao J. et al.** Standardized integration of ITER diagnostics Equatorial Port Plugs. — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, p. 1548—1552.
14. **ITER Neutronics Report, Demonstration of the ALARA Implementation in EP#11**, 2020. ITER_D_Y86VFC.
15. **Recommendation on Plasma scenarios**, 2009. ITER_D_2V3V8G.
16. **Shoshin A. et al.** Properties of boron carbide ceramics made by various methods for use in ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, part B, p. 2007—2010.
17. **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.
18. **Shoshin A. et al.** Test results of boron carbide ceramics for ITER port protection. — *Fusion Eng. Des.*, 2021, vol. 168, p. 112426.
19. **55.QB Material Specification for the supply of Boron Carbide (B₄C)**, 2025, vol. 1.3. ITER_D_457TBH.
20. **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.
21. **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.
22. **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.
23. **Бурдаков А.В. и др.** Изучение термического газовыделения материалов, используемых в высоковакуумных системах. — *Приборы и техника эксперимента*, 2022, № 3, с. 146—151.
24. **Taskaev S. et al.** Neutron source based on vacuum insulated tandem accelerator and lithium target. — *Biology*, 2021, vol. 10, № 5, p. 350.
25. **Kolesnikov Ya. et al.** Using of Vacuum Insulated Tandem Accelerator for perspective materials irradiation by a fast neutron flux. — *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, B*, 2026, vol. 571, p. 165968.
26. **Таскаев С.Ю.** Ускорительный источник нейтронов ВИТА. — М.: Физматлит, 2024. 248 с. — ISBN 978-5-9221-1979-5.
27. **Determination of quantities in EP#11 during machine operation**, 2020. ITER_D_Y86WVS.
28. **Maruyama T. et al.** Effect of fast neutron irradiation on the properties of boron carbide pellet. — *J. of Nuclear Science and Technology*, 1997, vol. 34, № 10, p. 1006—1014.
29. **EMR B4C batch 01**, 2025. ITER_D_DAGDG6.
30. **B₄C — Conformity of Material (CoM)**, 2025. ITER_D_CHQRU5.



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



Александр Владимирович Бурдаков, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; заведующий кафедрой; НГТУ, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, д. 20, Россия
A.V.Burdakov@inp.nsk.su



Максим Владимирович Иванцовский, старший научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
M.V.Ivantsovskiy@inp.nsk.su



Сергей Викторович Полосаткин, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; доцент; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия; доцент; НГТУ, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, д. 20, Россия
S.V.Polosatkin@inp.nsk.su



Юлий Сергеевич Суляев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
Yu.S.Sulyaev@inp.nsk.su



Алексей Михайлович Семенов, старший научный сотрудник, к.т.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; заведующий кафедрой; НГТУ, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, д. 20, Россия
A.M.Semenov@inp.nsk.su



Дмитрий Евгеньевич Гавриленко, научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
D.E.Gavrilenko@inp.nsk.su



Сергей Юрьевич Таскаев, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; заведующий лабораторией; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия
s.yu.taskaev@inp.nsk.su



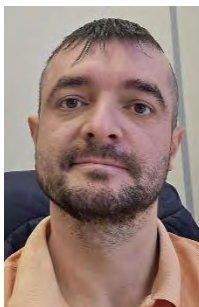
Дмитрий Александрович Касатов, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; ведущий научный сотрудник; НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, д. 1, Россия
kasatovd@gmail.com



Дмитрий Эдуардович Кравцов, руководитель проекта, старший научный сотрудник; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
d.kravtsov@iterf.ru



Нина Владимировна Сорокина, старший научный сотрудник; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123060, Москва, ул. Расплетина, д. 11, корп. 2, Россия
n.sorokina@iterrf.ru



Алексей Игоревич Овсиенко, главный технолог, к.т.н.; ООО «Вириал», 194156, Санкт-Петербург, просп. Энгельса, д. 27, Россия
ovsienkoai@virial.ru



Владимир Игоревич Румянцев, генеральный директор, к.т.н.; ООО «Вириал», 194156, Санкт-Петербург, просп. Энгельса, д. 27, Россия
info@virial.ru

Статья поступила в редакцию 14 ноября 2025 г.

После доработки 14 февраля 2026 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 41—51.

УДК 621.9.08, 621.713.14, 621.713.34, 621.039.63

МЕТОДИКА КОНТРОЛЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОСТИ КАНАЛОВ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ПОРТОВ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА ИТЭР

Д.Е. Гавриленко¹, А.В. Бурдаков^{1, 3}, М.В. Иванцовский¹, Л.Е. Сердаков¹,
А.В. Полянский¹, В.С. Крапивин¹, А.А. Шошин^{1, 2, 3}, Ю.С. Суляев¹

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

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

В статье представлено описание методики контроля геометрических параметров каналов системы охлаждения диагностических защитных модулей экваториального порта № 11 ядерной установки ИТЭР, выполненных при помощи технологии встречного глубокого сверления. Методика основана на использовании углового отражателя, перемещаемого по испытываемому каналу, и лазер-трекера. Приведены результаты квалификации методики на полноразмерном тестовом изделии, моделирующем наиболее глубокие каналы в диагностическом защитном модуле.

Ключевые слова: глубокое сверление, неразрушающий контроль, контроль качества, ИТЭР, диагностический защитный модуль.

METHOD FOR CONTROLLING THE STRAIGHTNESS OF CHANNELS COOLING SYSTEM OF ITER FUSION REACTOR DIAGNOSTIC PORTS

D.E. Gavrilenko¹, A.V. Burdakov^{1, 3}, M.V. Ivantsivskiy¹, L.E. Serdakov¹, A.V. Polyanskiy¹, V.S. Krapivin¹,
A.A. Shoshin^{1, 2, 3}, Yu.S. Sulyaev¹

¹Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences (BINP), Novosibirsk, Russia

²Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

The article describes a method for controlling the geometric parameters of the cooling system channels of the diagnostic shielding modules of the equatorial port No. 11 of the ITER nuclear installation, made using counter deep drilling technology. The technique is based on the use of an angular reflector moving through the test channel and a laser tracker. The results of the methodology qualification on a full-size test product modeling the deepest channels in the diagnostic shielding module are presented.

Key words: deep drilling, non-destructive testing, quality control, ITER, diagnostic shielding module.

1. ВВЕДЕНИЕ

На территории Франции реализуется проект международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР [1], к основным целям сооружения которого можно отнести демонстрацию выделения в реакциях ядерного синтеза в плазме в 10 раз больше энергии, чем потрачено на нагрев плазмы. Проектная мощность установки составляет 500 МВт. Согласно французскому законодательству, ИТЭР является ядерной установкой [2], поэтому при изготовлении его компонентов предъявляются повышенные требования по обеспечению качества.

С 2013 г. ИЯФ СО РАН вовлечён в проектирование и изготовление части диагностического оборудования для ИТЭР, в частности, в интеграцию и изготовление диагностических защитных модулей (ДЗМ) ряда диагностических портов [3, 4]. Так как порт, как правило, содержит несколько различных диагностических и вспомогательных систем, обычно разрабатываемых в разных странах, то размещение оборудования и его радиационная защита получили название «интеграция» [4, 5]. Диагностические

порты состоят из порт-плага, который устанавливается в вакуумную камеру ИТЭР, околопортового пространства, биозащиты и портовой ячейки для оборудования [4—6] (рис. 1). Внутри экваториального порт-плага вставлены три ДЗМ [3], а в верхних портах — по одному [6]. Порт-плаг будет находиться в сильном магнитном поле, поэтому магнитная проницаемость всех элементов должна быть ниже 1,03. Многие производственные операции повышают магнитную проницаемость [7], также это предъявляет требования к чистоте производственной площадки.

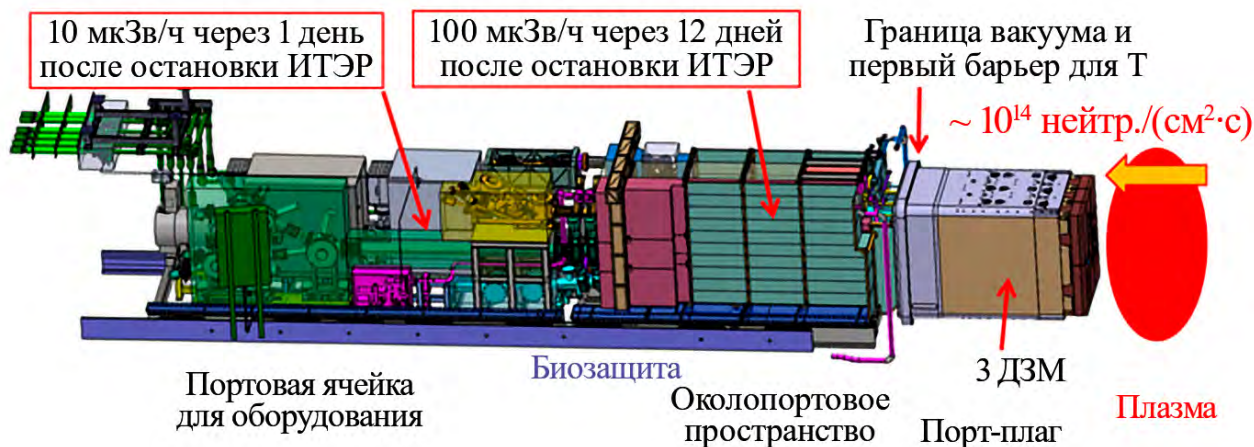


Рис. 1. Схема диагностического экваториального порта № 11 ИТЭР [3, 4], ориентировочный нейтронный поток на диагностическую первую стенку и требования по мощности дозы после остановки реактора в различных зонах

Диагностический защитный модуль экваториального порт-плага № 11 (ЭПП № 11) ИТЭР представляет собой металлическую раму с большим количеством каналов гидравлической системы охлаждения, оптических апертур и каналов диагностических систем [3—6].

С точки зрения функциональности ДЗМ должны быть изготовлены таким образом, чтобы, с одной стороны, обеспечить диагностическим системам, размещённым в ЭПП № 11, доступ к плазме для сбора экспериментальных данных, с другой стороны, обеспечить их размещение и защиту от ионизирующего излучения [4]. Задачей водяной системы является съём тепловой энергии, выделяемой при работе реактора, а также предварительного нагрева оборудования в режимах подготовки систем к плазменному разряду. Для обеспечения радиационной защиты и снижения мощности дозы после остановки реактора вокруг диагностик будет расположена стальная защита (рис. 2), а всё свободное пространство внутри ДЗМ будет заполнено карбидом бора [8], который должен обеспечить хорошую защиту от нейтронов [3, 4]. Для снижения мощности дозы после остановки реактора ДЗМ должен изготавливаться из стали с пониженным содержанием активируемых веществ, в первую очередь кобальта.

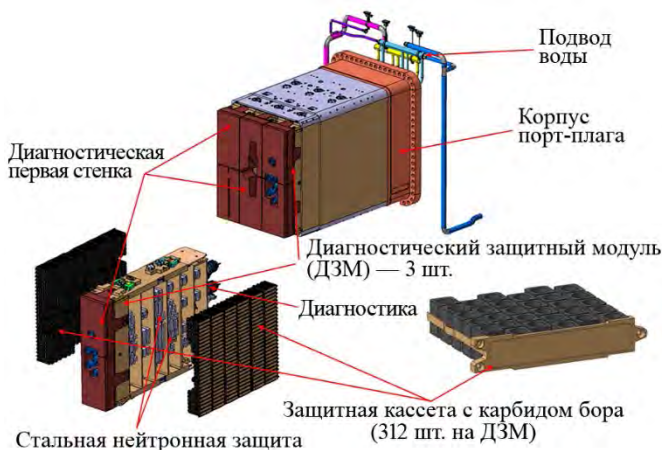


Рис. 2. Схема экваториального порт-плага № 11 ИТЭР

В контексте законодательства ДЗМ является сосудом под давлением (давление воды 44 атм.), поэтому он попадает под действие требований Европейской директивы об оборудовании под давлением (PED 2014/68/EU) [2]. Так как ДЗМ находится в ядерной установке, то он попадает под действие французского приказа об оборудовании под давлением в ядерных установках ESPN [2]. Материал, из которого изготавливается ДЗМ, должен соответствовать требованиям PED и ESPN. Порт-плаг являются

частью вакуумной камеры, которая представляет собой первый барьер удержания радиоактивного трития, поэтому порт-плаги должны проектироваться и изготавливаться согласно RCC-MR 2007 г. [2]. Это многотомный сборник правил разработки и создания механических компонентов ядерных установок, которые издатель (AFCEN) разработал в 1985 г. для быстрых натриевых реакторов. Благодаря RCC-MR основным материалом для вакуумной камеры стала сталь 316L(N)-IG (ITER Grade) с низким содержанием кобальта. Доводом в пользу этого сорта при выборе из аналогичных аустенитных сталей (316L, 316LN и т.д.) является её высокие минимальные механические свойства при растяжении в сочетании с хорошей вязкостью [2]. RCC-MR предъявляет дополнительные требования практически ко всем процессам изготовления оборудования, в том числе операциям неразрушающего контроля. Ещё одним следствием разработки оборудования для ядерной установки является требование к квалификации всех специальных процессов, включая глубокое сверление и геометрический контроль каналов. Дополнительным требованием Международной организации ИТЭР (МО ИТЭР) является утверждение методик контроля, включая контроль прямолинейности каналов.

То обстоятельство, что ДЗМ будет располагаться в высоком вакууме, создаёт дополнительные сложности в связи с необходимостью соответствовать требованиям Вакуумного руководства ИТЭР [9] в части изготовления, контроля, хранения и обращения с его компонентами. В частности, запрещён контакт заготовок ДЗМ с любыми ржавеющими материалами. Финальная сборка ДЗМ с диагностиками должна проходить в чистом помещении уровня 1 согласно RCC-MR (для этого в ИЯФ СО РАН создано помещение с чистотой класса 7 по ГОСТ Р ИСО 14644-1-2017) [4].

Конструктивно ДЗМ представляет собой П-образную стальную поковку и набор вертикальных перегородок с разветвлённой гидравлической системой каналов охлаждения (рис. 3), формируемой в толще заготовки при помощи технологии глубокого сверления преимущественно взаимно перпендикулярных отверстий.

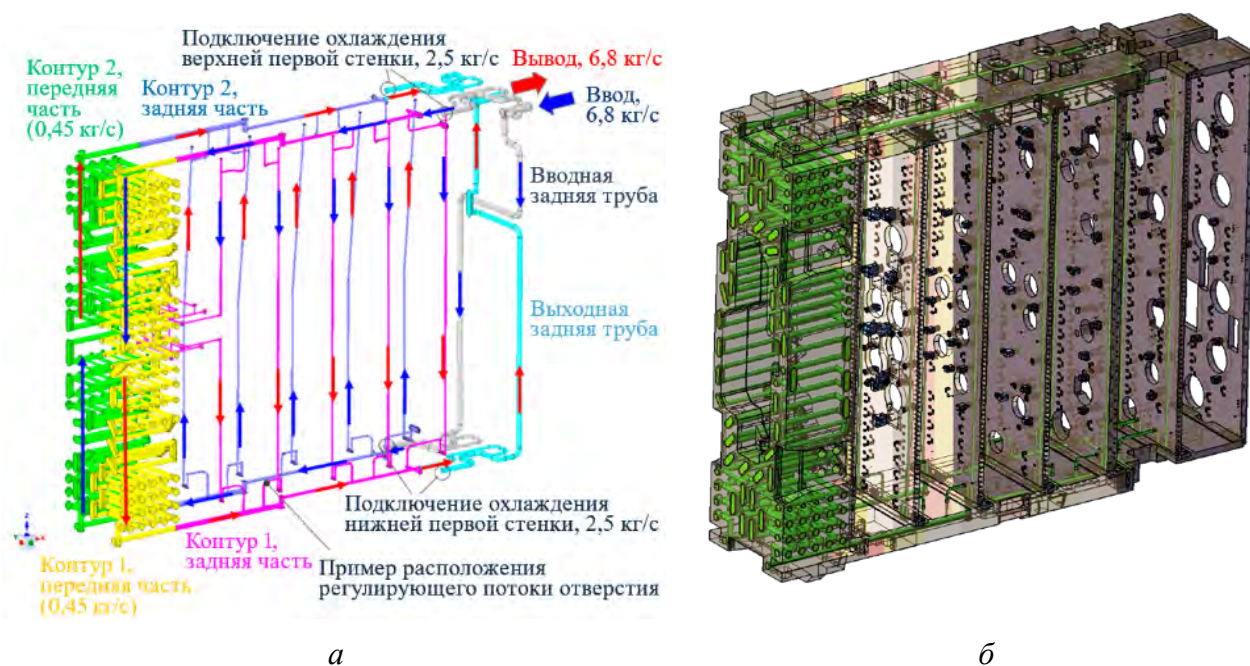


Рис. 3. Полупрозрачный корпус ДЗМ № 1 с выделенной сетью каналов охлаждения (а) и водяная схема ДЗМ № 2 (б, [10])

Для решения подобных производственных задач применяются преимущественно горизонтально-расточные центры с использованием специализированных, ружейных, свёрл с внутренними каналами для подачи охлаждающей жидкости. Отклонение от заданного значения параметра прямолинейности может привести к следующим событиям:

- нарушению требований МО ИТЭР [11, с. 9];
- изменению параметров гидравлической схемы устройства и, в лучшем случае, её внеплановому пересчёту;
- нарушению внутренней или внешней целостности системы (вскрытие соседних каналов или поверхности изделия);
- списанию всего изделия в брак;
- утонению стенок с последующим развитием аварийной течи охлаждающей жидкости первичного контура охлаждения термоядерной установки.

Фотография заготовки П-образного корпуса ДЗМ из поковки нержавеющей стали 316L(N)-IG (ITER Grade) [2] на этапе сверления представлена на рис. 4.

2. ОПИСАНИЕ КВАЛИФИКАЦИОННОГО МАКЕТА ДЗМ № 2

С точки зрения производственного цикла операция глубокого сверления является специальным процессом, квалификация которого обязательна перед началом изготовления поставочных комплектов деталей ядерной установки ИТЭР. Как правило, качество выполнения подобных операций непосредственно влияет на работоспособность изделий. В перечень операций, требующих предварительной аттестации или квалификации попадают сварка, пайка, все виды неразрушающего и разрушающего контроля и т.д.

В рамках процедуры квалификации исполнитель разрабатывает и согласует с МО ИТЭР полный пакет конструкторской и технологической документации для квалификационной детали, содержащей все характерные для итогового изделия конструкторские и технологические решения. По завершении выполнения всех производственных операций результат согласуется с МО ИТЭР, после чего исполнитель может приступить к изготовлению поставочных изделий.

В силу высокой плотности каналов охлаждения во фронтальной части ДЗМ, минимальной глубине залегания от поверхности, величина которой в отдельных случаях не превышает 6 мм (рис. 5), отдельным требованием к качеству выполнения процесса глубокого сверления является соблюдение параметра прямолинейности: отклонение оси инструмента на глубине сверления до одного метра не должно превышать двух миллиметров диаметра цилиндра отклонения ($\varnothing 2 \text{ мм}/1000 \text{ мм}$) [11, с. 9].

При этом с точки зрения общих конструкторско-технических решений, конструкции ДЗМ различных портов эквивалентны друг другу, что позволяет использовать в качестве квалификационного макета конструктивную часть ДЗМ № 2, элемент верхней направляющей корпуса (рис. 6), в конструкцию которой входят все основные типы каналов, представленные в финальных дизайнах всех разрабатываемых ИЯФ СО РАН [3, 4, 6] ДЗМов.



Рис. 4. Заготовка ДЗМ № 2 экваториального порта № 11, изготовленная из цельной поковки из стали 316L(N)-IG

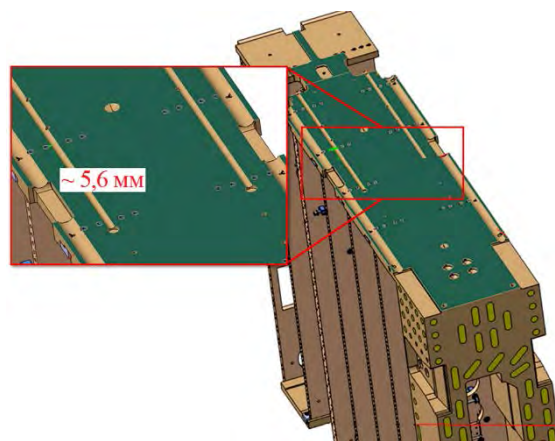


Рис. 5. Характерная глубина канала и расстояние до стенки верхней направляющей ДЗМ № 2 ЭПП № 11

Эскиз и общий вид квалификационного макета представлены на рис. 6 и 7 соответственно.

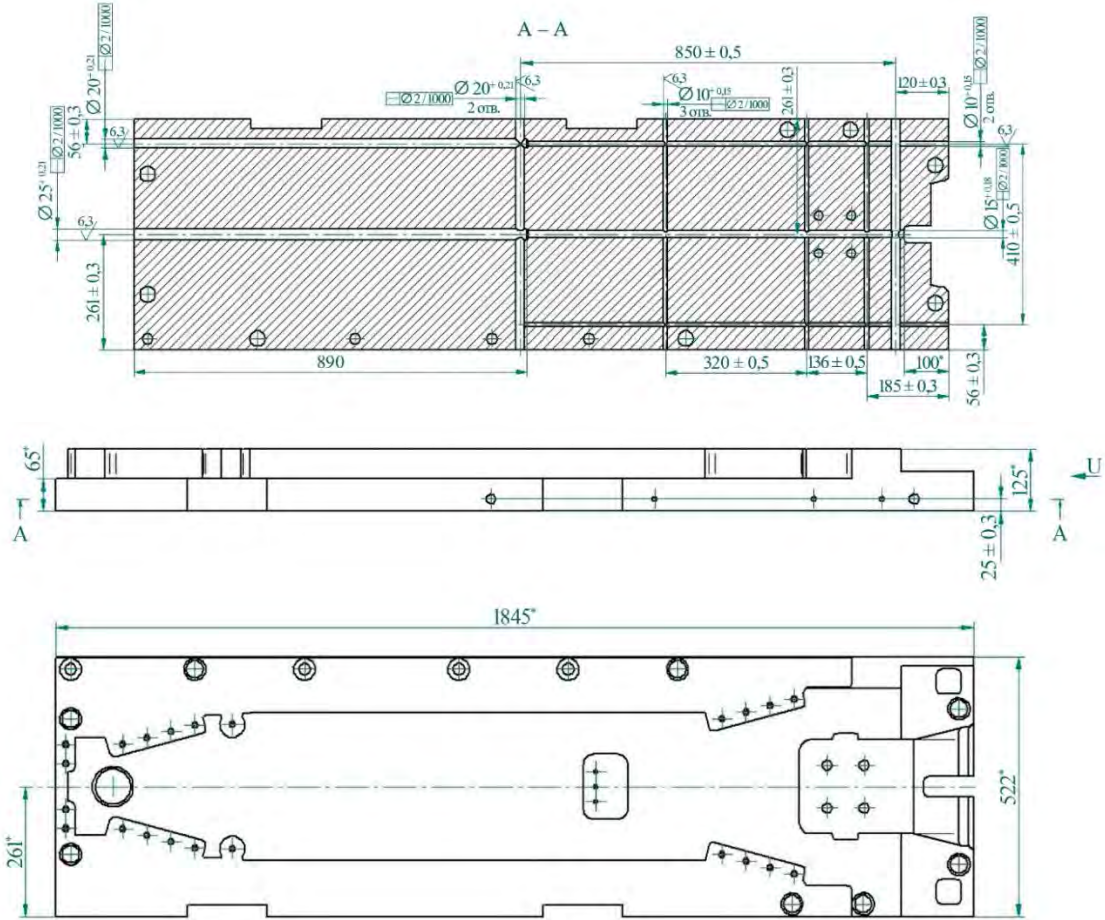


Рис. 6. Эскиз стального квалификационного образца для операций глубокого сверления



Рис. 7. Промежуточный этап производства квалификационного образца операций глубокого сверления, выполненного из стали 316L(N)-IG

При этом конструкция макета должна удовлетворять следующим основным требованиям:

- тестовый образец должен быть выполнен из материала поковки 316L(N)-IG, так как из этого материала будут изготовлены ДЗМ диагностических портов ИТЭР;

- макет должен быть выполнен при помощи тех же технологий и производственных процессов на площадке предприятия, что планируются для производства финального изделия, которое будет отправлено на площадку ИТЭР;

- квалификационный макет должен включать в себя, по крайней мере, несколько пересекающихся и сквозных каналов для проверки качества выполнения операции глубокого сверления;

- квалификационный макет должен быть подвергнут неразрушающим методам контроля (проверке геометрических размеров, визуальному контролю) для проверки на соответствие требованиям чертежа;

- критерии приёмки для квалификационного макета должны совпадать с критериями приёмки финального изделия.

3. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ КОНТРОЛЯ ПРЯМОЛИНЕЙНОСТИ

По результатам изготовления квалификационного образца была предложена методика контроля геометрических параметров системы охлаждения ДЗМ, основанная на определении отклонения от прямолинейности с использованием мобильных линейно-угловых средств измерений контактным методом (призмный отражатель) [12].

В настоящее время из всех существующих линейно-угловых средств измерений, удовлетворяющих применению в заводских условиях и обладающих высокими точностными характеристиками, наиболее подходящими являются лазерные трекеры.

В данном случае в качестве оптической измерительной системы использовалась мобильная координатно-измерительная система: лазерный трекер API Radian R-50 (рис. 8) и уголкового отражателя Repeatability Target — 0,5" (диаметр дополнительно обрабатывается в размер 9,8 мм) (рис. 9).

Основные характеристики прибора:

Пространственная погрешность определения отражателя, мкм ...	±10
Погрешность определения координат в пространстве, мкм/м ...	5
Максимальный рабочий диапазон измерений, м ...	80
Вес измерительной головки, кг ...	9
Рабочая температура, °С ...	От -10 до +45



Рис. 8. Лазерный трекер Radian R-50

Рис. 9. Уголкового отражателя Repeatability Target — 0,5"

Уголкового отражателя размещается на проходном оптическом калибре с исполнительными размерами $\varnothing 10,0160 \pm 0,0040$, $\varnothing 15,0160 \pm 0,0040$, $\varnothing 20,0190 \pm 0,0045$, $\varnothing 25,0190 \pm 0,0045$ согласно ГОСТ 21401-75 (табл. 97), ГОСТ 24853-81 (п. 2.2.2, ч. 2, табл. 1 и 2). Пример конструкции проходного оптического калибра приведён на рис. 10, фотографии калибров — на рис. 11. В соответствии с требованиями Вакуумного руководства ИТЭР [9], калибры выполнены из нержавеющей материалов.

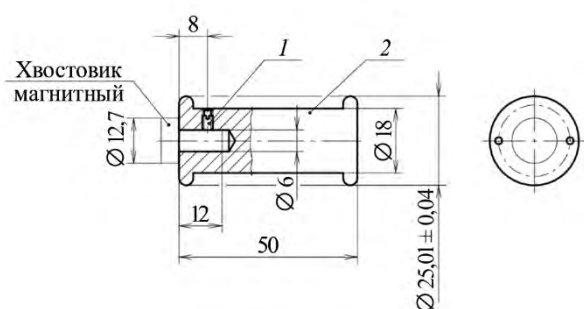


Рис. 10. Эскиз конструкции оптического калибра



Рис. 11. Оптические калибры с диаметрами 40, 25, 20, 15, 10 мм

Крупноблочная схема и расположение средств измерений, объекта и калибра с отражателем приведены на рис. 12, 13.

Общее описание процедуры контроля прямолинейности:

- размещение квалификационного образца на поверочной плите;
- определение базиса лабораторной системы координат при помощи лазерного трекера и специальных подставок под отражатель 1,5", размещённых на квалификационном образце и поверочной плите;

- размещение отражателя на проходном калибре со штангой (в случае сквозного отверстия) или на проходном калибре с «уздечкой» из проволоки нержавеющей стали 316L (в случае глухого отверстия) внутри исследуемого канала;
- позиционирование лазерного трекера напротив исследуемого отверстия с обеспечением свободного прохождения лазерного луча на всей его длине. Привязка позиции трекера к базису лабораторной системы координат и определение начальной точки контроля;
- проведение измерений положений отражателя производится после его полной остановки. В интерфейсе управления трекера ПО Spatial Analyzer используется режим stable point — измерения отражателя при его «стабильном» положении, если среднеквадратическая погрешность по 50 измерениям превышает 0,02 мм, измерения продолжают до достижения этого условия.

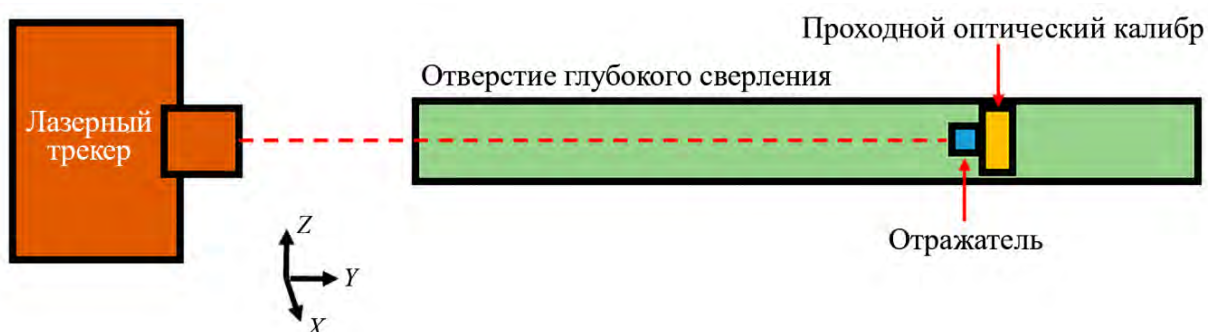


Рис. 12. Графическое представление процесса измерения прямолинейности каналов

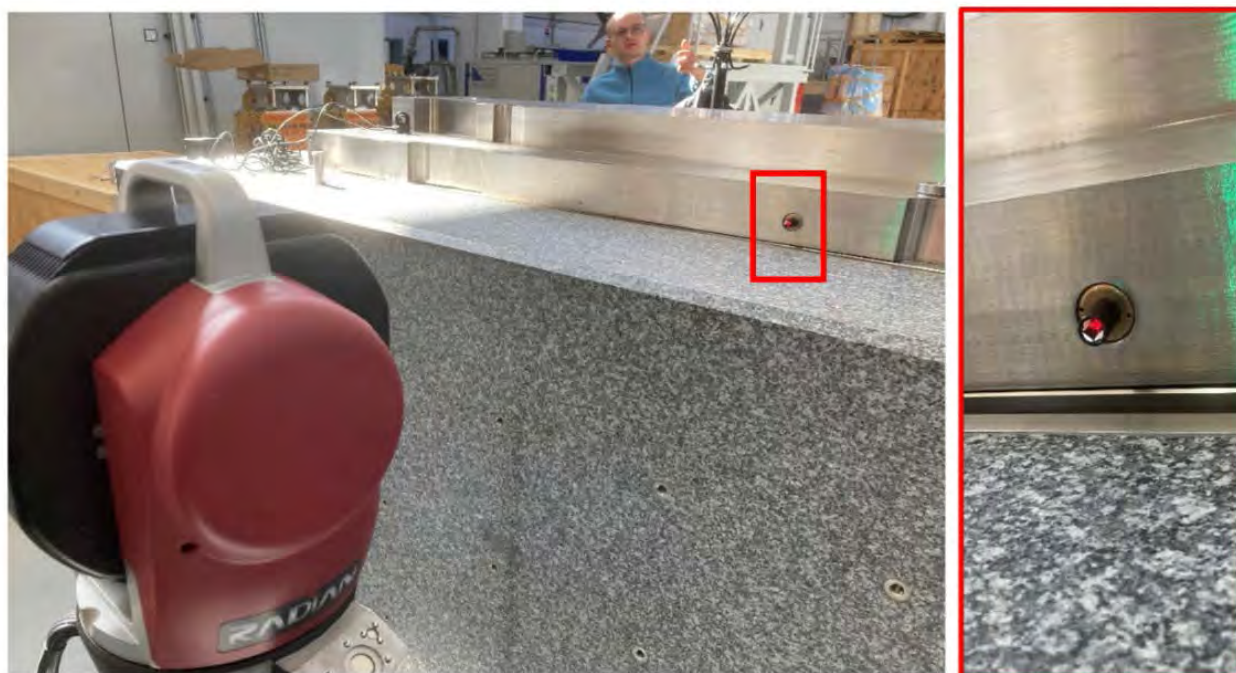


Рис. 13. Процесс проведения контроля

В ходе эксперимента трекер непрерывно отслеживает пучок лазерного излучения, отражённый от перемещаемого по каналу отражателя. Интервал между измерениями определяет оператор трекера, осуществляет помощник, перемещающий калибр с отражателем в контролируемом канале. Разброс продольного положения отражателя при повторных измерениях одного канала составил 10—15 мм. Процесс измерений показан на рис. 14.

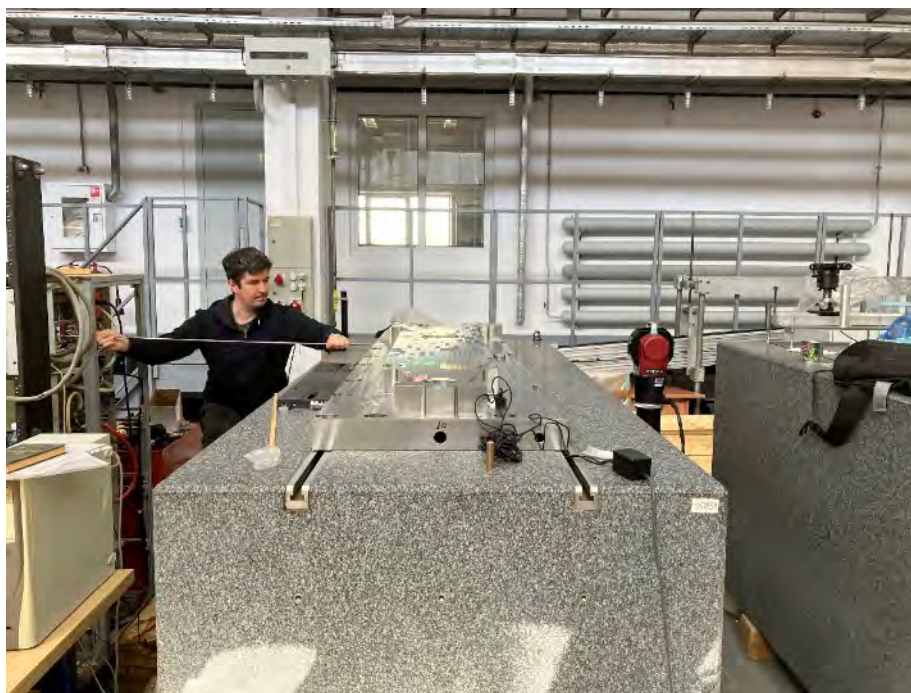


Рис. 14. Процесс контроля прямолинейности канала охлаждения. Квалификационный макет (в центре) размещён на поверочной гранитной плите. Лазерный трекер с правой стороны. Контролируемый канал расположен вдоль штанги в руках контролёра

4. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ

На рис. 15 показан эскиз квалификационного макета с сетью каналов охлаждения, среди которых выделено цветом три канала, проконтролированных в данном эксперименте.

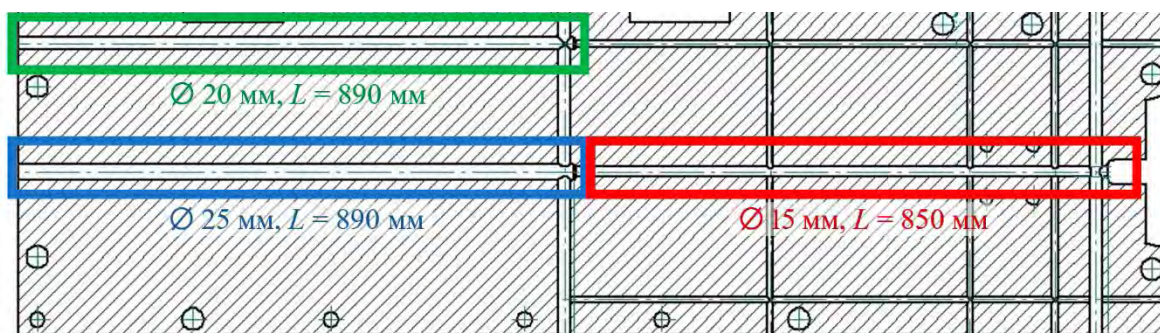


Рис. 15. Эскиз макета рамы ДЗМ № 2 ЭПП № 11

Графическое представление результатов измерений в среде программного обеспечения Spatial Analyzer показано на рис. 16. Для канала диаметром 20 мм и общей длиной 890 мм (выделен зелёным цветом) было снято 46 точек. Экспериментальная выборка для канала диаметром 25 мм и общей длиной 890 мм (выделен синим цветом) составила 43 точки. Для канала диаметром 15 мм и общей длиной 850 мм (выделен красным цветом) было зафиксировано 26 точек контроля. При этом взаимное положение каналов определено относительно опорных точек, расположенных на поверочной плите со среднеквадратической погрешностью 0,05 мм.

На квалификационном образце контроль прямолинейности выбранных каналов проводился по три раза без перестановки лазерного трекера для оценки повторяемости результатов измерений. Постановка лазерного трекера относительно измеряемого объекта выбиралась таким образом, чтобы минимизировать расстояние между трекером и отражателем, установленным в канале.

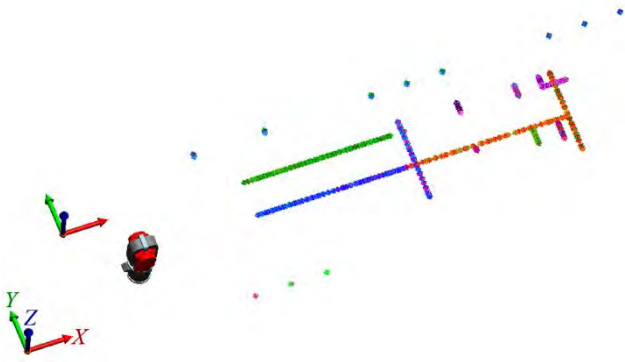


Рис. 16. Графическое представление результатов измерений

представлена размером точек и цветовой дифференциацией. Ориентация осей аналогична рис. 16. Например, на рис. 17 крупные, темно-фиолетовые точки — это точки, приближённые к наблюдателю, а более мелкие жёлтые — максимально удалённые. В идеальном случае сверточного процесса глубокого сверления все измеренные точки наложился бы одна на другую, сформировав виртуальную ось канала.

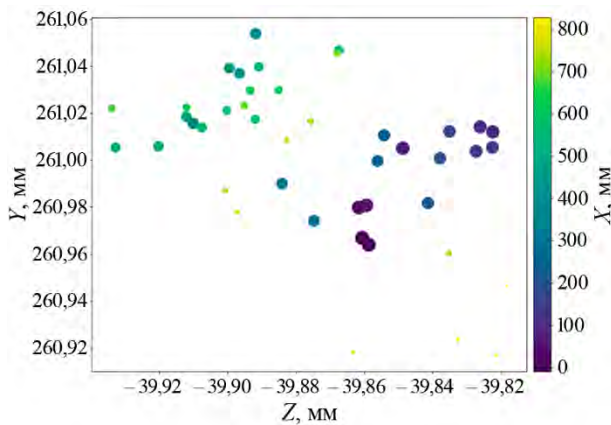


Рис. 17. Диаграмма рассеяния точек контроля оси канала (отклонения от прямолинейности канала) Ø25 мм. Максимальное отклонение и стандартное отклонение составляют: по оси Y ~0,130 мм и 0,033 мм, по оси Z ~0,120 мм и 0,032 мм. Требование к прямолинейности каналов Ø2 мм/1000 мм

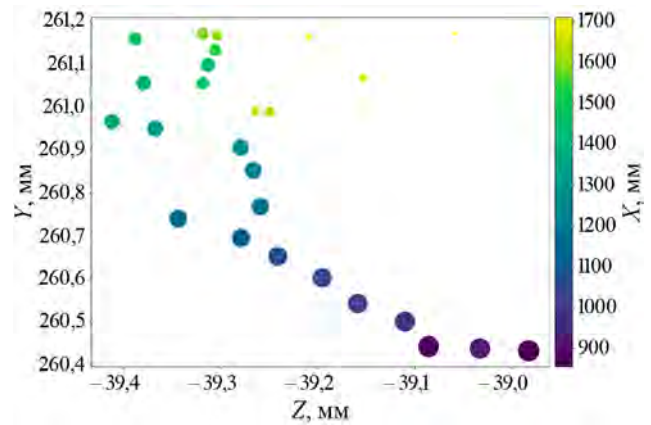


Рис. 18. Диаграмма рассеяния точек контроля оси канала Ø15 мм. Максимальное отклонение и стандартное отклонение составляют по оси Y ~0,740 мм и 0,255 мм, по оси Z ~0,430 мм и 0,112 мм. Требование к прямолинейности каналов Ø2 мм/1000 мм

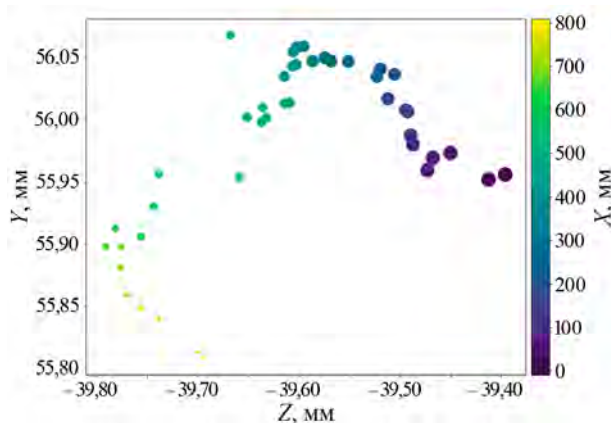


Рис. 19. Диаграмма рассеяния точек контроля оси канала Ø20 мм. Максимальное отклонение и стандартное отклонение составляют: по оси Y ~0,251 мм и 0,078 мм, по оси Z ~0,395 мм и 0,109 мм. Требование к прямолинейности каналов: Ø2 мм/1000 мм

На диаграмме точки контроля оси канала сгруппированы в прямоугольной области со сторонами, равными величинам максимального разброса значений по соответствующей координатной оси. Диаметр цилиндра отклонения (описанной окружности) равен диагонали прямоугольника и для измеренных каналов $\varnothing 25$, 15 и 20 мм соответственно составит 0,18, 0,86 и 0,47 мм, что в полной мере удовлетворяет требованиям прямолинейности ($\varnothing 2$ мм/1000 мм).

Анализ полученных данных позволяет оценить относительное отклонение каналов от прямолинейности. При этом все значения лежат в допустимых пределах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная методика позволяет проводить контроль прямолинейности как сквозных, так и глухих отверстий глубокого сверления, выполненных в теле нецилиндрических крупногабаритных изделий. Помимо этого, за один цикл испытаний проводится контроль как внешних габаритных размеров устройства, так и параметров глубоких отверстий, выполненных в данном изделии.

Новизна данного технического решения заключается в использовании в качестве оптоэлектронной системы измерений и обработки полученного электрического сигнала стандартного коммерческого измерительного оборудования с оптическими отражателями на специальных проходных калибрах, позволяющего контролировать сквозные отверстия общей длиной 2000 мм и диаметрами от 10 мм.

С использованием данной методики успешно пройдена квалификация процедуры глубокого сверления в ИЯФ СО РАН на полноразмерном макете из стали 316L(N)-IG.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER**. URL: <https://www.iter.org/> (дата обращения 26.01.2026).
2. **Shoshin A.**, Directives, codes, standards and other requirements applicable to the design and manufacture of components in the ITER project. — *Fusion Eng. Des.*, 2026, vol. 223, p. 115550.
3. **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.
4. **Shoshin A. et al.** Integration of ITER diagnostic ports at the Budker Institute. — *Fusion Eng. Des.*, 2022, vol. 178, p. 113114.
5. **Guirao J. et al.** Standardized integration of ITER diagnostics Equatorial Port Plugs. — *Ibid.*, 2019, vol. 146, p. 1548—1552.
6. **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.
7. **Рябченко К.К. и др.**, Изучение изменения магнитной проницаемости нержавеющей стали при различных технологических процессах. — *Сибирский физический журнал*, 2025, т. 20, вып. 1, с. 56—66.
8. **Shoshin A. et al.** Properties of boron carbide ceramics made by various methods for use in ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, part B, p. 2007—2010.
9. **ITER Vacuum Handbook**; <https://www.iter.org/technical-reports>, Reference: ITR- 19-004 (2019).
10. **55.QB** — Thermal Loads and Thermal, Hydraulic Analysis DSM-2. ITER_D_W62T2U, 2021.
11. **Technical Requirements Specification. APPENDIX B1_05 Cutting, Machining and Forming Requirements.** ITER_D_NFJJ2A, 2019.
12. **Бурдаков А.В., Гавриленко Д.Е., Иванцовский М.В., Буренков Д.Б., Рувинский Е.С., Сердаков Л.Е., Шощин А.А., Полянский А.В., Серёмин В.В., Бурдин П.Н., Ваулин Н.А., Ершов В.В., Крапивин В.С.** Методика контроля прямолинейности каналов охлаждения диагностических защитных модулей, входящих в состав экваториального порта № 11. Патент на изобретение № 2841591 (РФ). Заявка № 2024121069, 25.07.2024., опубл. 10.06.2025.



Дмитрий Евгеньевич Гавриленко, научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
D.E.Gavrilenko@inp.nsk.su



Александр Владимирович Бурдаков, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия; заведующий кафедры; НГТУ, 630073, Новосибирск, просп. К. Маркса, д. 20, Россия
A.V.Burdakov@inp.nsk.su



Максим Владимирович Иванцовский, старший научный сотрудник; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
M.V.Ivantsivsky@inp.nsk.su



Леонид Евгеньевич Сердаков, старший научный сотрудник, к.т.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева 11, Россия
L.E.Serdakov@inp.nsk.su



Андрей Викторович Полянский, с.н.с., к.т.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева 11, Россия
A.V.Polyanskiy@inp.nsk.su



Владимир Сергеевич Крапивин, инженер 1 категории; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева 11, Россия
V.S.Krapivin@inp.nsk.su



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



Юлий Сергеевич Суляев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия
Yu.S.Sulyaev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 19 февраля 2026 г.

После доработки 15 апреля 2026 г.

Принята к публикации 15 апреля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 52—62.



T-11M



УДК 543.2:543.34

**ВОЗДЕЙСТВИЕ ПЕРИФЕРИЙНОЙ D—Li-ПЛАЗМЫ
НА ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИОННУЮ КЕРАМИКУ В ТОКАМАКЕ T-11M
И ЕЁ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Н.Т. Джигайло¹, Д.И. Джигайло², В.Б. Лазарев¹, А.Н. Щербак¹

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

²ООО «АЛСИКО-ХИМСЕРВИС», Москва, Россия

Изучено взаимодействие периферийной D—Li-плазмы с элементами керамозащиты из электротехнического фарфора (ЭТФ; $x\text{Al}_2\text{O}_3\cdot y\text{SiO}_2$) на лимитерах токамака T-11M. Расчётная теоретическая оценка максимально возможного захвата лития — 6 мг (5 мкг/разряд). Авторская методика эксперимента, основанная на кислотном выщелачивании муравьиной кислотой продуктов взаимодействия ЭТФ с элементарным литием с поверхности демонтированных элементов керамозащиты, позволила получить практическую оценку сорбции Li, равную 3 мг (2,5 мкг/разряд) (~50% от теоретически рассчитанного значения), и сделать вывод о необратимом характере хемосорбции лития поверхностью ЭТФ. Хемосорбция Li сопровождается образованием метаалюмината лития (LiAlO_2) и протеканием химической транспортной реакции (ХТР), обусловленной переносом паров восстановленного алюминия потоком плазмы (практическая оценка эмиссии Al — 4 мг (3 мкг/разряд)) с последующим образованием Li—Al-интерметаллидов (преимущественно AlLi_5), в основном — на поверхности вертикального лимитера. Оценка выбывания Li из внутрикамерной циркуляции вследствие образования интерметаллидов с Al — 2,5 мг (2 мкг/разряд). Таким образом, практическая оценка общего необратимого связывания (и выбывания из циркуляции) Li — 5,5 мг (4,5 мкг/разряд). Создана и апробирована термодинамическая модель, адаптированная к высоким ($T \gg \Theta_D$) температурам, характерным для плазмы, и позволяющая прогнозировать протекание внутрикамерных процессов в токамаках. Для адаптации модели впервые использовали замену полиномиальных зависимостей теплоёмкостей (C_p) от температуры T на их расчёты по закону Джоуля—Коппа. Практическое значение работы состоит в том, что длительное использование элементов керамозащиты способствует наращиванию на поверхности ЭТФ химически инертной плёнки $\gamma\text{-LiAlO}_2$ in situ.

Ключевые слова: токамак T-11M, электротехнический фарфор (ЭТФ), шпинели, интерметаллиды, хемосорбция лития, химические транспортные реакции (ХТР), эмиссия алюминия, термодинамическое моделирование, закон Джоуля—Коппа.

**IMPACT OF PERIPHERAL D—Li-PLASMA ON ELECTRICAL
INSULATING CERAMICS IN THE T-11M TOKAMAK
AND ITS THERMODYNAMIC MODELING**

N.T. Dzhigailo¹, D.I. Dzhigailo², V.B. Lazarev¹, A.N. Scherbak¹

¹The JSC SRC RF “TRINITI”, Troitsk, Moscow, Russia

²The LLC “ALSICO-CHEMSERVICE”, Moscow, Russia

The interaction of peripheral D—Li-plasma with the protective ceramic elements of electrical porcelain, EP ($x\text{Al}_2\text{O}_3\cdot y\text{SiO}_2$) on the limiter of the T-11M tokamak has been studied. The calculated theoretical estimate of the maximum possible lithium capture is 6 mg (5 μg /discharge). The authors' experimental method, based on the acid leaching with formic acid of the products of the interaction of EP with elemental lithium from the surface of dismantled protective ceramic elements, allowed us to obtain a practical estimate of Li-sorption equal to 3 mg (2.5 μg /discharge) (~50% of the theoretically calculated value) and to conclude that lithium chemisorption by the EP-surface is irreversible. Li-chemisorption is accompanied by the formation of lithium meta-aluminate (LiAlO_2) and by the occurrence of the chemical transport reaction (CTR) due to the transfer of reduced aluminum vapors by the plasma flow (practical estimation of Al-emission — 4 mg (3 μg /discharge)) with the subsequent formation of Li—Al-intermetallics (mainly, AlLi_5), mainly on the surface of the vertical limiter. The assessment of Li removal from the in-chamber circulation due to the formation of intermetallic compounds with Al is 2.5 mg (2 μg /discharge). Thus, the practical assessment of the total irreversible binding (and removal from circulation) of Li is 5.5 mg (4.5 μg /discharge). The thermodynamic model has been created and tested, which is adapted to the high ($T \gg \Theta_D$) temperatures, typical for plasma, and which permits the prediction of in-chamber processes

in tokamaks. To adapt the model, the authors were the first, who substituted polynomial dependencies of heat capacities (C_p) on temperature T by their calculations according to the Joule—Kopp's law. The practical value of the work is that the long-term use of the protective ceramic elements promotes the growth of the chemically-inert film of γ -LiAlO₂ on the EP-surface in situ.

The keywords: tokamak T-11M, electrical porcelain (EP), spinels, intermetallics, lithium chemisorption, chemical transport reactions (CTRs), aluminum emission, thermodynamic modeling, Joule—Kopp's law.

1. ВВЕДЕНИЕ

Успешно проведённые эксперименты последних десятилетий с использованием лития на таких термоядерных установках, как EAST, TFTR, T-11M, T-10, CDX-U, FTU [1—7], показали перспективное применение лития, выражающееся в улучшении плазменных характеристик. Однако использование лития в токамаках-реакторах требует дальнейшего изучения физико-химических процессов, происходящих при воздействии периферийной D—Li-плазмы на внутрикамерные элементы термоядерных установок, для предотвращения накопления как продуктов эрозии в вакуумной камере, так и, что самое главное, трития в осаждённых материалах.

Одним из таких внутрикамерных элементов является электроизоляционная керамозащита, выполненная в случае токамака T-11M из электротехнического фарфора (ЭТФ) [8].

Целями работы, отражённой в настоящей статье, являлись экспериментальное подтверждение и дальнейшее изучение предложенных в [8] механизмов физико-химических процессов, происходящих при взаимодействии периферийной D—Li-плазмы с материалом электроизоляционной керамозащиты (ЭТФ), и количественный анализ их влияния:

— на величины эмиссии алюминия и кремния (их массы, уносимые плазменным потоком) из используемой электроизоляционной керамики (ЭТФ);

— на необратимое связывание лития: в алюмосодержащие шпинели и, возможно, силикаты — на поверхности элементов керамозащиты и в интерметаллиды — на поверхности вертикального лимитера в камере токамака, а также создание термодинамической модели, адекватной температурным условиям, возникающим при внутрикамерных разрядах ($T \gg 5$ эВ), и обладающей высоким прогностическим потенциалом по отношению к соответствующим физико-химическим процессам.

Авторы придерживались следующего алгоритма исследования:

- теоретическая оценка внутрикамерной сорбции лития элементами керамозащиты;
- разработка методики количественного смыва и определения сорбированного Li;
- исследование характера сорбции Li;
- установление механизма сорбции Li;
- критический обзор литературы по термодинамике установленных сорбционных процессов Li;
- разработка собственной термодинамической модели и оценка её адекватности.

Методами химической термодинамики показано влияние условий разряда (энергии частиц Li) на процессы, протекающие на поверхности керамозащиты (ЭТФ).

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА, ПРОВЕДЁННОГО НА ТОКАМАКЕ T-11M

Токамак T-11M (рис. 1) — это лимитерный токамак круглого сечения со следующими параметрами: большой радиус $R = 0,7$ м, малый радиус $a = 0,2$ м, тороидальное магнитное поле $B_t = 1$ Тл, ток плазмы $I_p = 70$ кА. На токамаке T-11M используются литиевые лимитеры вертикального и продольного исполнения. При исследовании процессов взаимодействия плазмы использовали продольный литиевый лимитер на основе капиллярно-пористой системы (КПС). Экспериментальная серия включала $N = 1200$ разрядов, средняя длительность единичного разряда $\tau = 180$ мс.

На рис. 2 представлены как вновь установленные элементы электроизоляционной керамозащиты (белые цилиндрические трубочки, “N” — “New”), ещё не подвергавшиеся воздействию периферийной

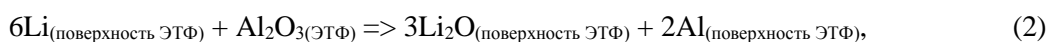
плазмы T-11M в ходе разрядов, так и элементы после такой экспозиции (коричневые цилиндрические трубочки, “O” — “Old”), демонтаж и замену которых ещё не производили. Наблюдаемое изменение окраски свидетельствует о вовлечении материала керамозащиты (ЭТФ) в физико-химические процессы. В то же время, следует отметить, что изменение окраски затрагивает лишь поверхностный слой фрагментов керамозащиты (см. рис. 2, б).

В работе [8] данному факту предложено объяснение в рамках протекания внутрикамерных ХТР в условиях «жёсткой компоновки» — без экранирования стальной фольгой элементов ЭТФ-керамозащиты, на поверхности которых осаждаются литий из периферийной D—Li-плазмы:



причём данный процесс является обратимым до тех пор, пока осевший литий не прореагирует с компонентами ЭТФ.

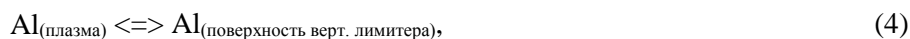
Так, при взаимодействии лития и оксида алюминия образуются оксид лития и элементарный алюминий:



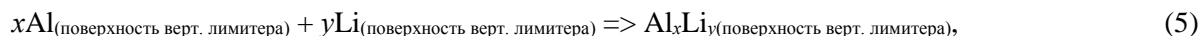
последний уносится плазменным потоком:



и таким образом попадает на внутрикамерные поверхности, например:



где образует интерметаллиды с элементарным литием [8]:



тогда как образовавшийся на поверхности ЭТФ-керамозащиты оксид лития (Li_2O) необратимо связывается с оксидом алюминия (Al_2O_3), входящим в состав ЭТФ [9], на восстановление которого по реакции (2) не хватило элементарного Li, с образованием алюминатов лития (алюмолитиевых шпинелей):

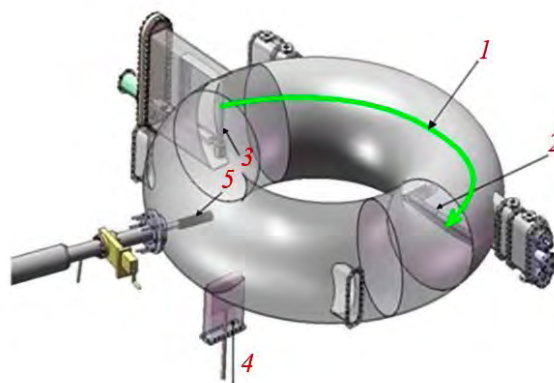
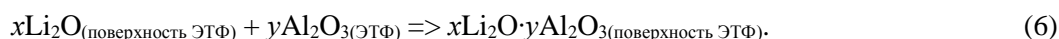


Рис. 1. Общая схема токамака T-11M на примере конфигурации «Вертикальный лимитер + коллекторная мишень + продольный лимитер»: 1 — направление потока ионов лития; 2 — продольный литиевый лимитер; 3 — вертикальный литиевый лимитер; 4 — графитовый лимитер; 5 — коллекторная мишень

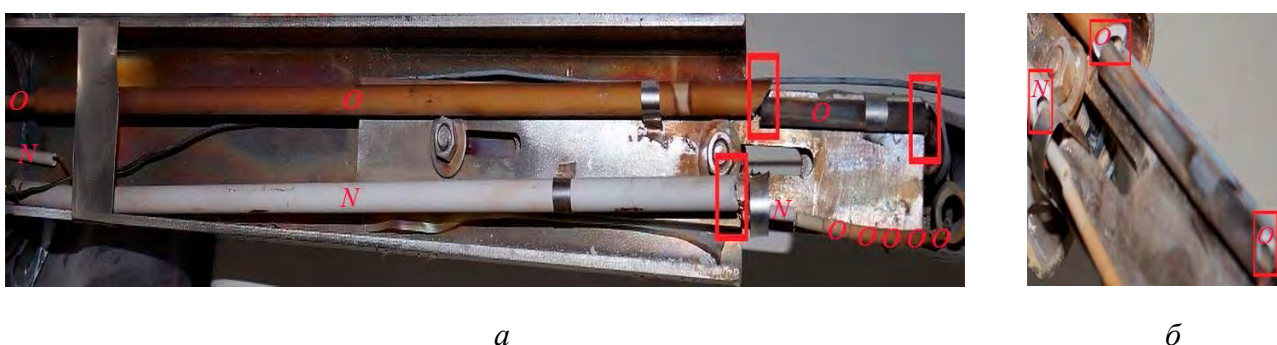


Рис. 2. Фрагменты электроизоляционной керамозащиты (ЭТФ): вид вдоль (а) и на сечения (□) (б) элементов электроизоляционной керамики (ЭТФ) на продольном лимитере, как вновь установленных (“N”), так и оставшихся после проведения 1200 пусков (разрядов) (“O”)

Отметим (табл. 1), что элементарный алюминий является гораздо более летучим, чем оксид лития (одинаковые $P_{\text{паров}}$ достигаются при уровнях T меньше на 120—350 °C), вследствие значительно большей мольной теплоты испарения последнего.

Таблица 1. Данные для сравнения летучести Al и Li₂O

Вещество и его агрегатное состояние	Энтальпия кипения (возгонки), кДж/моль	$T_{\text{кип. (возг.)}}$, °С	$P_{\text{насыщ. пара}}$ (Па) при $T_{\text{кип. (возг.)}}$	T , °С, при которой в процессе кипения (возгонки) достигается $P_{\text{пара}}$, соответствующее внутрикамерному давлению*	
				1×10^{-4} Па (без плазмы) [8]	1×10^{-2} Па (с плазмой) [8]
Al _(ж)	284,1 (кип.) [8]	2520 (кип.) [8]	101 325	763 (кип.) [8, 10]	932 (кип.) [10]
Al _(тв)	310,3 (возг.) [11]	660 (возг. при $T_{\text{пл}}$) [11]	$3 \cdot 10^{-7}$ (возг. при $T_{\text{пл}}$) [11]	819 ($> T_{\text{пл}}$)** [10]	989 ($> T_{\text{пл}}$)** [10]
Li ₂ O _(ж)	411,3 (кип.) [12]	2856 (кип.) [13]	101 325	1081 (кип.) [10]	1276 (кип.) [10]
Li ₂ O _(тв)	460,2 (возг.) [12]	500 (возг.) [12]	$1 \cdot 10^{-15}$ [12]	923 (возг.) [10]	1056 (возг.) [10]
		1000 (возг.) [12]	$1 \cdot 10^{-3}$ [12]	936 (возг.) [10]	1071 (возг.) [10]
		1427 (возг. при $T_{\text{пл}}$) [12]	1,75 (возг. при $T_{\text{пл}}$) [12]	1035 (возг. при $T_{\text{пл}}$) [10]	1194 (возг. при $T_{\text{пл}}$) [10]

*Расчёты проводили с использованием программного обеспечения [10], основанного на уравнении Клапейрона—Клаузиуса, по аналогии с расчётом температуры (763 °С) достижения $P_{\text{Al}} = 1 \cdot 10^{-4}$ Па, проведённым в работе [8]. Необходимые физико-химические данные взяты из источников [8, 11—13].

**При $T_{\text{возг}} > T_{\text{пл}}$ искомое значение P не может быть получено при возгонке, а только при кипении.

Внешние признаки реакции (6) подробно описаны ранее [8, 14—15]. Именно шпинелеобразованием (Li₅AlO₄ и LiAlO₂) авторы [14] объясняют тёмно-коричневую окраску продуктов реакции элементарного Li с Al₂O₃, что хорошо согласуется с представленной на рис. 2, б окраской фрагментов внутрикамерной керамозащиты токамака T-11M после пусков (разрядов), а наблюдавшееся [8] на вертикальном лимитере образование золотисто-бронзовых наслоений с молярным соотношением Al:Li ≈ 1:5 отлично соответствует описанному в литературе [16—18] интерметаллиду состава AlLi₅.

3. АЛГОРИТМ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОСЛЕ СЕРИИ РАЗРЯДОВ

Для достижения поставленных в статье целей представлялось необходимым:

3.1) провести теоретическую оценку сорбции лития внутрикамерными элементами керамозащиты (ЭТФ-поверхностями);

3.2) разработать методику количественного смыва сорбированного лития и возможных элементов, химически связанных с ним, с последующим определением их в элюате;

3.3) используя разработанную методику:

3.3.1) провести практическую оценку сорбции лития и сравнить её с теоретической;

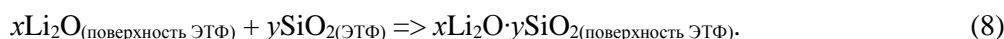
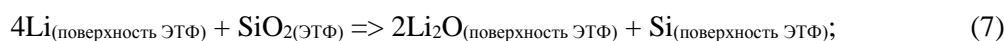
3.3.2) установить характер сорбции лития — физический или химический (хемосорбция), при установленном хемосорбционном характере:

3.3.3) определить преобладающий механизм связывания Li (в алюминаты либо в силикаты) и соответствующие ему ХТР (с восстановлением и последующим переносом алюминия либо кремния);

3.4) провести критический обзор отечественных и зарубежных работ по термодинамике образования алюминатов (или силикатов) лития и разработать термодинамическую модель на его основе;

3.5) оценить адекватность созданной термодинамической модели, соотнеся образующиеся на поверхности ЭТФ-керамозащиты индивидуальные соединения лития с результатами моделирования.

Установление преобладающего механизма связывания Li (п. 3.3.3.) весьма важно, так как, согласно [19], альтернативами реакций (2) и (6) могут являться процессы восстановления элементарного кремния из его диоксида (SiO₂), входящего в состав ЭТФ, и последующее образование силикатов лития ($x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{SiO}_2$) соответственно:



В этом случае в процессах переноса (3)—(4) место алюминия (Al) займёт кремний (Si), а вместо интерметаллидов состава Al_xLi_y , образующихся согласно (5) на поверхности лимитера, следует ожидать образования силицидов лития (Li_xSi_y) [19, 20].

В свою очередь, зная величину сорбции Li на элементах керамозащиты и установив механизм ХТР, можно сделать выводы о величине необратимого выбывания лития из внутрикамерной циркуляции, о деградиционных процессах материала керамозащиты и о том, какими химическими элементами и насколько может быть загрязнена плазма в момент разрядов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Теоретический расчёт максимально возможного захвата (сорбции) лития элементами керамозащиты (п. 3.1) проводили по формуле

$$m(Li)_{\max, \text{sorb. (ЭТФ)}} = (A_{Li}/N_A) \langle \Gamma_{Li} \rangle \tau_{\Sigma} S_{\text{eff}}, \quad (9)$$

где $A_{Li} = 6,94$ г/моль = $6,94 \cdot 10^3$ мг/моль — атомная масса лития; $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ частиц/моль — число Авогадро; $\langle \Gamma_{Li} \rangle \approx 2 \cdot 10^{16}$ частиц/(см²·с) — удельный поток исходящих с эмиттера частиц лития на периферии плазменного шнура в области расположения элементов керамической электроизоляции; $\tau_{\Sigma} = N\tau$ — общее время экспозиции керамической электроизоляции в режиме разряда, где $N \approx 1200$ — количество разрядов; $\tau = 180$ мс = $1,8 \cdot 10^{-1}$ с — средняя длительность единичного разряда; $S_{\text{eff}} = \pi DL/2 \approx 126$ см² — эффективная площадь (площадь проекции элементов керамической электроизоляции на пути потока плазмы), вычисленная по формуле площади поверхности полуцилиндра, где $\pi D/2$ — длина его полуокружности, а L — образующей: $D = 8$ мм = $8 \cdot 10^{-1}$ см — внешний диаметр керамозащитного (ЭТФ) цилиндра, $L \approx 1 \cdot 10^2$ см — общая длина элементов керамозащиты продольного лимитера (образующая).

Подставив данные в (9), получаем «верхнюю» оценку захвата лития поверхностью внутрикамерной электроизоляционной керамики за 1200 разрядов: $m(Li)_{\max, \text{sorb. (ЭТФ)}} \approx 6$ мг, что соответствует ~ 50 мкг/см², или $\sim 0,04$ мкг/(см²·разряд) при пересчёте на единицу площади проекции.

Для экспериментального определения количества лития, практически захваченного (сорбированного) внутрикамерными элементами керамозащиты (п. 3.3.1), а также для выяснения характера такой сорбции (п. 3.3.2) предложена авторская методика кислотного выщелачивания лития и возможных продуктов его взаимодействия с материалом ЭТФ-керамозащиты муравьиной кислотой (п. 3.2).

После завершения пусков и вскрытия камеры токамака произвели частичный демонтаж элементов электроизоляционной керамозащиты (см. рис. 2, б). Демонтированные фрагменты поместили в герметично закрывающийся контейнер из инертного пластика (полипропилена) и залили 38%-ным раствором муравьиной кислоты (ч.д.а.), выдержав 48 ч при комнатной температуре (20—25 °С). При этом произошло восстановление исходной белой окраски фрагментов. Элюат (смывной раствор) слили и выпарили, получив сухой остаток*.

Затем в Лаборатории микроанализа Института элементорганических соединений имени А.Н. Несмеянова Российской академии наук (ЛМА ИНЭОС РАН) методом атомно-абсорбционной спектроскопии с электротермической атомизацией пробы (ААС-ЭТА) выполнили элементный анализ сухого остатка после его предварительного озоления (1200 °С) в платиновом тигле до постоянной массы. Определили содержание оксидов следующих элементов: Li, Al, Si, K и Na.

Содержание оксида лития (Li_2O) в озолённом сухом остатке составило 12,7% масс., в пересчёте на элемент (Li) — 5,9% масс., что соответствовало 1,2 мг элементарного Li. Зная длину фрагментов демонтированной ЭТФ-керамозащиты (0,38 м), с поверхности которых проведено кислотное выщелачивание,

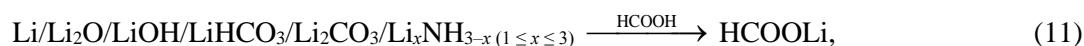
*Оставшиеся в контейнере фрагменты керамозащиты повторно обработали раствором муравьиной кислоты при прежних условиях с последующим отделением и выпариванием элюата. Сухой остаток при этом отсутствовал, что свидетельствовало о полном удалении лития и его соединений из демонтированных фрагментов керамозащиты в ходе первого элюирования (смыва).

а также полную длину элементов ЭТФ-керамозащиты на продольном лимитере (~1 м), оценили реальную массу лития, захваченную всеми элементами керамозащиты в продольном лимитере за 1200 разрядов (п. 3.3.1):

$$m(\text{Li})_{\text{real.sorb(ЭТФ)}} = (1 \text{ м}/0,38 \text{ м}) \cdot 1,2 \text{ мг} \approx 3 \text{ мг Li}, \quad (10)$$

что соответствует 24 мкг/см², или 0,02 мкг/(см²·разряд), и составляет ~50% от $m(\text{Li})_{\text{max.sorb(ЭТФ)}}$, рассчитанной теоретически, согласно (9).

Выбор авторами муравьиной кислоты (НСООН) в качестве агента кислотного выщелачивания обусловлен тем, что, являясь самой сильной из карбоновых кислот [21], она переводит в смывной раствор (элюат) не только элементарный литий (Li), осевший на ЭТФ-керамозащите, но и возможные продукты его окисления [8, 22—23]: оксид (Li₂O), гидроксид (LiOH), (гидро)карбонат (LiНСО₃/Li₂СО₃), нитрид, имид и амид (Li_xNH_{3-x}, где 1 ≤ x ≤ 3):



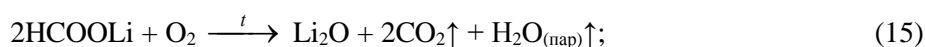
что ожидаемо в случае физической сорбции Li, но и предполагаемые в случае хемосорбции (п. 3.3.2) продукты его взаимодействия с ЭТФ – алюминаты и силикаты лития:



не реагируя при этом с оксидами, входящими в состав ЭТФ, который является относительно кислотоустойчивым материалом [9]:



Важно, что именно формиаты лития (НСOOLi) и алюминия ((НСOО)₃Al), перешедшие в элюат, а после его выпаривания — в сухой остаток, в процессе озоления последнего легко переходят в оксиды соответствующих металлов (Li₂O и Al₂O₃):



а золь кремниевых кислот (ySiO₂·zH₂O) при прокаливании обезвоживается, также переходя в соответствующий оксид (SiO₂):



Таким образом, анализ оксидного состава озолённого сухого остатка (рис. 3) позволяет сделать вывод о природе сорбции Li на элементах электроизоляционной керамики: если близкое к количественному (100% масс.) содержание Li₂O свидетельствовало бы о преимущественно физическом характере сорбции Li, то совместное обнаружение Li₂O с Al₂O₃ и/или SiO₂ в сопоставимых долях, напротив, доказывает хемосорбционный механизм, сопровождающийся химическим вовлечением материала ЭТФ в процесс захвата Li (п. 3.3.2).

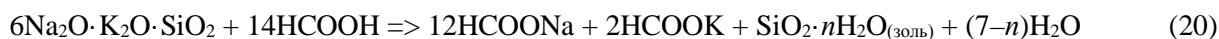
Для определения преобладающего механизма связывания Li (в алюминаты либо в силикаты) (п. 3.3.3) воспользуемся мольными соотношениями оксидов в прокаленном остатке, представленными на рис. 3, б):

$$\text{Na}_2\text{O}:\text{K}_2\text{O}:\text{SiO}_2:\text{Li}_2\text{O}:\text{Al}_2\text{O}_3 = (36 \pm 5):(4 \pm 1):(6 \pm 1):(28 \pm 4):(26 \pm 4) \approx 6:1:1:4,5:4,5, \quad (18)$$

что соответствует

$$(6\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{K}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2):\text{LiAlO}_2 = 1:9, \quad (19)$$

где 6Na₂O·K₂O·SiO₂ (~10 моль%) — стеклофаза, соответствующая одинарному стеклу (6Na₂O·CaO·SiO₂), в составе которого оксид кальция (CaO) замещён оксидом калия (K₂O), что обусловлено совместимостью их подрешёток Браве [25] и приводит к снижению кислотоустойчивости такой фазы [26], из-за чего она и перешла в элюат:



в виде формиатов натрия и калия, а также золя кремниевых кислот (вновь перешедших при озолении в соответствующие оксиды по реакциям, аналогичным (15), и реакции (17)), а LiAlO_2 ($\equiv 0,5\text{Li}_2\text{O} \cdot 0,5\text{Al}_2\text{O}_3$) (~90 моль%) — метаалюминат лития (шпинель), перешедший в элюат по реакции (12) с последующим переходом формиатов лития и алюминия в соответствующие оксиды по реакциям (15) и (16).

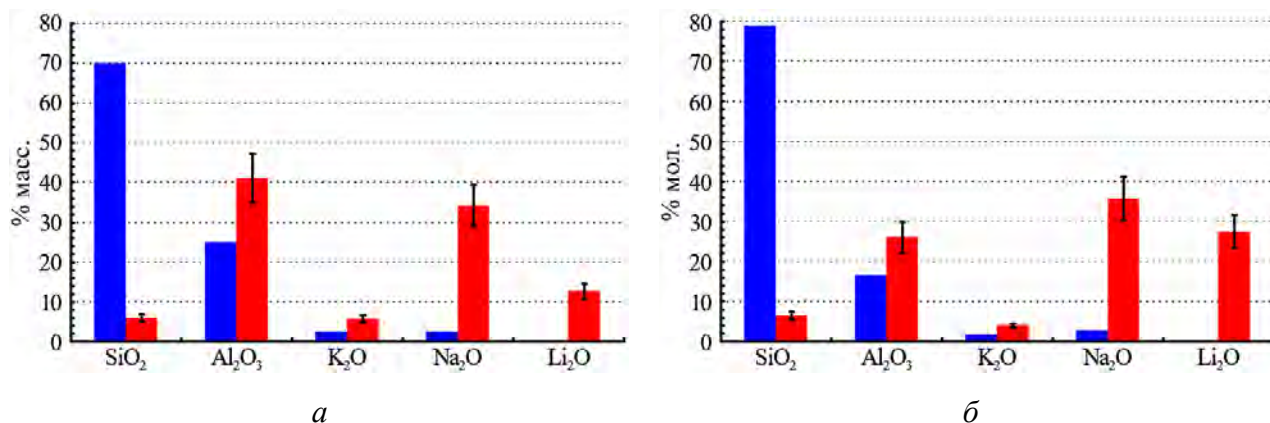


Рис. 3. Оксидные составы исходного ЭТФ [9] (■) и озолённого сухого остатка (■), полученного выпариванием элюата (смыва) с внутрикамерных фрагментов ЭТФ после 1200 разрядов, приведённые в массовых (а) и мольных % (б) с учётом (I) относительной стандартной погрешности метода ААС-ЭТА $S_r \leq 0,15$ [24]

Таким образом, анализ (ААС-ЭТА) озолённого сухого остатка позволил сделать вывод как о хемосорбционном характере захвата лития (п. 3.3.2), так и о преобладающем механизме внутрикамерных ХТР (1)—(6), реализующем без участия процессов (7) и (8), о чём свидетельствует соотношение оксидов, которое практически исключает наличие силикатов лития ($x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{SiO}_2$) в модифицированном разрядами поверхностном слое ЭТФ.

Образование стеклофазы ($6\text{Na}_2\text{O} \cdot \text{K}_2\text{O} \cdot \text{SiO}_2$) обусловлено потерями оксида алюминия (Al_2O_3) поверхностным слоем ЭТФ в ходе разрядов (как вследствие восстановления Al_2O_3 литием (2) с последующей эмиссией алюминия в плазму (3), так и вследствие шпинелеобразования с оксидом лития (6)) и спеканием оставшихся оксидов (Na_2O , K_2O и SiO_2) в наиболее устойчивом соотношении (6:1:1).

Установление доминирующего механизма ХТР позволило:

- рассматривать именно Al в качестве основного элемента-загрязнителя плазмы;
- рассчитать реальную эмиссию алюминия в плазму, основываясь на реакции (2) и реальной массе лития (3 мг), захваченного ЭТФ-керамозащитой за 1200 разрядов (10):

$$m(\text{Al})_{\text{real,emit}} = (2/6)(m(\text{Li})_{\text{real,sorb(ЭТФ)}}/A_{\text{Li}})A_{\text{Al}} \approx 4 \text{ мг}, \quad (21)$$

что соответствует ~ 30 мкг/см², или 0,025 мкг/(см²·разряд), где $A_{\text{Li}} = 6,94 \cdot 10^3$ мг/моль — атомная масса лития, $A_{\text{Al}} = 2,698 \cdot 10^4$ мг/моль — атомная масса алюминия;

- получить «верхнюю оценку» дополнительного необратимого связывания и выбывания из внутрикамерной циркуляции лития, обусловленного хемосорбцией алюминия на литийсодержащих поверхностях (главным образом — лимитера), исходя из процессов (4)—(5) и аргументов [8] в пользу преимущественного образования интерметаллида состава AlLi_5 :

$$m(\text{Li})_{\text{max,bond(Al)}} = 5(m(\text{Al})_{\text{real,emit}}/A_{\text{Al}})A_{\text{Li}} \approx 5 \text{ мг (4 мкг/разряд)}. \quad (22)$$

Полученная оценка является «верхней», так как сделана в предположении, что весь реально эмитированный с ЭТФ в плазму Al (21) оказался химически связан с Li на внутрикамерных поверхностях, причём именно в форме пенталитиевого интерметаллида (AlLi_5);

- оценить общую реальную массу Li, подвергшегося необратимой хемосорбции и выбывшего из внутрикамерной циркуляции за 1200 разрядов:

$$m(\text{Li})_{\text{real,(sorb.ЭТФ+bond.Al)}} = m(\text{Li})_{\text{real,sorb(ЭТФ)}} + m(\text{Li})_{\text{real,bond(Al)}} \approx 5,5 \text{ мг (или 4,5 мкг/разряд)}, \quad (23)$$

где, согласно (10), реальная масса лития, захваченного ЭТФ-керамозащитой за 1200 разрядов ($m(\text{Li})_{\text{real.sorb(ЭТФ)}}$), составила 3 мг, а реальная масса лития, перешедшего в алюмолитиевые интерметаллиды ($m(\text{Li})_{\text{real.bond(Al)}}$):

$$m(\text{Li})_{\text{real.bond(Al)}} \approx \frac{1}{2} m(\text{Li})_{\text{max.bond(Al)}} = 2,5 \text{ мг (или 2 мкг/разряд)}, \quad (24)$$

если считать реальное связывание Li с Al в интерметаллиды близким к 50% от максимально возможного, как и в случае хемосорбции Li на поверхности ЭТФ (9)—(10).

Создание термодинамической модели (п. 3.4), адекватно описывающей внутрикамерные процессы образования алюминатов лития на поверхностях керамозащиты (ЭТФ), потребовало критического анализа имеющихся отечественных и зарубежных работ по данной тематике.

Ранее в ряде отечественных [7, 27] и зарубежных [28—29] работ уже использовались термодинамические расчёты для объяснения внутрикамерных процессов в токамаках-реакторах.

Так, например, итальянские исследователи [28] сопоставляли энергии Гиббса для реакций образования $\text{Li}_2\text{O}_{(\text{тв})}$ из $\text{Li}_{(\text{тв})}$ и $\text{O}_{2(\text{г})}$ (–34,13 кДж/моль) и $\text{Li}_2\text{CO}_{3(\text{тв})}$ из $\text{Li}_2\text{O}_{(\text{тв})}$ и $\text{CO}_{2(\text{г})}$ (–103,34 кДж/моль) с составом внутрикамерной пыли (1—5 и 49—84% масс. соответственно). Следует, однако, отметить, что в [28] рассчитаны стандартные энергии Гиббса ($\Delta_f G_{298}^0$) реакций, справедливые при $P = 1$ атм. (101 325 Па) и $T = 298$ К (25 °С), которые адекватно описывают процессы окисления лития компонентами воздуха уже во вскрытой камере токамака, но не в режиме прогрева внутрикамерных элементов или разряда.

Другие исследования учитывали влияние внутрикамерной температуры [7, 27, 29] и парциальных давлений компонентов газовой смеси [7, 29]. Так, И.Е. Люблинский с соавторами [7] использовали математический аппарат, связывающий энергию Гиббса элементарного лития с внутрикамерной температурой и парциальным давлением его паров, для расчётов величины последнего. Авторы [7] также сопоставили значения свободных энергий Гиббса ($\Delta_f G$) потенциальных продуктов окисления лития компонентами воздуха (Li_3N , Li_2O , Li_2CO_3) при температуре прогрева внутрикамерных элементов токамака (~500 °С) с их экспериментально определёнными соотношениями, продемонстрировав высокий прогностический потенциал значений $\Delta_f G$. На основе сопоставления свободных энергий Гиббса образования оксидов и нитридов ряда элементов (включая сам Li) сделано предположение о наиболее устойчивых по отношению к Li при $T = (500—1050)$ К оксидных и нитридных керамиках (в частности, MgO) [7]. Авторы похожей работы [27], опираясь на расчёты свободных энергий Гиббса реакций при $T = 773$ и 1073 К, сопоставили оксидные, силикатные и шпинелевые керамики по их прогнозируемой устойчивости как к литию, так и к литий-оловянному сплаву. За исключением оксидов редкоземельных элементов (РЗЭ) и чрезвычайно ядовитого бериллия (BeO), самым устойчивым материалом проявила себя шпинель — метаалюминат лития (LiAlO_2). Работа [29] посвящена методам расчёта термодинамических свойств изотопов водорода для моделирования процессов с участием трития в термоядерном топливном цикле. Методы учитывают как внутрикамерную температуру (в диапазоне до 1000 К), так и внутрикамерные парциальные давления газов.

В настоящем исследовании стояла задача модифицировать математический аппарат, учитывающий влияние температуры на свободные энергии Гиббса внутрикамерных реакций, таким образом, чтобы он позволил адекватно прогнозировать внутрикамерные процессы не только в области температур, характерных для вскрытой камеры ($T \approx 298$ К) или режима прогрева внутрикамерных элементов токамака ($T < 1000$ К), но также дал возможность «зайти» в высокотемпературную область, соответствующую фазе разряда ($5 \text{ эВ} \leq T \leq 15 \text{ эВ}$ — для местоположения элементов керамозащиты [30]).

Базовые формулы, применяемые для расчёта свободных энергий Гиббса образования вещества X , остаются неизменными [31]:

$$\Delta_f G_T^P(X) = \Delta_f H_T^P(X) - T \Delta_f S_T^P(X), \quad (25)$$

где $\Delta_f G_T^P(X)$ — свободная энергия Гиббса образования X при давлении P и температуре T ;

$$\Delta_f H_T^P(X) \approx \Delta_f H_T^0(X) = \Delta_f H_{298}^0(X) + \int_{298}^T C_p(X) dT = \Delta_f H_{298}^0(X) + C_p(X)(T - 298) \quad (26)$$

— энтальпия образования X при температуре T (К) (влияние давления на энтальпию пренебрежимо мало вне зависимости от агрегатного состояния X);

$$\Delta_f S_T^P(X) = \Delta_f S_{298}^0(X) - R \ln P(X) + \int_{298}^T \frac{C_p(X)}{T} dT = \Delta_f S_{298}^0(X) - R \ln P(X) + C_p(X) \ln \left(\frac{T}{298} \right) \quad (27)$$

— энтропия образования X при температуре T (К) и парциальном давлении паров X , равном $P(X)$, где $\Delta_f H_{298}^0(X)$ и $\Delta_f S_{298}^0(X)$ — справочные значения [32] стандартных энтальпии (Дж/моль) и энтропии (Дж/(моль·К)) образования вещества X соответственно, а $C_p(X)$ — его теплоёмкость (Дж/(моль·К)).

Для жидкого и твёрдого агрегатного состояния вещества X слагаемое $-R \ln P(X)$ принимается равным 0, а значит

$$\Delta_f S_T^P(X) = \Delta_f S_T^0(X) = \Delta_f S_{298}^0(X) + C_p(X) \ln \left(\frac{T}{298} \right). \quad (28)$$

Подставив (26) и (28) в (25), получим

$$\Delta_f G_T^P(X) = \Delta_f G_T^0(X) = \Delta_f H_{298}^0(X) + C_p(X)(T - 298) - T \left[\Delta_f S_{298}^0(X) + C_p(X) \ln \left(\frac{T}{298} \right) \right]. \quad (29)$$

Для адекватного термодинамического анализа при высокотемпературных режимах, соответствующих внутрикамерным разрядам, принято решение заменить полиномиальные зависимости теплоёмкости от температуры $C_p(T)$, основанные на эмпирических модификациях уравнения Майера—Келли и обычно справедливые лишь при $T < (3000—4000)$ К ($\sim 1/4 \div 1/3$ эВ) [33], на закон Джоуля—Коппа [34], согласно которому при полном возбуждении колебаний (достижимом при $T \gg \Theta_D$, где Θ_D — температура Дебая) атомная теплоёмкость большинства элементов одинакова, а значит, молярная теплоёмкость соединений приближённо равна сумме атомных теплоёмкостей входящих в них элементов:

$$C_p = 3nR, \quad (30)$$

где n — общее число атомов в молекуле (коэффициенты 3 — для Li_2O , 5 — для Al_2O_3 и $3x + 5y$ — для шпинели состава $x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3$); $R = 8,314$ Дж/(моль·К) — универсальная газовая постоянная.

Для перерасчёта значений внутрикамерной температуры в области элементов ЭТФ-керамозащиты из электрон-вольт в градусы Кельвина использовали соотношение

$$T, \text{ К} = 11\,600T, \text{ эВ}. \quad (31)$$

Термодинамические расчёты свободных энергий Гиббса процессов шпинелеобразования на поверхности ЭТФ во время разрядов проводили в квазиравновесном приближении, считая, что при столь высоких температурах время, необходимое для установления химического равновесия в крайне неглубоком поверхностном слое керамозащиты, не превышало времени разряда ($\sim 0,18$ с). Вторым допущением является предположение о преимущественно твёрдофазном характере («спекании») процессов шпинелеобразования в поверхностном слое ЭТФ, в основе которого лежит представление о гораздо большей термодинамической выгодности (и соответственно скорости) реакций взаимодействия щелочного ($\text{Li}_2\text{O}_{(тв.)}$) и амфотерного ($\text{Al}_2\text{O}_{3(тв.)}$) оксидов, по сравнению с их фазовыми переходами в жидкое состояние. Авторы исходили из того, что фазовым переходам из твёрдого в жидкое состояние и обратно частично подвергаются уже образовавшиеся алюмолитиевые шпинели, при этом их плавление и постразрядная кристаллизация при охлаждении поверхностного слоя носят преимущественно конгруэнтный характер (без изменения химического состава, образовавшегося при «спекании» твёрдофазных Li_2O и Al_2O_3). Согласно исследованию [35], последнее допущение справедливо практически для всех алюмолитиевых шпинелей, за исключением $\text{LiAl}_{11}\text{O}_{17}$, которая плавится инконгруэнтно, частично разлагаясь на LiAl_5O_8 и Al_2O_3 .

Свободные энергии Гиббса реакций шпинелеобразования (6) в поверхностном слое ЭТФ рассчитывали по формуле

$$\Delta_r G_T^0(x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3) = \Delta_f G_T^0(x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3) - x\Delta_f G_T^0(\text{Li}_2\text{O}) - y\Delta_f G_T^0(\text{Al}_2\text{O}_3), \quad (32)$$

предварительно записав состав шпинели в виде $x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3$, где x и y — коэффициенты, характеризующие состав шпинели, $\Delta_f G_T^0$ — свободная энергия Гиббса (Дж/моль) образования вещества ($x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3$, Li_2O или Al_2O_3) при температуре T , рассчитанная, в свою очередь, по (25)—(29) с учётом (30)—(31).

Для оценки адекватности разработанной модели (п. 3.5) провели сравнительный термодинамический анализ процессов шпинелеобразования в поверхностном слое внутрикамерных фрагментов ЭТФ-керамозащиты (табл. 2) для пяти основных алюмолитиевых шпинелей, описанных в литературе [35—47]: Li_5AlO_4 ($x=2,5, y=0,5$), Li_3AlO_3 ($x=1,5, y=0,5$), LiAlO_2 ($x=0,5, y=0,5$), LiAl_5O_8 ($x=0,5, y=2,5$) и $\text{LiAl}_{11}\text{O}_{17}$ ($x=0,5, y=5,5$). Установлено соответствие между минимальной расчётной энергией Гиббса реакции шпинелеобразования, характеризующей её термодинамическую выгодность, и экспериментально подтверждённым индивидуальным алюмосодержащим соединением лития (LiAlO_2).

Таблица 2. Сравнительный термодинамический анализ процессов шпинелеобразования на внутрикамерных поверхностях ЭТФ-элементов при $T = 5, 10$ и 15 эВ

$x\text{Li}_2\text{O} \cdot y\text{Al}_2\text{O}_3$	x	y	$\Delta_f H_{298}^0$, Дж/моль	$\Delta_f S_{298}^0$, Дж/(моль·К)	C_p ($T \gg \Theta_D$), Дж/(моль·К)	T , эВ	$\Delta_f H_T^0$, Дж/моль	$\Delta_f S_T^0$, Дж/(моль·К)	$\Delta_f G_T^0$, Дж/моль	$\Delta_r G_T^0$, МДж/моль
Li ₂ O	1	0	$-5,98 \cdot 10^5$	37,7	74,8	5	$3,72 \cdot 10^6$	432,1	$-2,13 \cdot 10^7$	–
						10	$8,06 \cdot 10^6$	484,0	$-4,81 \cdot 10^7$	–
						15	$1,24 \cdot 10^7$	514,3	$-7,71 \cdot 10^7$	–
Al ₂ O ₃	0	1	$-1,68 \cdot 10^6$	50,9	124,7	5	$5,52 \cdot 10^6$	708,2	$-3,56 \cdot 10^7$	–
						10	$1,28 \cdot 10^7$	794,7	$-7,94 \cdot 10^7$	–
						15	$2,00 \cdot 10^7$	845,2	$-1,27 \cdot 10^8$	–
Li ₅ AlO ₄	2,5	0,5	$-2,40 \cdot 10^6$	119,5	249,4	5	$1,20 \cdot 10^7$	1434,1	$-7,12 \cdot 10^7$	–0,05
						10	$2,65 \cdot 10^7$	1607,0	$-1,60 \cdot 10^8$	–0,03
						15	$4,09 \cdot 10^7$	1708,1	$-2,56 \cdot 10^8$	–0,01
Li ₃ AlO ₃	1,5	0,5	$-1,76 \cdot 10^6$	89,0	174,6	5	$8,31 \cdot 10^6$	1009,2	$-5,02 \cdot 10^7$	–0,43
						10	$1,84 \cdot 10^7$	1130,2	$-1,13 \cdot 10^8$	–0,83
						15	$2,86 \cdot 10^7$	1201,0	$-1,80 \cdot 10^8$	–1,23
LiAlO₂	0,5	0,5	$-1,19 \cdot 10^6$	53,4	99,8	5	$4,57 \cdot 10^6$	579,2	$-2,90 \cdot 10^7$	–0,58
						10	$1,04 \cdot 10^7$	648,3	$-6,49 \cdot 10^7$	–1,10
						15	$1,61 \cdot 10^7$	688,8	$-1,04 \cdot 10^8$	–1,62
LiAl ₅ O ₈	0,5	2,5	$-4,56 \cdot 10^6$	146,2	349,2	5	$1,56 \cdot 10^7$	1986,6	$-9,96 \cdot 10^7$	–0,07
						10	$3,58 \cdot 10^7$	2228,6	$-2,23 \cdot 10^8$	–0,07
						15	$5,61 \cdot 10^7$	2370,2	$-3,56 \cdot 10^8$	–0,07
LiAl ₁₁ O ₁₇	0,5	5,5	$-9,59 \cdot 10^6$	299,0	723,3	5	$3,21 \cdot 10^7$	4111,3	$-2,06 \cdot 10^8$	–0,08
						10	$7,41 \cdot 10^7$	4612,7	$-4,61 \cdot 10^8$	–0,08
						15	$1,16 \cdot 10^8$	4905,9	$-7,38 \cdot 10^8$	–0,08

Из данных табл. 2 следует, что в диапазоне $5 \text{ эВ} \leq T \leq 15 \text{ эВ}$ наиболее термодинамически выгодным (соответствующим наименьшей свободной энергии Гиббса) является образование металалюмината лития (LiAlO_2) — именно той алюмолитиевой шпинели, из которой, согласно экспериментально полученным в настоящей работе данным, на 90 моль% и состоят продукты взаимодействия поверхностного слоя ЭТФ с Li после хемосорбции последнего. Это свидетельствует о возрастании прогностического потенциала

разработанной модели при её адаптации для высокотемпературных областей ($T \gg \Theta_D$) путём замены полиномиальных зависимостей, например:

$$C_p(T) = a + bT + cT^2 + \frac{d}{T^2} + \frac{e}{T}, \quad (33)$$

основанных на уравнении Майера—Келли с эмпирически определяемыми для каждого соединения константами (a, b, c, d и e) на алгебраическое выражение закона Джоуля—Коппа (30).

Важно отметить, что авторы [35], использовавшие в своих расчётах уравнение (33), признают расхождение результатов своих расчётных термодинамических данных с полученными ими же опытным путём. Так, по расчётным данным [35], полученным с использованием (33), свободные энергии Гиббса реакций образования LiAlO_2 и LiAl_5O_8 (Дж/моль продукта) равны соответственно

$$\Delta_r G_T^0(\text{LiAlO}_2)_{\text{calc}} = -63\,390 - 10T; \quad (34)$$

$$\Delta_r G_T^0(\text{LiAl}_5\text{O}_8)_{\text{calc}} = 15\,011 - 25T, \quad (35)$$

откуда решением неравенства

$$\Delta_r G_T^0(\text{LiAlO}_2)_{\text{calc}} < \Delta_r G_T^0(\text{LiAl}_5\text{O}_8)_{\text{calc}} \quad (36)$$

определяется диапазон температур

$$T < 5227 \text{ К } (\sim 0,5 \text{ эВ}), \quad (37)$$

в котором образование LiAlO_2 термодинамически выгоднее образования LiAl_5O_8 , тогда как экспериментально полученные температурные зависимости

$$\Delta_r G_T^0(\text{LiAlO}_2)_{\text{experim}} = -52\,852 - 7,39T; \quad (38)$$

$$\Delta_r G_T^0(\text{LiAl}_5\text{O}_8)_{\text{experim}} = -25\,764 - 1,525T \quad (39)$$

показывают, что абсолютно во всём диапазоне температур, начиная с абсолютного нуля, образование LiAlO_2 термодинамически выгоднее по сравнению с LiAl_5O_8 .

Аналогичные теоретические результаты получены сотрудниками Центра атомных исследований имени Хоми Баба (BARC, Индия) [36] и Фрайбергской горной академии (Германия) [37]: рассчитанные ими свободные энергии Гиббса реакций образования возрастают в ряду $\text{LiAl}_5\text{O}_8 < \text{Li}_5\text{AlO}_4 < \text{LiAlO}_2$, оставаясь, однако, отрицательными для всех трёх соединений. Таким образом, согласно модели [36—37], наиболее термодинамически выгодно образование LiAl_5O_8 , а наименее — LiAlO_2 . При этом такая последовательность сохраняется в широком диапазоне температур (500—1100 К) и аппроксимируется авторами [37] линейными графиками с возможностью продления в более высокотемпературную область, а несколько полиномиальных зависимостей $C_p(T)$ типа (33) заявлены как пригодные при значениях T до 6000 К ($\sim 1/2$ эВ) [37].

Приводимые в [48—50] значения температур Дебая для Li_2O (1100 К [48]), Al_2O_3 (980 К [49]) и LiAlO_2 (676—688 К [50]) заставляют, однако, усомниться в корректности такого подхода, так как все они значительно меньше не только температур (5—15 эВ) на периферии плазменного шнура в области расположения элементов керамозащиты, но даже верхних значений температуры ($\sim 0,5$ эВ) для полиномиальных зависимостей $C_p(T)$ из [37]. В доступной литературе отсутствуют данные по температурам Дебая для четырёх других шпинелей (Li_5AlO_4 , Li_3AlO_3 , LiAl_5O_8 и $\text{LiAl}_{11}\text{O}_{17}$), однако вряд ли они превышают 1000—1500 К. Таким образом, замена полиномов типа (33) на формулу (30), выражающую закон Джоуля—Коппа, является абсолютно оправданной.

Следует сказать несколько слов о метаалюминате лития (LiAlO_2) — основном компоненте, образующемся на поверхности ЭТФ при хемосорбции Li во время разрядов. Соединение метаалюминат лития LiAlO_2 представляет интерес в различных областях, в частности, ядерной физике и химии твёрдого тела. Свойства метаалюмината лития: нерастворим в воде, тугоплавок ($T_{\text{пл}} = 1625$ °С), плотность $\sim 2,6$ г/см³ [38—40]. Метаалюминат лития (LiAlO_2) существует в виде α -, β - и γ -кристаллических фаз (модифика-

ций) [36—39, 41—44]. Физико-химическая стойкость зависит от модификации: γ - LiAlO_2 обладает хорошими характеристиками при высоком нейтронном и электронном облучении, а также химической (в частности, устойчива к CO_2 [40, 42]) и механической стабильностью при высокой температуре [36, 44, 45]. Эта фаза может служить основой для литиевой керамики, подходящей для термоядерных реакторов [36, 38, 39, 41—44].

Другие алюмолитиевые шпинели (в частности, Li_3AlO_3 и $(\beta\text{-})\text{Li}_5\text{AlO}_4$), а также α - и β -модификации LiAlO_2 гораздо менее термоустойчивы: 400—430 °C (Li_3AlO_3), 440—>600 °C ($(\beta\text{-})\text{Li}_5\text{AlO}_4$) [46], <350 °C ($\beta\text{-LiAlO}_2$) и 600—900 °C ($\alpha\text{-LiAlO}_2$) [39], причём последние две модификации переходят в $\gamma\text{-LiAlO}_2$, которая является термоустойчивой [36—39, 41, 44]. Уже при 630 °C соотношение γ - и $\alpha\text{-LiAlO}_2$ составляет не менее 20:1 [41]. Отметим, что и химически $\gamma\text{-LiAlO}_2$ является самой устойчивой модификацией относительно α - и β -форм, так как в отличие от них практически не реагирует ни с CO_2 [40, 42], ни с органическими кислотами (например, бензойной) [40].

Несмотря на сведения об относительной устойчивости $\alpha\text{-Li}_5\text{AlO}_4$ при температурах свыше 800 °C [41], нельзя не упомянуть о её высокой реакционной способности по отношению как к CO_2 [40, 42], так и к элементарному литию [47].

Экспериментальные результаты, проведённые термодинамические расчёты, а также литературные данные [35—47] свидетельствуют: хемосорбция Li на поверхности ЭТФ-элементов сопровождается образованием весьма стойкого γ -метаалюмината лития ($\gamma\text{-LiAlO}_2$), который изолирует материал ЭТФ от непосредственного воздействия плазмы и частиц Li, снижая загрязнение плазмы ухудшающим её характеристики [51] алюминием и сокращая необратимое выбывание лития из внутрикамерного цикла.

Практической рекомендацией работы является, насколько это возможно, длительное использование внутрикамерных элементов ЭТФ-керамозащиты без их замены. Химически инертная, термо- и радиационно стойкая плёнка $\gamma\text{-LiAlO}_2$, образующаяся на поверхности ЭТФ *in situ*, является хорошей альтернативой химически малостойким изделиям из литий- (Li_2O) и магнийоксидной (MgO) керамики. Если нестойкость первой (Li_2O) обусловлена, в основном, рисками взаимодействия с парами воды и углекислым газом из атмосферного воздуха при периодических вскрытиях камеры токамака, то вторая (MgO), вероятно, всё же не столь устойчива к литию [52], как это утверждалось в исследовании [53].

5. ВЫВОДЫ

Экспериментально установлена величина сорбции лития элементами электроизоляционной ЭТФ-керамики на продольном лимитере (24 мкг/см², или 0,02 мкг/(см²·разряд)), которая составила ~50% от теоретической оценки максимально возможного захвата ими лития (~50 мкг/см², или ~0,04 мкг/(см²·разряд)).

Разработана авторская методика, позволяющая количественно элюировать сорбированный литий с поверхностей ЭТФ-элементов без перевода в раствор вещества ЭТФ, не вовлечённого в сорбцию. С её использованием установлен хемосорбционный механизм захвата Li, сопровождающийся образованием метаалюмината лития (LiAlO_2) на поверхности ЭТФ и протеканием ХТР, обусловленной переносом паров восстановленного Al током плазмы с последующим образованием литий-алюминиевых интерметаллидов (преимущественно AlLi_5), в основном — на поверхности вертикального лимитера.

В загрязнении плазмы участвует преимущественно Al из ЭТФ (экспериментально установленная величина эмиссии ~30 мкг/см², или 0,025 мкг/(см²·разряд)); восстановления и уноса током плазмы кремния (Si) практически не происходит.

Общее необратимое связывание и выбывание из циркуляции Li составляет (практическая оценка) 4,5 мкг/разряд, в том числе 2,5 мкг/разряд — вследствие хемосорбции на поверхности ЭТФ-керамозащиты продольного лимитера с образованием LiAlO_2 и 2 мкг/разряд — вследствие образования интерметаллидов Li—Al на поверхности вертикального лимитера.

Создана и апробирована термодинамическая модель, адаптированная к высоким температурам, характерным для плазмы, и позволяющая прогнозировать протекание внутрикамерных процессов в токамаках. Для адаптации модели использовали замену полиномиальных зависимостей теплоёмкостей (C_p) от температуры T на их расчёты по закону Джоуля—Коппа.

Дана практическая рекомендация, заключающаяся в максимально длительном использовании элементов ЭТФ-керамозащиты без их замены, поскольку образующаяся *in situ* при хемосорбции Li поверхностью ЭТФ-элементов химически инертная, термо- и радиационно стойкая плёнка γ -LiAlO₂ изолирует нижележащий материал ЭТФ от плазмы и частиц Li, снижая нежелательную эмиссию Al в плазму и сокращая необратимое выбывание Li из внутрикамерного цикла.

Методологические подходы как к диагностике материала керамозащиты, так и к термодинамическому моделированию, апробированные в настоящей работе на токамаке T-11M, а также практические рекомендации в отношении рационального использования элементов электроизоляции из алюмооксидных (ЭТФ, корунд) материалов будут в полной мере востребованы при создании токамака с реакторными технологиями (РТТ), поскольку в ближайшее время отказ от электроизоляционной керамики не представляется возможным ни в одном из действующих или конструируемых токамаков.

Авторы выражают глубокую благодарность д.ф.-м.н., профессору, научному руководителю Отделения физики токамаков-реакторов и токонесущей плазмы (ОФТриТП) АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» Сергею Васильевичу Мирнову за научное консультирование, а также высокопрофессиональному коллективу Лаборатории физики плазменных процессов (ЛФПП) АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» за проведение экспериментальных пусков токамака T-11M.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sun Z., Wang Z., Peng L., Yu Y.W., Maingi R., Zuo G.Z., Xu W., Zhang L.J.P. The Beneficial Role of Solid Lithium Injection in the Achievement of Record-Long Duration High-Performance Plasma in EAST. — In: The 8th International Symposium on Liquid Metals Applications for Fusion (ISLA-8). Hefei, the PRC, 9—13 September 2024, Session № 2 on overviews and LM experiments (the invited paper from the Princeton Plasma Physics Laboratory (PPPL), USA); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/adc144>.
2. Mansfield D.K., Roquemore A.L., Schneider H., Timberlake J., Kugel H., Bell M.G. et al. A simple apparatus for the injection of lithium aerosol into the scrape-off layer of fusion research devices. — *Fus. Eng. Design*, 2010, vol. 85, № 6, p. 890—895; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.08.033>.
3. Mirnov S.V., Azizov E.A., Evtikhin V.A., Lazarev V.B., Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Prokhorov D.Yu. 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, № 6, p. 821—837; doi:10.1088/0741-3335/48/6/009.
4. Vershkov V.A., Sarychev D.V., Shelukhin D.A., Nemets A.R., Mirnov S.V., Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Zharkov M.Yu. Use of Lithium Capillary Structures in Ohmic Discharges of T-10 Tokamak. — *Plasma Physics Reports*, 2024, vol. 50, № 3, p. 283—309; doi: 10.1134/S1063780X2460021X.
5. Majeski R., Kaita R., Boaz M., Efthimion P., Gray T., Jones B., Hoffman D., Kugel H., Menard J., Munsat T., Post-Zwicker A., Soukhanovskii V., Spaleta J., Taylor G., Timberlake J., Woolley R., Zakharov L., Finkenthal M., Stutman D., Antar G., Doerner R., Luckhardt S., Seraydarian R., Maingi R., Maiorano M., Smith S., Rogers D. Testing of Liquid Lithium Limiters in CDX-U. — *Fus. Eng. and Design*, 2004, vol. 72, № 1—3, p. 121—132; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2004.07.002>.
6. Mazzitelli G., Apicella M.L., Pericoli Ridolfini V., Apruzzese G., De Angelis R., Frigione D., Giovannozzi E., Gabellieri L., Granucci G., Mazzotta C., Marinucci M., Romano A., Tudisco O., Alekseyev A., Lyublinski I., Vertkov A. et al. Review of FTU results with the liquid lithium limiter. — *Ibid.*, 2010, vol. 85, № 6, p. 896—901; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.08.038>.
7. Люблинский И.Е., Вертков А.В., Евтихин В.А. Физико-химические основы использования лития в жидкометаллических системах термоядерного реактора. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2007, т. 30, вып. 4, с. 13—44; http://vant.iterru.ru/vant_2007_4/2.pdf.

8. **Джигайло Н.Т., Лазарев В.Б., Мирнов С.В., Щербак А.Н.** Химические транспортные реакции и моделирование поведения различных керамик в токамаке Т-11М с экспериментальным подтверждением на электро-техническом фарфоре. — Журн. физ. химии, 2024, т. 98, № 6, с. 34—49; <https://doi.org/10.31857/S0044453724060126>.
9. **Богородицкий Н.П., Пасынков В.В., Тареев Б.М.** Электротехнические материалы. — Л.: Энергия, изд. 6-е, перераб., 1977. 352 с.
10. <https://www.trimen.pl/witek/calculators/wrzenie.html>.
11. **Dong Z.H., Sergeev D., Kobertz D., D'Souza N., Feng S., Müller M., Dong H.B.** Vaporization of Ni, Al and Cr in Ni-Base Alloys and its Influence on Surface Defect Formation During Manufacturing of Single-Crystal Components. — Metall. & Mater. Trans. A, 2020, vol. 51, p. 309—322; <https://doi.org/10.1007/s11661-019-05498-1>.
12. **Kikuchi T.** Vapor Pressure of Lithium Oxide and Dissociation Pressure of Lithium Hydroxide (Review). The Report № JAERI-M 6558. — Tokai: Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), the Division of Nuclear Fuel Research, 1976. 20 p.; <https://inis.iaea.org/records/ae3fq-00y39>.
13. <https://eureka.patsnap.com/blog/what-is-lithium-xide/#:~:text=Thermal%20Stability:%20Li2O%20has%20a,General%20Safety%20Considerations>.
14. **Konys J., Borgstedt H.U.** The product of the reaction of alumina with lithium metal. — J. Nucl. Mater., 1985, vol. 131, № 2—3, p. 158; [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(85\)90454-4](https://doi.org/10.1016/0022-3115(85)90454-4).
15. **Михайлов В.Н., Евтихин В.А., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Чуманов А.Н.** Литий в термоядерной и космической энергетике XXI века. — М.: Энергоатомиздат, 1999, 343 с.
16. **Zheng T.** Mechanisms of Phase Transformations in Aluminum Anodes for Lithium-based Batteries. Ph.D. thesis. The Hong Kong Polytechnic University, Department of Electrical Engineering — Hong Kong. 2020.
17. **Özaydın O., Kaya Y., Dişınar D.** Effect of Li additions and holding time on the mechanical properties of the AlSiM9mg alloys. — La Metallurgia Italiana (Int. J. of Ital. Associat. for Metallurgy), 2021, № 11/12 (Nov./Dec.), p. 19—24; http://www.aimnet.it/la_metallurgia_italiana/2021/novembredicembre/ozayd%C4%B1n.pdf.
18. **Belov N.A., Eskin D.G., Aksenov A.A.** Multicomponent Phase Diagrams. Applications for Commercial Aluminum Alloys. — Amsterdam; Boston: Elsevier Sci., 2005. 424 p.; <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-044537-3.X5000-8>.
19. **Lener G., Otero M., Barraco D.E., Leiva E.P.M.** Energetics of silica lithiation and its applications to lithium ion batteries. — Electrochim. Acta, 2018, vol. 259, p. 1053—1058; <https://doi.org/10.1016/j.electacta.2017.10.126>.
20. **Schwalbe S., Gruber T., Trepte K., Taubert F., Mertens F., Kortus J.** Mechanical, elastic and thermodynamic properties of crystalline lithium silicides. — Comput. Mater. Sci., 2017, vol. 134, p. 48—57; <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2017.03.028>.
21. <https://pcgroup.ru/blog/muravjinaya-kislota-svoystva/>.
22. **Джигайло Н.Т., Кравчук С.И., Лазарев В.Б., Петрова Н.П.** Сравнительный анализ результатов, полученных разными методами исследования состава литийсодержащих плёнок на диагностических мишенях в камере токамака Т-11М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 79—90.
23. **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. — Там же, 2025, т. 48, вып. 2, с. 78—87.
24. **Пупышев А.А.** Пламенный и электротермический атомно-абсорбционный анализ с использованием спектрометра «АAnalyst 800». — Екб.: изд-во ГОУ ВПО УГТУ—УПИ, 2008. 101 с.; <https://study.urfu.ru/Aid/Publication/7360/1/Pupyshev.pdf>.
25. **Журавлев Ю.Н., Поплавной А.С.** Распределение валентной электронной плотности в преимущественно ионных кристаллах с различающимися подрешетками Браве. — ФТТ, 2003, т. 45, вып. 1, с. 37—41; <https://journals.ioffe.ru/articles/viewPDF/4474>.
26. **Информационно-технический справочник по наилучшим доступным технологиям «ИТС 5-2022. Производство стекла»** (утв. Приказом Росстандарта № 3159 от 13.12.2022). 131 с.; <https://burondt.ru/files/TextEtk/EtkDocsFile2609.pdf>.
27. **Красин В.П., Союстова С.И.** Термодинамическое прогнозирование стабильности керамических материалов в бинарном расплаве Sn—20%Li. — ВАНТ. Сер.: Ядерно-реакторные константы, 2022, № 2 («Теплофизика и гидродинамика»), с. 102—107; <https://vant.ippe.ru/images/pdf/2022/issue2022-2-102-107.pdf>.
28. **De Angeli M., Maddaluno G., Laguardia L., Ripamonti D., Perelli Cippo E., Apicella M.L., Conti C., Giacomi G., Grosso G.** Dust characterization in FTU tokamak. — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 847—850; <http://dx.doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.10.068>.
29. **Lee J.-U., Chang M.H., Hur J., Kang H.-g., Jung P.-K., Chung D.-y., Yun S.H.** Thermodynamic property calculation for pure component hydrogen isotopologues considering tritium processing technologies in fusion fuel cycle. — Fus. Eng. Design, 2023, vol. 197, art. 114 059, p. 1—13; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2023.114059>.

30. **Васина Я.А.** Оптимизация литиевой эмиттер-коллекторной системы токамака. Дисс. к.ф.-м.н. — М.: АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 2022. 103 с.
31. <https://teach-in.ru/file/synopsis/pdf/physical-chemistry-part-1-M-3.pdf>.
32. <https://www.chem.msu.ru/cgi-bin/tkv.pl?show=welcome.html>.
33. <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C12003677&Units=SI&Mask=2#Thermo-Condensed>.
34. http://www1.geol.msu.ru/deps/petro/assets/courses_materials/Safonov_TD/Lec1.pdf.
35. **Kulkarni N.S., Besmann Th.M., Spear K.E.** Thermodynamic Optimization of Lithia—Alumina. — *J. Am. Ceram. Soc.*, 2008, vol. 91, № 12, p. 4074—4083; <https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2008.02753.x>.
36. **Rakshit S.K., Naik Y.P., Parida S.C., Dash S., Singh Z., Sen B.K., Venugopal V.** Synergistic use of Knudsen effusion quadrupole mass spectrometry, solid-state galvanic cell and differential scanning calorimetry for thermodynamic studies on lithium aluminates. — *J. Solid State Chem.*, 2008, vol. 181, № 6, p. 1402—1412; <https://doi.org/10.1016/j.jssc.2008.03.003>.
37. **De Abreu D.A., Löffler M., Kriegel M.J., Fabrichnaya O.** Experimental Investigation and Thermodynamic Modeling of the Li_2O — Al_2O_3 System. — *J. Phase Equilib. Diffus.*, 2024, vol. 45, p. 36—55; <https://doi.org/10.1007/s11669-024-01082-2>.
38. **Guggi D., Ihle H.R., Neubert A.** Thermal Stability of Solid Lithium Compounds Proposed for Use in CTR Blankets. — In: Proc. of the 9th Symposium on Fusion Technology. Garmisch—Partenkirchen, FRG, 14—18 June 1976, p. 635—644; <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-021369-9.50096-8>.
39. **Tabero P., Frąckowiak A., Dąbrowska G.** Reinvestigations of the Li_2O — Al_2O_3 system. Part I: LiAlO_2 and Li_3AlO_3 . — *Pol. J. Chem. Techn.*, 2021, vol. 23, № 3, p. 30—36; <https://doi.org/10.2478/pjct-2021-0027>.
40. **Ávalos-Rendón T., Casa-Madrid J., Pfeiffer H.** Thermochemical Capture of Carbon Dioxide on Lithium Aluminates (LiAlO_2 and Li_5AlO_4): a New Option for the CO_2 Absorption. — *J. Phys. Chem. A*, 2009, vol. 113, № 25, p. 6919—6923; <https://doi.org/10.1021/jp902501v>.
41. **Ogawa S., Shin-mura K., Otani Yu, Niwa E., Hashimoto T., Hoshino Ts., Sasaki K.** Synthesis of Li_5AlO_4 powder by using Li_2CO_3 and Al_2O_3 and atmosphere controlled calcination method. — In: The 40th International Conference & Exposition on Advanced Ceramics & Composites (ICACC-2016). Symposium 13: Advanced Materials for Sustainable Nuclear Fission and Fusion Energy. Daytona Beach, Florida, USA, 24—29 January 2016, poster's № ICACC-S13-P056-2016, p. 1—12; doi:10.1002/9781119321774.ch6.
42. **Duan Yu.** Theoretical Investigation of the CO_2 Capture Properties of γ - LiAlO_2 and α - Li_5AlO_4 . — *Micro & Nanosystems*, 2021, vol. 13, № 1, p. 32—41; doi:10.2174/1876402911666190913184300.
43. **Guan Q., Chen X., Gao T., Xiao Ch., Zhao L., He J., Long X.** First-principles study of the structural, electronic, dynamical, and thermodynamic properties of Li_5AlO_4 . — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 465, p. 170—176; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2015.05.015>.
44. **Ikeda Ya., Ito H., Matsumoto G.** Thermal Stability of Lithium Aluminates by High Temperature Mass Spectrometry. — *J. Nucl. Sci. & Technol.*, 1980, vol. 17, № 8, p. 650—653; https://www.jstage.jst.go.jp/article/jnst1964/17/8/17_8_650/_pdf.
45. **Hampel S., Alhafez I.A., Schirmer Th., Merkert N., Wunderlich S., Schnickmann A., Li H., Fischlschweiger M., Fittschen U.E.A.** Engineering Compounds for the Recovery of Critical Elements from Slags: Melt Characteristics of Li_5AlO_4 , LiAlO_2 , and LiAl_5O_8 . — *ACS Omega*, 2024, vol. 9, № 23, p. 24 584—24 592; <https://doi.org/10.1021/acsomega.4c00723>.
46. **La Ginestra A., Lo Jacono M., Porta P.** The preparation, characterization, and thermal behaviour of some lithium aluminum oxides: Li_3AlO_3 and Li_5AlO_4 . — *J. of Therm. Analys.*, 1972, vol. 4, p. 5—17; doi:10.1007/BF02100945.
47. **Андреев О.Л., Баталов Н.Н.** Устойчивость литийпроводящих твёрдых электролитов по отношению к металлическому литию (термодинамическое моделирование). — *Электрохимическая энергетика*, 2008, т. 8, № 2, с. 76—79; <https://cyberleninka.ru/article/n/ustoychivost-litijprovodyashih-tverdyh-elektrolitov-po-otnosheniyu-k-metallicheskomu-litiyu-termodinamicheskoe-modelirovanie>.
48. **Li X.-F., Chen X.-R., Ji G.-F., Meng Ch.-M.** Ab Initio Calculations of Elastic Constants of Li_2O under Pressure. — *Chin. Phys. Lett.*, 2006, vol. 23, № 4, p. 925—927; <https://doi.org/10.1088/0256-307X/23/4/045>.
49. <https://www.ucl.ac.uk/~ucapahh/research/crystal/al2o3.htm>.
50. **Haussühl E., Bayarjargal L., Ruiz-Fuertes J.** Single-crystal elastic and thermodynamic properties of γ - LiAlO_2 . — *J. Appl. Phys.*, 2021, vol. 129, № 14, art. 145 108, p. 1—8; <https://doi.org/10.1063/5.0044998>.
51. **Пришвицын А.С., Мирнов С.В.** Влияние примесей и эффективного заряда плазмы на её нагрев альфа-частицами в термоядерных реакторах. — В сб.: ЛII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС (ICPAF-2025). Россия, Москва, Звенигород, 17—21 марта 2025 г., с. 157; <http://dx.doi.org/10.34854/ICPAF.52.2025.1.1.116>.

52. **Котельников Р.Б., Башлыков С.Н., Галиакбаров З.Г., Каштанов А.И.** Особо тугоплавкие элементы и соединения. — М.: Metallurgia, 1968. 376 с.
53. **Hasbu S.N.H.** Synthesis and Characterization of Lithium-Substituted of Magnesium Oxide. Appl. Chem. B. Sc. (Hons.) thesis. — Shah Alam: MARA University of Technology, the Faculty of Applied Sciences, 2010. 5 p.; <https://ir.uitm.edu.my/id/eprint/23038/>.



Надежда Толятовна Джигайло, ведущий научный сотрудник, к.т.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
lvt@triniti.ru



Дмитрий Иванович Джигайло, заместитель генерального директора по науке, к.х.н.; ООО «АЛСИКО-ХИМСЕРВИС», 105082, Москва, ул. Большая Почтовая, д. 26 «В», стр. 2, Россия
djigailo@alsico.ru



Владимир Борисович Лазарев, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
v_lazarev@triniti.ru



Анастасия Николаевна Щербак, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкинских, вл. 12, Россия
shcherbak@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 13 октября 2025 г.

После доработки 14 января 2026 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 63—78.



УДК 533.9.07

МОДЕРНИЗАЦИЯ ВИНТОВОЙ ОТКРЫТОЙ ЛОВУШКИ СМОЛА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ СО СЛАБОЙ КУЛОНОВСКОЙ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОСТЬЮ

А.В. Судников, А.А. Инжеваткина, М.С. Толкачёв

Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН (ИЯФ СО РАН), Новосибирск, Россия

Установка СМОЛА была создана в Институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН для экспериментальной проверки концепции винтового удержания. Данный метод является развитием метода многопробочного удержания. Поток вращающейся плазмы истекает из открытой ловушки через магнитное поле с винтовой симметрией, которое периодически модулировано вдоль силовой линии. Эффективность удержания существенно зависит от отношения длины свободного пробега иона к периоду модуляции магнитного поля. Эксперименты на установке СМОЛА подтвердили улучшенное удержание плазмы как в режиме доминирующих кулоновских столкновений, так и при их пониженной частоте. Моделирование режимов течения плазмы в установках следующего поколения требует дальнейшего снижения безразмерной кулоновской столкновительности. Для этой цели в ИЯФ СО РАН создаётся установка СМОЛА*. В статье обсуждаются новая магнитная конфигурация установки с зеркально-симметричными винтовыми пробками, система дополнительного ионно-циклотронного нагрева, способы создания вращения плазмы и особенности диагностического комплекса.

Ключевые слова: магнитное удержание плазмы, открытая магнитная ловушка, многопробочное удержание, винтовое удержание, ИЦР-нагрев плазмы, диагностика плазмы.

UPGRADE OF THE SMOLA HELICAL MIRROR FOR PLASMA CONFINEMENT EXPERIMENTS WITH LOW BINARY COLLISIONALITY

A.V. Sudnikov, A.A. Inzhevatkina, M.S. Tolkachev

Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

SMOLA helical mirror was built at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS (BINP) to verify an idea of the helically symmetric multiple-mirror. This concept involves a rotating plasma stream flowing through a helically symmetric, periodically modulated magnetic field. The confinement effectiveness strongly depends on the ratio of the mean free path to the modulation period. Experiments on the SMOLA helical mirror have shown improved axial confinement both in the case of dominant binary collisionality and in the case of a moderately low binary collision frequency. Modelling of the plasma flow for the next generation linear magnetic traps requires further reduction in the collision frequency. For this reason, SMOLA* helical mirror is being developed at BINP. Here, we discuss a new magnetic configuration with two helical mirrors of different helicity, an additional ICR heating system, methods for inducing plasma rotation and the features of the diagnostic system of this new device.

Key words: magnetic plasma confinement, open magnetic trap, multiple-mirror confinement, helical mirror, ICR plasma heating, plasma diagnostics.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в мире существует ряд проектов, направленных на создание термоядерного реактора на основе открытой ловушки [1—3]. Программа исследований физики удержания плазмы в открытых ловушках в ИЯФ СО РАН предполагает создание газодинамической многопробочной ловушки ГДМЛ [4]. Данная ловушка должна обеспечивать стационарное удержание плазмы плотностью $n \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ в центральной секции газодинамического типа с использованием пробок на основе высокотемпературных сверхпроводников с индукцией до 20 Тл. Нагрев до температур выше 1 кэВ предполагается осуществлять пучками нейтральных атомов. Продольные потери должны быть дополнительно подавлены за счёт эффектов многопробочного [5] и диамагнитного [6] удержания. В работах [7, 8] был

предложен метод увеличения эффективности многопробочного удержания за счёт вращения плазменного шнура в многопробочном поле с винтовой симметрией магнитного поля. Для экспериментального обоснования многопробочных секций с винтовой симметрией в проекте ГДМЛ и лучшего понимания физики винтового удержания целесообразно проведение поддерживающих экспериментов меньшего масштаба. Ключевыми особенностями подобных экспериментов должны являться схожесть магнитных конфигураций, стационарность и близкие значения требуемых безразмерных параметров эксперимента.

Для проверки идеи винтового удержания в ИЯФ СО РАН была создана установка СМОЛА [9], эксперименты на которой были начаты в 2017 г. В ней удерживается плазма плотностью $n = (0,3—6,0)10^{18} \text{ м}^{-3}$ с температурой электронов до $T_e = 30 \text{ эВ}$ и ионов до $T_i = 7 \text{ эВ}$. Ключевой частью установки является транспортная секция с 12 периодами винтового поля (рис. 1). Соотношение соленоидальной и винтовой компонент магнитного поля может регулироваться произвольно. В экспериментах на установке СМОЛА получен значительный объём экспериментальной информации о течении плазмы в многопробочной секции с винтовой симметрией. Предсказанный теорией эффект винтового удержания, заключающийся в уменьшении максимальной плотности и среднего радиуса плазменной струи, подтверждается экспериментом [10]. Обнаружено, что эффективность винтового удержания растёт с ростом доли запертых частиц и скорости вращения плазмы [11]. Зарегистрировано подавление потока плазмы, отвечающее эффективному пробочному отношению $R_{\text{eff}} > 10$ [12]. Инверсия направления вращения плазмы приводит к исчезновению эффекта винтового удержания [13]. Важным экспериментальным фактом является отсутствие деградации удержания при снижении плотности плазмы до величин, соответствующих безразмерной кулоновской столкновительности $\nu^* = h/\lambda \sim 0,1$ [12], где h — период многопробочного поля, λ — длина свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений. Винтовые многопробочные секции могут быть скомбинированы с короткими магнитными пробками [14]. Указанные результаты подтверждают работоспособность метода, в то же время в условиях ГДМЛ требуется работа при значительно меньших значениях ν^* .

В данной статье описана модернизация установки СМОЛА для проведения экспериментов в поддержку программы ГДМЛ, получившая наименование СМОЛА*. Основной целью экспериментов в новой конфигурации будет достижение максимальной эффективности удержания частиц и энергии многопробочным магнитным полем с винтовой симметрией в слабостолкновительном режиме. Также эксперименты в подобной конфигурации позволят более детально рассмотреть способы вноса в плазму электростатического потенциала, необходимого для её вращения, как за счёт внутрикамерных электродов, так и безэлектродными способами.

2. ОБЩАЯ КОНФИГУРАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Установка СМОЛА в конфигурациях до и после модернизации показана на рис. 1.

В текущей конфигурации установки СМОЛА существует выделенное направление потока плазмы от источника через область удержания и транспортную секцию с винтовым магнитным полем к выходному плазмодриёмнику. Магнитная конфигурация ГДМЛ является симметричной относительно центральной плоскости, при этом предполагается, что запираение потока плазмы осуществляется винтовыми многопробочными секциями с противоположным направлением спиральности обмоток. Основным отличием магнитной конфигурации модернизированной установки СМОЛА* будет использование двух зеркально-симметричных винтовых пробок. Шаг h винтовой обмотки модернизированной установки для совместимости с существующими элементами принят неизменным и равным $h = 18 \text{ см}$. Габаритные ограничения установки позволяют применить две симметричные винтовые пробки с суммарным числом периодов $2 \times N = 2 \times 8$.

Переход к симметричной ловушке требует переноса источника частиц из концевой области в область удержания. В симметричной конфигурации обе стороны ловушки должны иметь расширители с падением поля в $B_{\text{max}}/B_{\text{min}} > \sqrt{(m_i/m_e)} \approx 40$ раз и специализированную секцию области удержания. Область удержания имеет длину 1200 мм и состоит из диагностического модуля с индукцией до $B_z = 80 \text{ мТл}$

и модуля ввода ВЧ-мощности для ИЦР-нагрева с индукцией до $B_z = 120$ мТл. Источники питания катушек магнитного поля аналогичны источникам, применяемым в исходной конфигурации установки, обеспечивают выходное напряжение до 100 В и ток до 600 А (до 900 А в импульсах ограниченной длительности). Накопление энергии осуществляется в суперконденсаторных модулях ёмкостью до 37,5 Ф для каждого канала питания.

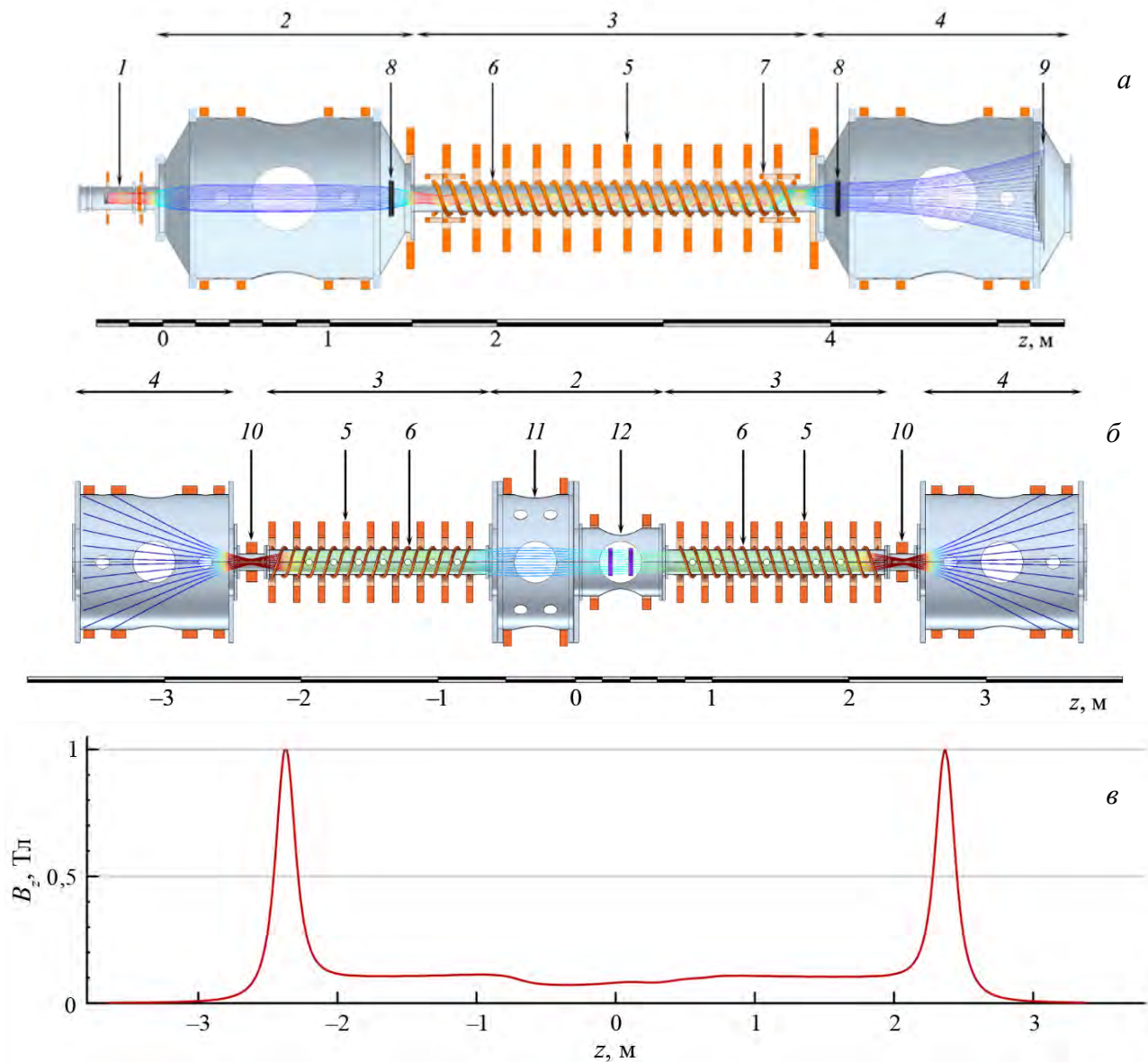


Рис. 1. Схема установки СМОЛА: *a* — существующая конфигурация; *б* — модернизированная конфигурация; *в* — продольное распределение ведущего магнитного поля в модернизированной конфигурации; 1 — источник плазмы; 2 — область удержания плазмы; 3 — транспортная секция с винтовым магнитным полем; 4 — выходной расширитель; 5 — соленоид прямого поля; 6 — винтовые обмотки; 7 — катушки коррекции; 8 — лимитеры; 9 — секционированный плазмоприёмник; 10 — пробочные катушки; 11 — диагностический модуль; 12 — секция ввода ВЧ-мощности

Эффективность передачи импульса от внешнего магнитного поля к запертой компоненте плазмы определяется долей частиц, запертых между периодическими максимумами многопробочного поля. Эта доля тем выше, чем выше локальная глубина гофрировки $R = B_{\max}/B_{\min}$. Локальная глубина гофрировки принимает значения в пределах от $R = 1$ на магнитной оси до максимального значения на границе плазменного шнура [15]. В дальнейшем средним по сечению пробочным отношением R_{mean} будем обозначать значение локальной глубины гофрировки, усреднённое по всему сечению плазменного шнура.

Магнитная ось прямого соленоида с одной парой дополнительных винтовых обмоток представляет собой спиральную линию и не совпадает с осью вакуумной камеры установки [15]. Для простоты конструкции установки и возможности варьирования параметров в широких пределах вакуумная камера является цилиндрической. В таком случае глубина гофрировки ограничена: повышение амплитуды винтовой компоненты магнитного поля приводит к смещению магнитной оси и сужению области, где плазма может распространяться без контакта со стенкой вакуумной камеры. Увеличение внутреннего диаметра камеры до $d = 180$ мм позволяет повысить значение R_{mean} до $\sim 1,75$ — $1,85$ при сохранении расстояния около $\delta \sim 15$ мм между границей плазменного шнура и стенкой вакуумной камеры (рис. 2).

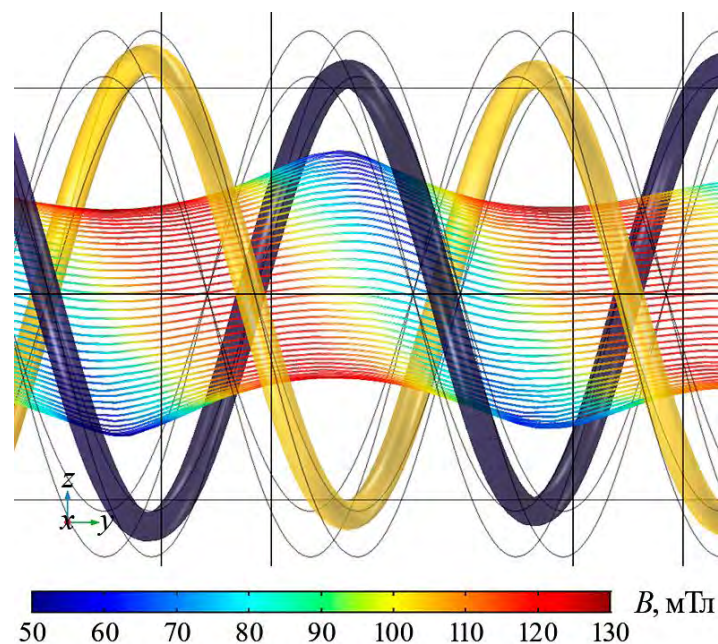


Рис. 2. Распределение магнитной индукции винтового магнитного поля на границе силовой трубки с радиусом 45 мм. Показаны два периода винтового поля. Жёлтым и тёмно-синим цветом обозначены средние линии тока в винтовых обмотках. Цвет силовых линий обозначает модуль индукции магнитного поля. Соленоидальная компонента магнитного поля составляет $B_z = 100$ мТл, ток в винтовой обмотке $I_{\text{hel}} = 500$ А

Диаметр плазменного шнура в ловушке с винтовым удержанием уменьшается вдоль оси установки вследствие большего локального пробочного отношения на периферийных силовых линиях и пинчевания плазмы в винтовом поле к оси при подаче на неё отрицательного потенциала. По этой причине в удалённой от области удержания части транспортной секции винтовая компонента магнитного поля может быть увеличена, что скомпенсирует падение R_{mean} , возникающее при уменьшении среднего радиуса плазменного шнура. В каждой из транспортных секций модернизированной установки для создания винтовой компоненты магнитного поля используются две независимые биспиральные обмотки. Основная обмотка имеет восемь периодов и занимает всю длину транспортной секции. В четырёх периодах, удалённых от центральной ловушки, вплотную к основной обмотке располагается дополнительная спиральная обмотка меньшего сечения с тем же шагом спирали. Соленоид, создающий продольную компоненту магнитного поля, не изменяется. Предельная магнитная индукция в нём составляет $B_z = 300$ мТл, система питания винтовых обмоток позволяет достичь максимального значения среднего по сечению пробочного отношения R_{mean} при индукции $B_z \leq 100$ мТл.

Эффективность подавления потерь винтовой секцией рассчитывалась методом, аналогичным [11, 12, 14]. Распределение плотности плазмы по длине многопробочной секции может быть рассчитано на основе модели продольного и радиального переноса вещества [8]. Скорость плазмы в области перехода к выходному расширителю может быть принята постоянной со значением числа Маха $M = 1$. В этом случае отношение потерь с многопробочной секцией и без неё будет равно отношению интегралов

расчётной плотности плазмы по выходному сечению транспортной секции в соответствующих режимах. Эффективное пробочное отношение R_{eff} определяется как пробочное отношение простой пробки, поток через которую равен потерям через транспортную секцию.

Расчётное распределение плотности плазмы по сечению плазменного шнура при максимальной глубине гофрировки в различных продольных координатах показано на рис. 3. Глубина гофрировки принята равной $R_{\text{mean}} = 1,75$, ведущее магнитное поле $B_z = 100$ мТл, температура плазмы $T_i = T_e = 35$ эВ, прочие параметры соответствуют параметрам установки в существующей конфигурации. Расчётное эффективное пробочное отношение транспортной секции составляет $R_{\text{hel}} \sim 5$ без использования дополнительной обмотки и $R_{\text{hel}} \sim 10$ при её включении.

Для более полного моделирования ГДМЛ многопробочные секции могут комбинироваться с короткими магнитными пробками индукцией до 1 Тл. Данные пробки являются отдельными модулями магнитовакуумной системы и могут быть установлены как между областью удержания и транспортной секцией, так и на выходе из транспортной секции. На основе ранее проведённых экспериментов [14] предполагается, что первый вариант будет показывать высокую эффективность подавления продольных потерь, если продольная скорость магнитных возмущений достаточно велика, чтобы вынести захваченные частицы в конус потерь сильной пробки, т.е.

$$\arctan(V_{T_i} / V_z) < \sin^{-1}(1 / \sqrt{R_s}), \quad (1)$$

где R_s — пробочное отношение между ведущим полем многопробочной секции и сильной пробкой. В случае установки СМОЛА этот порог равнялся $R_s = 3,5$, магнитная система модернизированной установки позволяет варьировать значение R_s в пределах от 1 до 10.

Эффективность системы из короткой и винтовой пробки может лежать в пределах от $R_{\text{eff}} = \max(R_{\text{hel}}, R_{\text{plug}})$ до $R_{\text{eff}} = R_{\text{hel}} \cdot R_{\text{plug}}$. В эксперименте [14] была показана эффективность, отвечающая оптимистичной мультипликативной оценке. Тем самым, в описанной магнитной системе может ожидать эффективное пробочное отношение $R_{\text{eff}} \sim 35$, если оптимальная эффективность достижима только для относительно слабой короткой пробки, и $R_{\text{eff}} \sim 100$, если существуют конфигурации, при которых оптимистичный предел может быть достигнут и при больших пробочных отношениях.

3. ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ НАГРЕВ ИОНОВ

Существенную роль в работе многопробочного удержания играет рассеяние ионов по углу. Классическая теория многопробочного удержания предполагает, что многопробочная секция эффективна только в случае соразмерности периода модуляции магнитного поля и длины свободного пробега частиц [16, 17]. Обмен импульсом между популяциями частиц, а следовательно, эффективное многопробочное удержание возможно при обезразмеренной частоте столкновений $\nu^* \sim 1$. В то же время задачи магнитного удержания плазмы для управляемого термоядерного синтеза требуют моделирования режима «редкой горячей» плазмы, т.е. $\nu^* \ll 1$ относительно кулоновских столкновений. Рассеяние ионов может достигаться не только за счёт парных кулоновских столкновений, но и при развитии микронеустойчивостей в неравновесной плазме. Поскольку продольные потери являются доминирующими, то улучшение времени жизни плазмы в многопробочных секциях ожидается при развитии в плазме турбулентности любого типа.

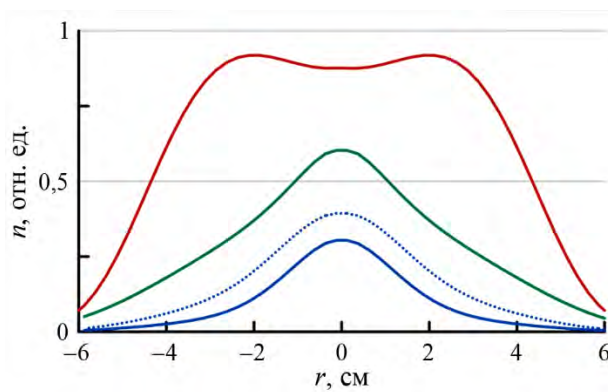


Рис. 3. Расчётное радиальное распределение плотности плазмы в начальном (—, $z = 0$), среднем (—, $z = 4h$) и выходном (—, —, $z = 8h$) сечении транспортной секции. Сплошной линией показано распределение при использовании дополнительной винтовой обмотки, пунктирной — при постоянной по длине транспортной секции глубине гофрировки

Для ГДМЛ характерны значения безразмерной кулоновской столкновительности $\nu^* \sim 1/400$. В исходной конфигурации установки СМОЛА кулоновская столкновительность варьировалась за счёт изменения плотности плазмы. Дальнейшее снижение плотности вызывает одновременно ряд технических проблем, включая нестабильное зажигание разряда в источнике плазмы, вопросы десорбции газа со стенок вакуумной камеры и невозможность применения основных диагностик. Тем самым для снижения кулоновской столкновительности необходимо повышение ионной температуры. Безразмерная столкновительность $\nu^* < 1/100$ достигается при плотности плазмы $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T_i > 35 \text{ эВ}$, $\nu^* < 1/400$ — при плотности плазмы $n = 0,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$ и температуре $T_i > 50 \text{ эВ}$.

При параметрах установки СМОЛА* эффективным способом дополнительного нагрева ионов является ввод ВЧ-мощности на частотах вблизи ионного циклотронного резонанса. В интересующем диапазоне параметров используется нагрев по методу «магнитного берега» [18]. У дисперсионного соотношения для альфвеновской волны есть особая точка $\omega = \Omega_i$. В неоднородном магнитном поле при движении вдоль силовой линии к области резонанса волновое число неограниченно растёт, частота стремится к циклотронной и, следовательно, групповая скорость волны стремится к нулю. В связи с этим в экспериментах [19—26] удалось достигнуть КПД поглощения $\sim 60\%$. Сравнительные характеристики известных в литературе экспериментов по дополнительному ионно-циклотронному нагреву в линейных магнитных ловушках приведены в таблице, приведены также целевые параметры модернизации установки СМОЛА*.

Т а б л и ц а . Сравнительные параметры систем ионно-циклотронного нагрева в линейных магнитных ловушках

Установка	B_{\min} , мТл	Ω_i , МГц	W , кВт	T_i , эВ	n , 10^{18} м^{-3}	Тип антенны
TMX-U [19]	300—500	2,48	120	2000	1,6	2×HT
ГАММА-10 [20]	400	6,36	200	10^4	2	Nagoya Type III, DHT
KMAX [21]	48	0,75—0,8	115+110	60	1,5	DHT, HT
Phaedrus-B [22, 23]	20—80	1,31	2×200	120	3	2×DHT
TARA [24]	220	3,47	300	800	4	Slot
Proto-MPEX [25, 26]	50	8,5	30	16	10—40	Helical HT
СМОЛА*	40—80	0,6—1,2	2×30	35—50	0,5—4	DHT

Наиболее близкое к целевым параметрам модернизации установки СМОЛА сочетание ведущего магнитного поля, плотности и ионной температуры плазмы достигнуто в амбиполярных ловушках KMAX и Phaedrus-B. Мощность потерь энергии из открытой ловушки в газодинамическом режиме может быть оценена как

$$P = 6T_e n c_s S,$$

где $6T_e$ — средняя энергия, выносимая одной электрон-ионной парой [27], n — плотность плазмы; c_s — скорость истечения плазмы через апертуры пробок; S — минимальная площадь поперечного сечения плазмы в пробках.

Для референсного эксперимента Phaedrus-B [23] возьмём $T_e = 50 \text{ эВ}$, $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, пробочное отношение $R = 9$, радиус плазмы в минимуме магнитного поля $r = 16 \text{ см}$. В этом случае оценка мощности потерь даёт $P = 180 \text{ кВт}$, что составляет $\sim 0,45$ мощности ИЦР-нагрева. В эксперименте KMAX-FRC [21] при $T_e = 60 \text{ эВ}$, $n = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $R = 6,7$, $r = 15 \text{ см}$ оценка мощности потерь даёт $P = 140 \text{ кВт}$, или $\sim 0,6$ мощности нагрева. Это позволяет аналогичным образом оценить необходимую мощность нагрева для модернизированной установки СМОЛА*. Принимая $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$, $T = 35 \text{ эВ}$, $R = 10$, $r = 10 \text{ см}$, что отвечает безразмерной столкновительности $\nu^* = 0,01$, получим оценку потока, истекающего через две концевые пробки, $nVS \approx 5,0 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$ и мощности потерь $P \approx 12 \text{ кВт}$. Пессимистично принимая, что отношение мощности потерь к мощности, подводимой к антенне, может составлять $\sim 0,2$, получим достаточную мощность ИЦР-нагрева $P = 60 \text{ кВт}$. Повышение пробочного отношения позволит увеличить температуру при той же плотности. Если принять суммарную эффективность винтовых секций и коротких пробок как $R = (0,3—0,4)R_{\text{eff}}R_{\text{plug}}$, температура может быть повышена до $T_i \approx 50—70 \text{ эВ}$, безразмерная

столкновительность снижена до $\nu^* = 0,002$, а поток потерь уменьшен до $nVS \approx 2,8 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$. При более высокой эффективности R аналогичные параметры могут быть получены при меньшей мощности дополнительного нагрева и скорости подачи нейтрального газа.

Частота ВЧ-волны должна быть равной ионной циклотронной частоте в области поглощения. Для области удержания установки СМОЛА* данная частота составит $f = 0,6—1,2$ МГц. Предполагается установка внутрь специализированного модуля вакуумной камеры (рис. 4) двух антенн типа Double half turn шириной $d = 30$ мм, выполненных из молибдена. Антенны отделяются от плазмы кварцевой трубой с толщиной стенки 4 мм. Расстояние между антеннами может варьироваться от 40 до 220 мм. Сдвиг фазы тока между разнесёнными по продольной координате антеннами позволяет повысить селективность системы по продольному волновому числу, а следовательно — эффективность нагрева. Для генерации ВЧ-волны предполагается использовать двухканальный генератор с частотой 0,6—2,3 МГц суммарной мощностью 2×30 кВт разработки НПП «Триада-ТВ».

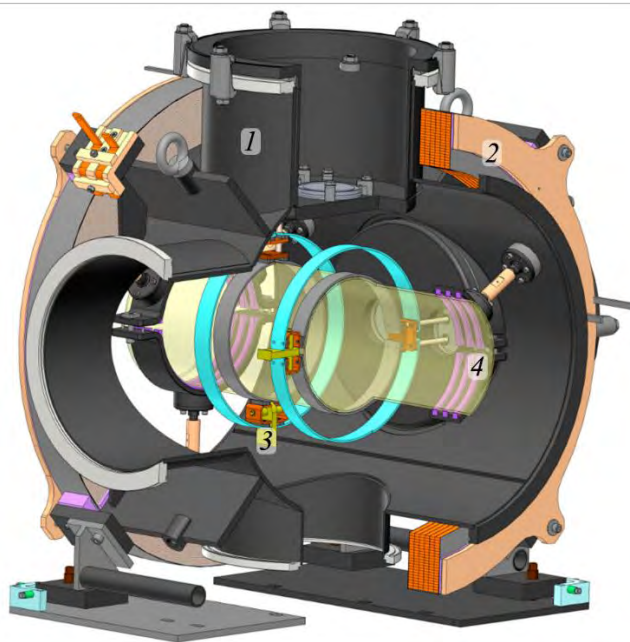


Рис. 4. Секция ввода ВЧ-мощности: 1 — вакуумная камера; 2 — катушки магнитной системы; 3 — двухполувитковые антенны; 4 — кварцевая разделительная труба

4. ВРАЩЕНИЕ ПЛАЗМЫ В ЛОВУШКЕ

Эффективность удержания плазмы в винтовой ловушке возрастает с увеличением угловой скорости её вращения за счёт дрейфового движения в скрещенных магнитном и радиальном электрическом полях. В текущих условиях вращение плазмы определяется, в основном, разностью потенциалов между катодом и анодом плазменной пушки, при этом скорость вращения не превышает $\omega < 1,1 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. В планируемой конфигурации вращение может также создаваться за счёт приложения потенциалов к лимитерам и пластинам плазмприёмника, однако при высокой эффективности подавления продольных потерь ток с плазмприёмников может быть недостаточным для поддержания требуемой скорости вращения.

Внос отрицательного потенциала на ось плазмы, необходимого для её вращения, может осуществляться инжекцией электронного пучка низкой ($E \sim 10T_e$) энергии за счёт контакта плазмы с эмитирующим плазмприёмником. В работе [28] рассматривается внос потенциала в плазму торцевым электродом при наличии эмиссии. Основными параметрами решения в данной работе являются χ — предельный потенциал плазмы в отсутствие эмиссии, обезразмеренный на электронную температуру, и Ξ — отношение плотности тока эмиссии к плотности тока ионного насыщения. Предельный потенциал, вносимый в плазму, оценивается в указанной работе как $(1 + \Xi) / \chi$. Для параметров установки СМОЛА* при использовании накаливаемых LaB_6 -пластин в качестве эмитирующих электродов эти параметры можно оценить как $\chi \sim 0,15—0,25$ и $\Xi \sim 8—10$, что соответствует предельному потенциалу, вносимому в плазму эмитирующим плазмприёмником, до нескольких десятков T_e . Стоит отметить, что при плотности эмиссионного тока с поверхности катода $j_{em} = 8—10 \text{ А/см}^2$ и энергии электронов $E = 200—400 \text{ эВ}$ плотность электронов составляет $(5—10)10^{16} \text{ м}^{-3}$ и превышает порог развития ленгмюровской турбулентности [29]. На начальном этапе предполагается использовать два эмитирующих электрода, установленных на оси установки в обоих выходных расширителях. В дальнейшем для более точного профилирования потенциала дополнительные эмитирующие электроды могут быть установлены концентрически относительно оси.

Также вращение плазме можно придать с помощью метода вращающихся магнитных полей (RMF). Этот метод применялся для генерации азимутальных токов в плазме и создания конфигурации с обращённым полем (FRC) [30]. Полученный электронами момент импульса передаётся ионам через столкновения, что приводит к затуханию тока и возникновению вращения плазмы, не зависящему от ведущего магнитного поля. Для эффективного разгона азимутального электронного тока необходимо, чтобы передача импульса от магнитного поля превосходила потери на столкновения с ионами. Данный критерий выражается в виде

$$\gamma = \frac{\omega_{ce}}{\nu_{ei}} > \lambda = \frac{r}{\delta_w}.$$

Здесь ω_{ce} — электронная циклотронная частота, рассчитанная по полю волны; ν_{ei} — частота электрон-ионных столкновений; r — радиус плазмы; δ_w — классическая толщина скин-слоя. В условиях установки СМОЛА $\lambda \sim 20$, что даёт оценку необходимого поля $B_r \sim 0,7$ мТл. Характерное время проникновения поля в плазму можно оценить как $t_d = \mu_0 R_p^2 / 8\eta \sim 0,1$ мс, что существенно меньше характерного времени эксперимента. Отдельно стоит отметить, что электропроводность плазмы на установке СМОЛА имеет аномальный характер, что должно приводить к увеличению сопротивления и, следовательно, уменьшению необходимого поля и его времени проникновения.

Для эффективного взаимодействия волны и плазмы частота вращающихся полей должна лежать между ионной и электронной циклотронными, рассчитанными по полю волны. При поле $B_r \sim 0,7$ мТл $\omega_{ci} = 11$ кГц, $\omega_{ce} = 19,6$ МГц. Тем самым метод вращающихся магнитных полей может быть реализован в установке СМОЛА* в дальнейших экспериментах с использованием одного из каналов генератора системы ИЦР-нагрева.

5. ОСОБЕННОСТИ СИСТЕМ ДИАГНОСТИКИ

В настоящее время на установке СМОЛА широко используются зондовые диагностики. Увеличение температуры плазмы повысит тепловую нагрузку на зонды, что может привести к их разрушению. Плотность потока энергии, падающего на зонд, находящийся под плавающим потенциалом, может быть оценена как [31]

$$Q = \frac{nV_i}{4} (e\phi_{fl} + 2T_i + 2T_e) \approx \frac{1,95nT^{3/2}}{\sqrt{m_i}}.$$

Здесь V_i — тепловая скорость ионов; ϕ_{fl} — плавающий потенциал. В стационарном состоянии этот поток энергии балансируется тепловым излучением. Предельная температура определяется стойкостью керамического корпуса зонда и может быть принята равной 2250 К. Для коэффициента черноты $\varepsilon = 0,35$ предельный тепловой поток составит $Q = 50$ Вт/см². Эта величина соответствует плотности $n = 0,6 \cdot 10^{18}$ м⁻³ и температуре $T = 35$ эВ. При максимальной мощности нагрева зонды в области удержания могут быть использованы только для определения параметров периферийной плазмы. Также зонды могут применяться в удалённой части транспортных секций и выходных расширителях, где плотность плазмы снижена. Зондовые диагностики будут использованы в этих условиях для определения плотности и электронной температуры (двойные зонды), потенциалов (эмиссионные зонды, нагреваемые непосредственно разрядом), скорости (зонды Маха [32]), истекающего потока ионов (торцевые сеточные анализаторы [33]). Также для определения интегрального энергосодержания плазмы в области удержания будут применены диамагнитные зонды. В остальных областях предполагается использовать оптические методы диагностики.

Использование томсоновского рассеяния для определения концентрации и температуры плазмы представляется технически возможным, но избыточно дорогим методом для установки лабораторного масштаба. Средняя концентрация плазмы будет определена с использованием СВЧ-интерферометрии.

Частота зондирующего сигнала выбирается такой, чтобы $n_e \approx (0,1—0,3)n_c$, где n_c — критическая концентрация [34]. Для плотности электронов $n_e = 10^{18} \text{ м}^{-3}$ это даёт ограничение на частоту зондирующего излучения $f > 30 \text{ ГГц}$. При диаметре плазмы $\sim 10 \text{ см}$ набег фазы зондирующего луча может быть оценен как

$$\Delta\phi \approx \pi \frac{n_e l}{n_c \lambda} \approx 0,9\pi\lambda [\text{см}].$$

Современная экспериментальная техника позволяет регистрировать фазовый сдвиг при СВЧ-интерферометрии $\Delta\phi \sim 0,1$ [35]. Это накладывает ограничение на частоту зондирующего излучения $f < 850 \text{ ГГц}$. Тем самым, СВЧ-интерферометр с частотой зондирующего излучения $f \sim 100 \text{ ГГц}$, широко применяемой в других экспериментах, позволяет с достаточной точностью определить линейную плотность плазмы в планируемых экспериментах.

Для регистрации посторонних примесей в плазме будет использован обзорный спектрометр, способный определить положение спектральной линии до $\lambda = 0,5 \text{ нм}$. Данная диагностика позволит отслеживать изменение состава плазмы при добавлении диагностических примесей или деградацию механических элементов.

Важными параметрами плазмы, влияющими на качество удержания в винтовой ловушке в условиях дополнительного ВЧ-нагрева, являются угловая скорость вращения и ионная температура, для определения которых будет применена доплеровская спектроскопия на базе спектрометра с пространственным разрешением, построенная по схеме, аналогичной [36]. Линейная скорость определяется по доплеровскому сдвигу, ионная температура — по уширению спектральной линии излучения Na. Линейная дисперсия ранее применявшихся на установке систем составляет до $2,4 \text{ нм/мм}$, пространственное разрешение — до $1,5 \text{ мм}$.

На первый взгляд основной проблемой данной диагностики является определение положения и уширения линии излучения вращающейся водородной плазмы на фоне несмещённой спектральной линии излучения франк-кондоновских атомов с энергией до 5 эВ . По экспериментальным данным, полученным на установке СМОЛА, интегральные интенсивности несмещённой спектральной линии и смещённой вследствие вращения плазмы могут оцениваться как примерно равные. Для определения возможности использования такой диагностики при более высоких температурах были построены синтетические спектры на основе интенсивности излучения этих линий, полученных в эксперименте (рис. 5). При скорости твердотельного вращения плазмы 10^6 см^{-1} и температуре ионов 35 эВ получены следующие расчётные распределения интенсивности излучения линии Na для спектрометра на основе монохроматора — спектрографа MS1002i.

При достижении линейной скорости $V > > 2 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ чётко наблюдается раздвоение спектральной линии излучения Na на смещённую вследствие вращения и несмещённую компоненты. Даже с учётом температурного расширения, приводящего к снижению пиковой интенсивности регистрируемой линии, будет обеспечено определение как линейной скорости, так и ионной температуры плазмы.

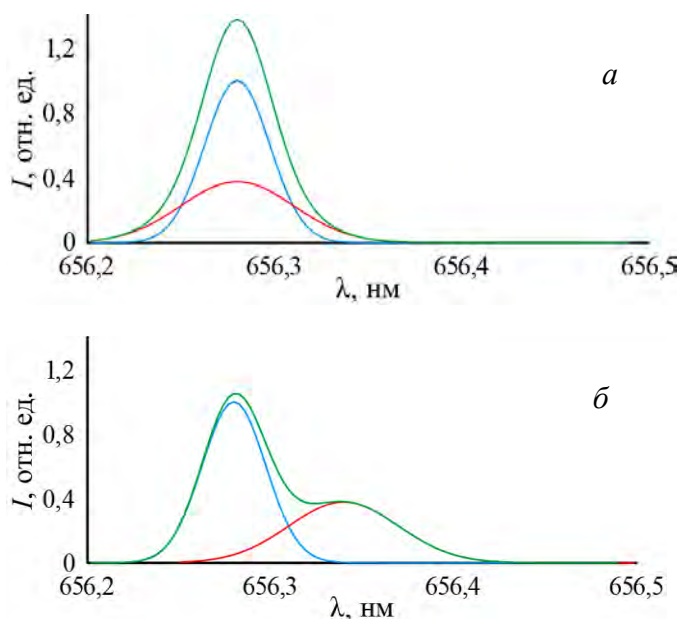


Рис. 5. Расчётное распределение зависимости интенсивности линии излучения Na с учётом доплеровского сдвига и уширения: — несмещённая линия излучения франк-кондоновских атомов ($T_i = 4 \text{ эВ}$); — уширенная линия излучения Na, соответствующая $T_i = 35 \text{ эВ}$; — суммарное распределение интенсивности. Прицельный параметр для линии зрения 0 см (а), 2 см (б)

Скорость и ионную температуру также можно измерить по линиям излучения ионизированной примеси. В разное время на установке СМОЛА в качестве диагностических примесей использовались гелий, литий, неон и аргон. Все они имеют ионизированные линии излучения в области Na разных интенсивностей. Порог ионизации гелия достаточно большой ($U_{\text{He}} = 24,6$ эВ), что ограничивало применение гелия в качестве примеси на установке СМОЛА без использования систем дополнительного нагрева. Твёрдый литий недостаточно удобен для применения, так как в течение нескольких выстрелов испаряется, при этом его порог ионизации наименьший по сравнению с другими изученными примесями. Интенсивность излучения линий аргона вблизи Na недостаточна для одновременной регистрации. Применение неона приводит к разрушению внутренних частей конструкций источника плазмы и металлизации катодной шайбы. Угловые скорости вращения, посчитанные по линиям излучения диагностических примесей и линии излучения Na , совпадают с точностью до $\sim 10\%$.

Таким образом, при дополнительном нагреве плазмы на модернизированной установке СМОЛА* в качестве диагностической примеси будет использован гелий. Подача газа будет происходить непосредственно в зону удержания плазмы. Помимо прочего, в условиях невозможности применимости зондовых измерений по интенсивности излучения нейтрального гелия будут определяться электронная температура и плотность плазмы методом гелиевого термометра. Данная диагностика активно применяется как в замкнутых [37], так и в линейных системах [38]. Такая оптическая диагностика основана на измерении отношения интенсивности линий излучения гелия: на длинах волн 728 и 706 нм для определения электронной температуры, 688 и 728 нм — плотности плазмы. Для получения радиального распределения искомых параметров будет также использована оптическая система, обеспечивающая пространственное разрешение. В предварительных экспериментах на установке СМОЛА значения электронной температуры, полученной методом гелиевого термометра и измеренной с помощью двойного зонда, совпадают с точностью до $\sim 15\%$.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для дальнейших исследований многопробочного удержания плазмы в магнитном поле с винтовой симметрией создаётся установка СМОЛА*, представляющая собой симметричную открытую ловушку с областью удержания длиной 1,2 м (поле в минимуме 30—80 мТл), двумя многопробочными секциями длиной $8 \times 0,18$ м и возможностью установки двух сильных пробочек с магнитной индукцией до 1 Тл. Основными целями работ будут являться исследования многопробочного удержания плазмы при низкой кулоновской столкновительности ($\nu^* < 0,01$) и способов создания вращения плазмы, необходимого для винтового удержания. ИЦР-нагрев плазмы будет осуществляться по методу магнитного берега с помощью твёрдотельного двухканального генератора мощностью 2×30 кВт. Возможными путями для создания вращения плазмы являются инжекция электронов с эмитирующих торцевых плазмодриёмников и создание высокочастотных вращающихся магнитных полей. Для диагностики плазмы могут использоваться интерферометрические, спектроскопические и ограниченно зондовые диагностики.

Первая плазма на модернизированной установке получена 19.09.2025. В начале 2026 г. ведутся эксперименты по оптимизации магнитной конфигурации для ИЦР-нагрева плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Forest C.B., Anderson J.K., Endrizzi D. et al.** Prospects for a high-field, compact break-even axisymmetric mirror (BEAM) and applications. — *J. Plasma Phys.*, 2024, vol. 90, № 1, p. 975900101.
2. **Gota H. et al.** Overview of C-2W: high temperature, steady-state beam-driven field-reversed configuration plasmas. — *Nucl. Fusion*, 2021, vol. 61, p. 106039.
3. **Scheffel J. et al.** Axial confinement in the Novatron mirror machine. — *Ibid.*, 2025, vol. 65, p. 066011.
4. **Сковородин Д.И., Черноштанов И.С., Амиров В.Х. и др.** Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ. — *Физика плазмы*, 2023, т. 49, вып. 9, с. 831—884.
5. **Burdakov A.V., Postupaev V.V.** Multiple-mirror trap: a path from Budker magnetic mirrors to linear fusion reactor. — *Physics-Uspekhi*, 2018, vol. 61, № 6, p. 582—600.

6. **Beklemishev A.D.** Diamagnetic “bubble” equilibria in linear traps. — *Phys. Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 082506.
7. **Beklemishev A.D.** Helicoidal System for Axial Plasma Pumping in Linear Traps. — *Fusion Sci. Technol.*, 2013, vol. 63, № 1T, p. 355—357.
8. **Beklemishev A.D.** Radial and axial transport in trap sections with helical corrugation. — *AIP Conf. Proc.*, 2016, vol. 1771, p. 040006.
9. **Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. et al.** SMOLA device for helical mirror concept exploration. — *Fusion Eng. Des.*, 2017, vol. 122, p. 83—93.
10. **Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Postupaev V.V. et al.** First experimental campaign on SMOLA helical mirror. — *Plasma Fusion Res.*, 2019, vol. 14, p. 2402023.
11. **Sudnikov A.V., Beklemishev A.D., Inzhevatkina A.A. et al.** Preliminary experimental scaling of the helical mirror confinement effectiveness. — *J. Plasma Phys.*, 2020, vol. 86, № 5, p. 905860515.
12. **Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A. et al.** Plasma flow suppression by the linear helical mirror system. — *Ibid.*, 2022, vol. 88, № 1, p. 905880102.
13. **Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A. et al.** Helical magnetic mirror performance at up- and downstream directions of the axial force. — *Ibid.*, 2022, vol. 88, № 6, p. 905880609.
14. **Sudnikov A.V., Ivanov I.A., Inzhevatkina A.A. et al.** Improved axial confinement in the open trap by the combination of helical and short mirrors. — *Ibid.*, 2024, vol. 90, № 4, p. 905900405.
15. **Морозов А.И., Соловьёв Л.С.** Геометрия магнитного поля. — *Вопросы теории плазмы*, 1963, вып. 2, с. 3—91.
16. **Mirnov V.V., Ryutov D.D.** Gas-dynamic description of a plasma in a corrugated magnetic field. — *Nucl. Fusion*, 1972, vol. 12, p. 627—636.
17. **Kotelnikov I.A.** New results in the theory of multiple mirror plasma confinement. — *Fusion Sci. Technol.*, 2007, vol. 51, № 2T, p. 186.
18. **Stix T.H., Palladino R.W.** Ion Cyclotron Resonance. — In: *Proc. Second U.N. Intern. Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy*, 1958, p. 282—287.
19. **Dimonte G., Molvik A.W., Barter J. et al.** Ion cyclotron heating in TMX-U. — *Nucl. Fusion*, 1987, vol. 27, № 12, p. 1959—1974.
20. **Ichimura M., Higaki H., Saosaki S. et al.** ICRF heating in magnetic mirror plasmas. — *Plasma Phys. Rep.*, 2002, vol. 28, № 9, p. 727—733.
21. **Liu M., Yi H., Zhu G. et al.** Ion cyclotron resonant heating in the central cell of the Keda Mirror with AXisymmetry (KMAX). — *Phys. Plasmas*, 2018, vol. 25, № 8, p. 082515.
22. **Roberts D.R., Hershkowitz N.** Enhanced slow-wave beach heating of mirror plasmas with two-ion species. — *Phys. Fluids B*, 1992, vol. 4, № 6, p. 1475—1485.
23. **Yasaka Y., Majeski R., Browning J. et al.** ICRF heating with mode control provided by a rotating field antenna. — *Nucl. Fusion*, 1988, vol. 28, № 10, p. 1765—1770.
24. **Golovato S.N., Brau K., Casey J. et al.** Stability of plasmas sustained by ion cyclotron wave excitation in the central cell of the Tara tandem mirror. — *Phys. Fluids B*, 1989, vol. 1, № 4, p. 851—861.
25. **Beers C.J., Goulding R.H., Isler R.C. et al.** Helicon plasma ion temperature measurements and observed ion cyclotron heating in proto-MPEX. — *Phys. Plasmas*, 2018, vol. 25, № 1, p. 013526.
26. **Piotrowicz P.A., Goulding R.H., Caneses J.F. et al.** Computational investigation of ion cyclotron heating on Proto-MPEX. — *Ibid.*, 2019, vol. 26, № 3, p. 033511.
27. **Skovorodin D.I.** Suppression of secondary emission of electrons from end plate in expander of open trap. — *Ibid.*, 2019, vol. 26, № 1, p. 012503.
28. **Trotabas B., Gueroult R.** Trade-off in perpendicular electric field control using negatively biased emissive end-electrodes. — *Plasma Sources Sci. Technol.*, 2022, vol. 31, p. 025001.
29. **Karfidov D.M., Rubenchik A.M., Sergeichev K.F. et al.** Strong langmuir turbulence excited by an electron beam in plasma. — *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1990, vol. 98, p. 1592—1604.
30. **Ren B. et al.** Plasma rotation driven by rotating magnetic fields. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2021, vol. 63, № 3, p. 035027.
31. **Инжеваткина А.А. и др.** Исследование потоковой скорости плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА. — *Физика плазмы*, 2024, т. 50, вып. 1, с. 3—14.
32. **Хаддлстоун Р., Леонард С.** Диагностика плазмы. — М.: Мир, 1967. 515 с.
33. **Soldatkina E. et al.** Measurements of axial energy loss from magnetic mirror trap. — *Nucl. Fusion*, 2020, vol. 60, p. 086009.

34. Лукьянов С.Ю., Щеглов Д.А., Голант В.Е. и др. Диагностика термоядерной плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1985. 168 с.
35. Брагин Е.Ю., Бунин Е.А., Диас Михайлова Д.Е. и др. Сравнение методов определения фазы зондирующего СВЧ-излучения на примере интерферометра стенда ПН-3. — Приборы и техника эксперимента, 2024, № 2, с. 70—79.
36. Инжеваткина А.А. и др. Исследование вращения плазмы в открытой винтовой ловушке СМОЛА. — Физика плазмы, 2021, т. 47, вып. 8, с. 706—715.
37. Тимохин В.М. и др. Спектроскопическая диагностика периферийной плазмы токамака “Глобус-М2” с использованием инъекции нейтрального гелия. — Письма в ЖЭТФ, 2022, т. 116, вып. 5, с. 292—299.
38. Ветров С.И. и др. Диагностика инертных газов методом эмиссионной спектроскопии на установке ПН-3. — Физика плазмы, 2006, т. 32, вып. 5, с. 454—458.

**Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН,
630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, д. 11, Россия**



Антон Вячеславович Судников, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.
A.V.Sudnikov@inp.nsk.su



Анна Александровна Инжеваткина, научный сотрудник
A.A.Inzhevatkina@inp.nsk.su



Михаил Сергеевич Толкачёв, младший научный сотрудник
M.S.Tolkachev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 30 октября 2025 г.

После доработки 17 февраля 2026 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 79—90.



ПЛАЗМА—СТЕНКА и МАТЕРИАЛЫ для УТС



УДК: 533.924

АНАЛИЗ ПОВЕДЕНИЯ КОМПОЗИТА Al—AlN—TiB₂ ПРИ НАГРЕВЕ И ПЛАЗМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ

*Т. Соларевич¹, Ю.М. Гаспарян¹, В.С. Ефимов¹, А.С. Умеренкова¹, Н. Остойич¹, Н.С. Сергеев¹,
Д.Н. Синельников¹, Н.Е. Ефимов¹, В.Э. Лорян²*

¹НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

²ИСМАН РАН, Черногловка, Московская обл., Россия

Проведено исследование поведения композитной керамики Al—AlN—TiB₂ при нагреве и первичная оценка её совместимости с водородной плазмой. В ходе работы проводился анализ потока атомов материала с поверхности и убыли массы при нагреве образца, а также захвата дейтерия при плазменном облучении. Установлено, что свободный алюминий активно диффундирует на поверхность при температурах ~600 °С, а при температурах выше 900 °С наблюдается испарение алюминия с поверхности. При облучении образцов дейтериевой плазмой наблюдаются регулярные пробои на поверхности и эмиссия микрочастиц. Накопление дейтерия в материале оказалось сравнительно небольшим и слабо менялось с дозой облучения при низких температурах.

Ключевые слова: первая стенка, обращённые к плазме материалы, композиты, накопление водорода, эрозия, рост кристаллов.

ANALYSIS OF THE BEHAVIOR OF Al—AlN—TiB₂ COMPOSITE UNDER HEATING AND PLASMA IRRADIATION

*T. Solarevic¹, Yu.M. Gasparyan¹, V.S. Efimov¹, A.S. Umerenkova¹, N. Ostojic¹, N.S. Sergeev¹,
D.N. Sinelnikov¹, N.E. Efimov¹, V.E. Loryan²*

¹NRNU MEPhI, Moscow, Russia

²ISMAN RAS, Chernogolovka, Moscow Region, Russia

This study investigates the behavior of Al—AlN—TiB₂ composite ceramics under heating and provides a preliminary assessment of its compatibility with hydrogen plasma. The work included analysis of the atomic flux from the surface during heating, sample mass loss, and deuterium retention during plasma irradiation. It was found that free aluminum diffuses to the surface at approximately 600 °C and evaporates from the material at temperatures above 900 °C. Regular breakdowns on the surface and emission of microparticles were observed during deuterium plasma exposure. Deuterium accumulation in the material was relatively small and varied little with the fluence at low irradiation temperatures.

Key words: first wall, plasma-facing materials, composites, hydrogen retention, erosion, crystal growth.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время не найдено оптимального материала для облицовки обращённых к плазме элементов (ОПЭ) будущих термоядерных установок, что связано с экстремальными потоками тепла и частиц на стенку. В строящемся международном реакторе ИТЭР на поверхность первой стенки ожидаются тепловые потоки до 5 МВт/м², в диверторной области до 10—20 МВт/м², и ещё большие импульсные потоки в ходе быстрых переходных процессов [1, 2], наличие которых пытаются минимизировать. В связи с этим ведутся работы по смягчению нагрузок со стороны плазмы и по поиску новых материалов.

В ИТЭР поверхность обращённых к плазме элементов будет покрыта вольфрамом — материалом, обладающим низким коэффициентом распыления лёгкими ионами, высокой теплопроводностью и температурой плавления. Однако его большой атомный номер ($Z = 74$) накладывает строгие ограничения на

допустимое содержание его атомов в плазме, а при мощных импульсных нагрузках возможно растрескивание [3]. В ряде работ предлагается в качестве обращённого к плазме материала использовать высокотемпературные керамические материалы с относительно низким атомным номером [4] как в виде тонких покрытий, так и в виде объёмных материалов.

К высокотемпературным керамикам относятся нитриды, карбиды и бориды, которые выдерживают нагрев выше 1600 °С и обладают температурой плавления выше 2000 °С. Отдельные представители этого класса материалов, такие как B_4C , AlN , BN и TiB_2 , ранее исследовались в качестве материала облицовки первой стенки [5]. Однако ключевыми ограничениями данных материалов оказались низкие коэффициенты теплопроводности (B_4C [6], TiB_2 [7]) и электропроводности (AlN [8], B_4C [9] и BN). Низкая теплопроводность материала ОПЭ снижает устойчивость к тепловым нагрузкам, а низкая электропроводность может приводить к зарядке поверхности и вызвать повышенную эрозию за счёт пробоев и дугообразования. Поэтому для условий первой стенки предпочтение отдаётся материалам с высокой тепло- и электропроводностью.

Композитные материалы помогают сочетать различные положительные свойства отдельных компонент. В данной работе рассматривается композитная керамика на основе $Al—AlN—TiB_2$, которая состоит из матрицы нитрида алюминия с высокой теплопроводностью (170—230 Вт/(м·К) [10]), зёрен диборида титана, обладающих высокими твёрдостью (25—35 ГПа) и температурой плавления (3225 °С), и свободного алюминия, обеспечивающего приемлемую электропроводность (удельное сопротивление алюминия $2 \cdot 10^{-8}$ Ом·м [11]). Использование алюминия в термоядерных установках нежелательно в силу образования долгоживущих радиоактивных изотопов при нейтронном облучении, тем не менее данный материал интересен как представитель нового класса материалов, ранее не рассматриваемых для термоядерных установок. В первой работе по исследованию этого материала [12] была проанализирована устойчивость материала к импульсным тепловым нагрузкам, где показано, что при импульсном нагреве алюминийсодержащая составляющая (Al и AlN) способна перераспределяться и заполнять полости в материале, повышая теплопроводность всего композита.

В данной статье исследовано поведение материала при длительном нагреве и стационарном облучении водородной плазмой при потоках тепла и частиц меньших, чем ожидается в крупных термоядерных установках, тем не менее позволяющих выявить нежелательные особенности материалов.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1. Описание образцов

Образцы размером 10×10×1 мм отрезались от бруска композита $Al—AlN—TiB_2$, изготовленного в ИСМАН методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) [13]. Плотность образцов, определённая с помощью микровесов AND BM-200, составила 3,3 г/см³. Резка образцов проводилась с помощью алмазного отрезного диска, после чего образцы шлифовались шлифовальным диском Apollo-S с зерном 18 мкм и полировались диском Squadro-M с зерном 15 мкм. Методами (рис. 1) энергодисперсионной спектроскопии (табл. 1) и растровой электронной микроскопии установлено, что образцы состоят из «светлой» матрицы на основе Al и AlN и «тёмных» зёрен TiB_2 размером до 20 мкм, которые могут группироваться в агломераты размером до 50 мкм. Зёрна наиболее чётко видны на сколах образцов, на поверхности наблюдается частичное перемешивание.

Таблица 1. Элементный состав исходных образцов по результатам ЭДС

Элемент	Область 1, ат. %	Область 2, ат. %
B	Нет	73,4%
Al	88,3%	0,6%
Ti	11,7%	26%

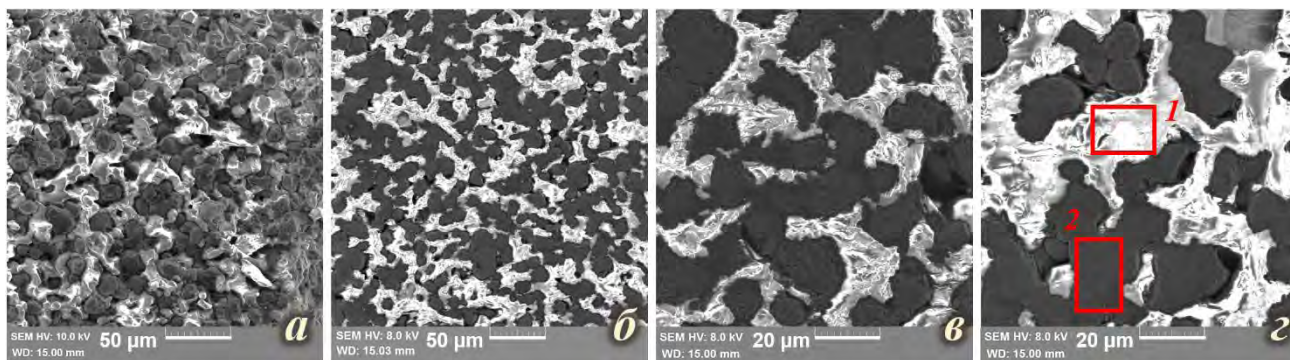


Рис. 1. Структура композита Al—AlN—TiB₂: *a* — на сколе; *b* и *v* — на поверхности неполированного образца; *z* — на поверхности полированного образца

2.2. Анализ выхода материала с поверхности

Помимо высокотемпературных фаз (зёрен TiB₂ и матрицы из AlN), в материале содержится свободный алюминий, который существенно повышает его электропроводность [11]. При этом температура плавления алюминия ($T_{пл} = 660\text{ °C}$) значительно ниже остальных компонент. В связи с этим на первом этапе было исследовано поведение композита при термическом нагреве. Измерения проводились в отдельном вакуумном стенде (рис. 2), оснащённом системой нагрева и датчиком кварцевого микробаланса для анализа количества частиц, вылетающих с поверхности. В стенде была реализована безмасляная система откачки на основе турбомолекулярного насоса и винтового форвакуумного насоса. Остаточное давление составляло менее $3 \cdot 10^{-6}$ мбар.

Образцы крепились к линейному вводу движения для перемещения точного позиционирования в области нагрева параллельно нагревателю, выполненному из вольфрамовой фольги толщиной 50 мкм. Сам нагреватель крепился к водоохлаждаемым тоководам. Управление нагревателем осуществлялось дистанционно через программируемые источники питания. Температура образцов измерялась с помощью вольфрам-рениевой термопары. Поскольку приварить термопару непосредственно к образцу не удалось, в образцах делалось узкое сквозное отверстие диаметром 0,65 мм (рис. 3), в которое вплотную вставлялась термопара.

В статье представлены результаты экспериментов на трёх образцах, которые нагревались до температур $T_{max} = 550\text{—}1000\text{ °C}$ с шагом 50 °C и выдержкой 5 мин при каждой температуре. Скорость нагрева составила 2 К/с (в стандартном режиме) и 0,3 К/с (в режиме медленного нагрева, активируемого за 50 °C до целевой температуры). После каждой новой выдержки образцы охлаждались до комнатной температуры для определения интегрального выхода частиц с поверхности материала.

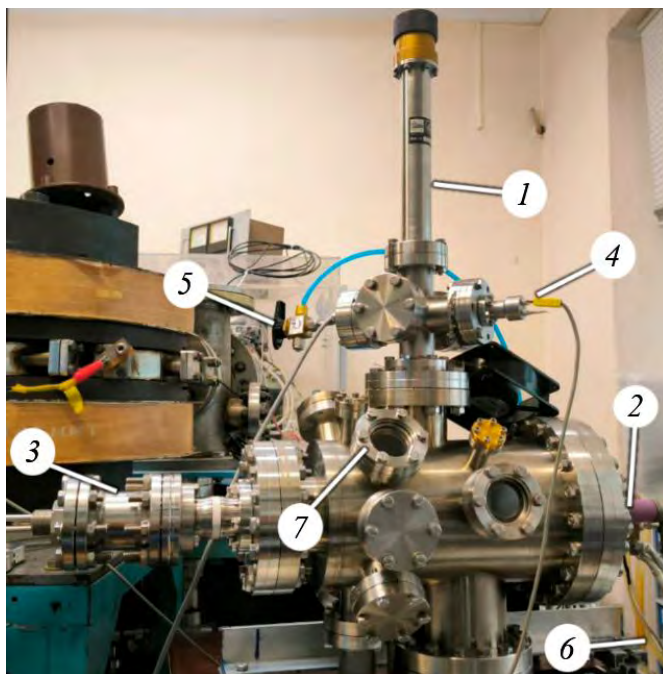


Рис. 2. Стенд для нагрева и анализа испарения с образцов: 1 — система ввода образцов; 2 — тоководы для нагревателя; 3 — датчик кварцевого микробаланса; 4 — термопара; 5 — клапан для напуска воздуха; 6 — система водяного охлаждения; 7 — вакуумное окно

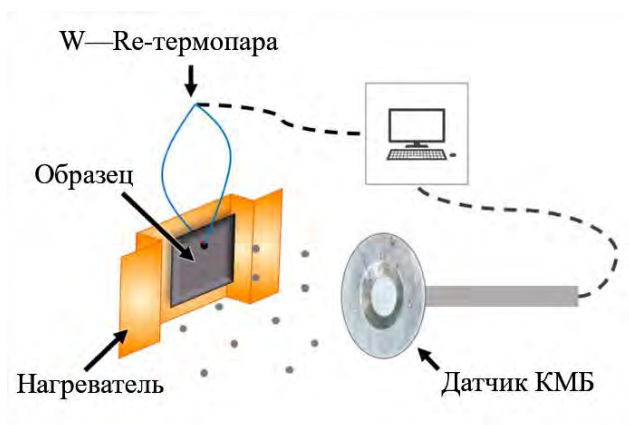


Рис. 3. Принципиальная схема экспериментов по нагреву композита Al—AlN—TiB₂

Определение количества вылетевших с поверхности частиц проводилось с помощью датчика кварцевого микробаланса (КМБ), который располагался параллельно к нагретому образцу на расстоянии 5 см. Визуальные изменения поверхности образцов при нагреве наблюдались через вакуумное окно диаметром 42 мм. В ходе нагрева часть испарившихся с образца частиц попадала на датчик КМБ, что приводило к увеличению его массы. Чтобы исключить погрешность, связанную с температурными флуктуациями показаний КМБ, масса датчика (Δm) фиксировалась после охлаждения образцов до комнатной температуры. Суммарная погрешность измерений Δm

КМБ в условиях эксперимента, включая водяное охлаждение и температурную стабилизацию, не превышала 0,05 мкг. Состав осажденного на КМБ материала определялся методом ЭДС после выноса на атмосферу. Изменение массы образцов после нагрева измерялось с помощью микровесов.

2.3. Плазменное облучение

Эксперименты по облучению образцов проводились на линейной плазменной установке, подробное описание которой приведено в [14]. Перед облучением образцы очищались в ультразвуковой ванне в спирте, а потом нагревались в вакуумной камере установки до температуры 400 °С в течение 10 мин. Температура образцов измерялась с помощью вольфрам-рениевой термопары, прижимаемой к задней поверхности образца, и составляла ≈ 70 °С или ≈ 600 °С. Дозой 10^{24} ион/м² облучались два образца, отожженных при 1000 °С в течение 5 мин и без предварительного отжига. Дозой $3 \cdot 10^{24}$ ион/м² облучались только отожженные образцы (табл. 2). В ходе облучения к образцу прикладывался отрицательный потенциал порядка 100 В для ускорения падающих на поверхность ионов. Такие значения сопоставимы со средней энергией частиц на обращенные к плазме элементы в крупных термоядерных установках [15, 16]. Исходя из данных предыдущих измерений [11], поток ионов, поступающих на поверхность, преимущественно состоит из молекулярных ионов: D⁺ — 20%, D₂⁺ — 70%, D₃⁺ — 10%, что учитывалось при подсчете дозы облучения.

Таблица 2. Условия плазменного облучения композита Al—AlN—TiB₂

№ образца	Доза облучения, ион/м ²	Отжиг образца	Температура облучения, °С	Потенциал смещения, В
4	10^{24}	Без отжига	≈ 70	-100
5	10^{24}	До 1000 °С	≈ 70	-100
6	$3 \cdot 10^{24}$	До 1000 °С	≈ 70	-100
7	$3 \cdot 10^{24}$	До 1000 °С	≈ 600	-100

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

3.1. Зависимость потока примесей от температуры

Изначально все исследуемые образцы отрезались от одного бруска материала. Однако потоки частиц из образцов и наблюдаемые закономерности несколько отличались от одного образца к другому, что свидетельствует о существенной роли подготовки поверхности, а также неоднородности самого материала. В ходе нагрева вблизи температуры 600 °С, т.е. при приближении к температуре плавления алюминия,

на образце невооруженным глазом через смотровое окно наблюдалось появление светлых линий (рис. 4, *а*). Методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) показано, что в этих местах на поверхности формировались области, насыщенные алюминием (рис. 4, *б*), а в некоторых случаях образовывались капли расплавленного алюминия на поверхности (рис. 4, *в*). Можно предположить, что формирование напряжений или некоторых повреждений в ходе механической обработки способствует локально ускоренному выходу алюминия в этих областях.

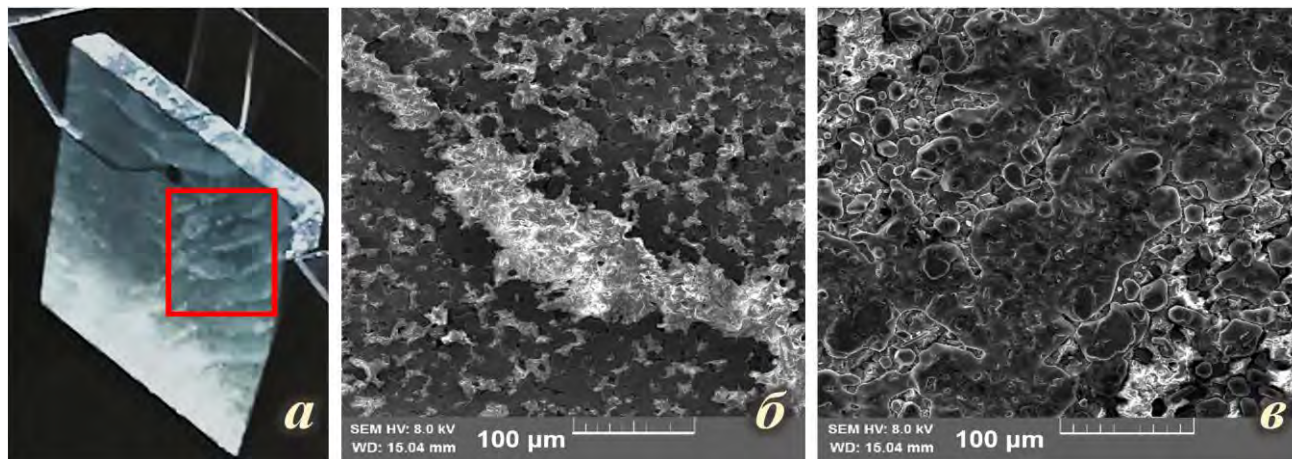


Рис. 4. Фотография образца $Al-AlN-TiB_2$ в ходе нагрева до $600\text{ }^{\circ}C$ (*а*) и РЭМ-изображения поверхности после нагрева (*б*, *в*)

Примерно при этих же температурах на поверхности образцов часто наблюдался рост вытянутых кристаллов («вискеров») (рис. 5), длина которых достигала до $50\text{ }\mu m$ на поверхности образца, а на «сколах» образца — до $200\text{ }\mu m$. Кристаллы, согласно ЭДС, преимущественно состоят из алюминия. Похожие структуры наблюдались ранее на различных материалах [17], хотя обычно их рост происходил при дополнительной ионной бомбардировке.

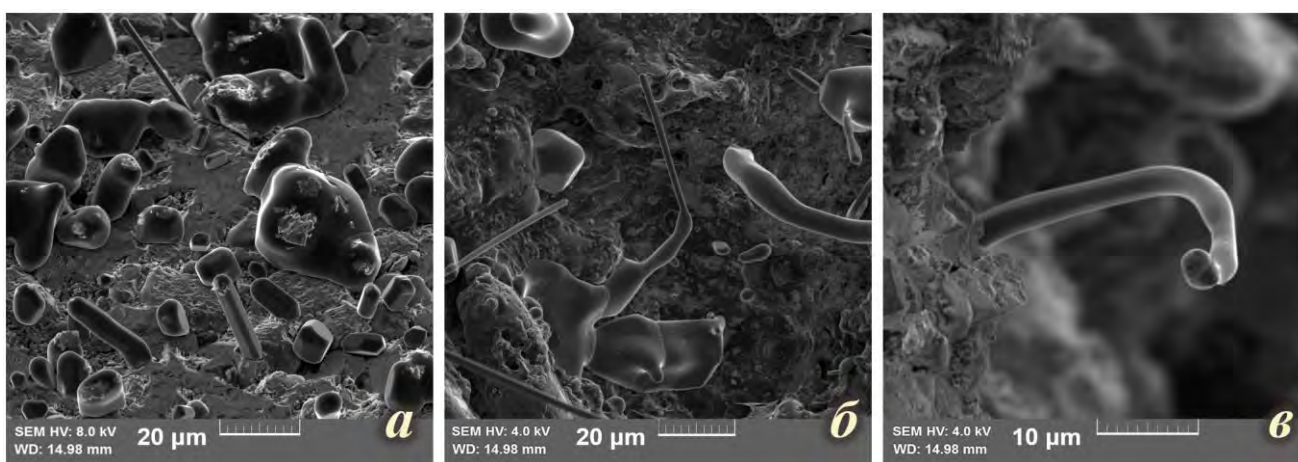
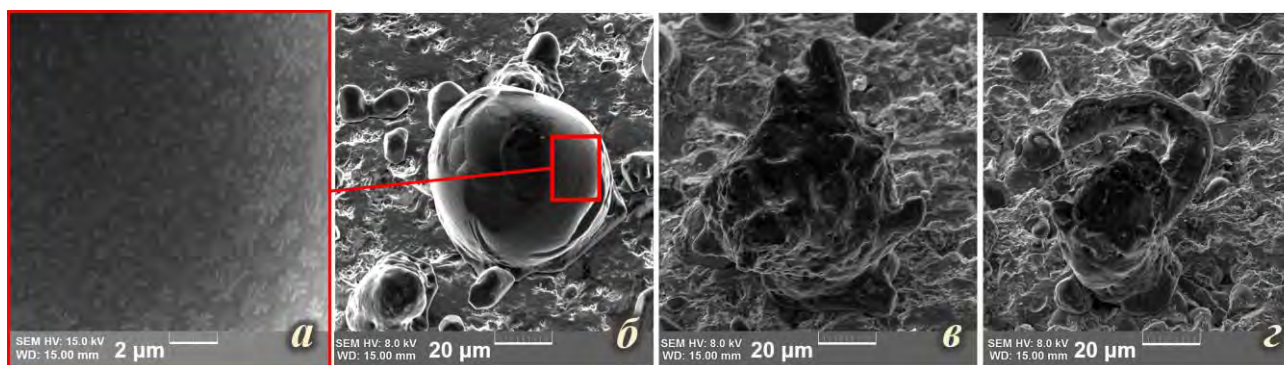


Рис. 5. Тонкие кристаллы, образовавшиеся на поверхности (*а*) и на «сколе» (*б*, *в*) композита $Al-AlN-TiB_2$ при нагреве до $600\text{ }^{\circ}C$

При меньших температурах ($\sim 550\text{ }^{\circ}C$) структура новообразований из алюминия на поверхности отличается и, по всей видимости, соответствует более ранней стадии образования кристаллов. Наблюдаются сферические образования, на поверхности некоторых из них видны дендритные структуры (рис. 6, *а*, *б*), на других — выступы (рис. 6, *в*), которые, видимо, и преобразуются позже в кристаллы (рис. 6, *г*).

Рис. 6. Поверхность композита Al—AlN—TiB₂ при нагреве до температуры 550 °С

В ряде экспериментов рост плёнки на поверхности кристалла КМБ начинался уже при температурах 550—600 °С, что недостаточно для активного испарения алюминия (см. рис. 6). Данные ЭДС показали, что в этом случае происходило испарение магния, температура испарения которого значительно меньше и примесь которого локально присутствовала в материале. Выход на поверхность магния в отдельных образцах был подтверждён и методом упругого рассеяния низкоэнергетических ионов (LEIS), реализован на установке Большой масс-монохроматор МИФИ [18]. Данный метод чувствителен к составу поверхностного слоя толщиной порядка 1 нм.

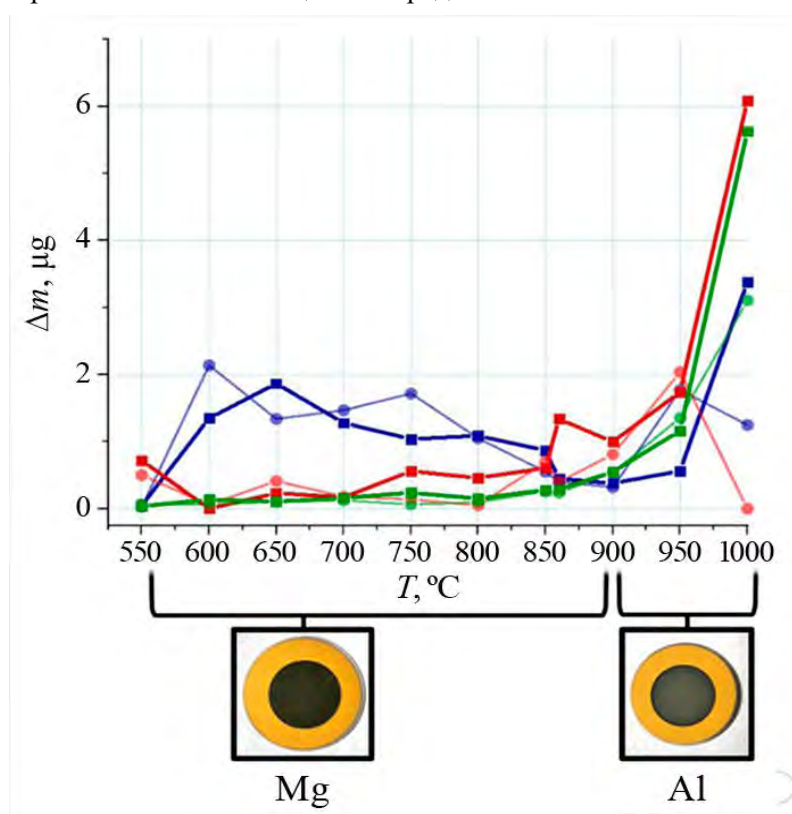


Рис. 7. Рост массы плёнки на кристалле КМБ с увеличением температуры выдержки для образцов S1, S2 и S3 Al—AlN—TiB₂. Нагрев 1: —■— S1, —■— S2, —■— S3, нагрев 2: —●— S1, —●— S2, —●— S3

алюминия не обнаружены. Всё это объясняется беспрепятственным выходом свободного алюминия с поверхности, начиная с температуры $T \sim 900$ °С.

Выход алюминия с поверхности происходил при более высоких температурах свыше — 900 °С (рис. 7). При этом для части образцов рост плёнки на поверхности кристалла КМБ при меньших температурах не регистрировался и магний при дальнейшем анализе не обнаруживался. Интегрально после выдержки в течение 5 мин. образца при температуре 1000 °С масса образцов уменьшалась на 1—2%.

Исходя из данных КМБ- и ЭДС-анализа, можно сделать вывод, что при $T \sim 600$ °С алюминий активно выходит на поверхность, образуя кристаллические структуры и капли, а начиная с $T \sim 900$ °С происходит активное испарение материала. Микроскопия образца после прогрева до 1000 °С показала увеличение площади покрытия поверхности зёрнами диборида титана (тёмные области) (рис. 8). Также можно видеть появление открытых пор размером до 15 мкм. В отличие от нагрева до $T \sim 600$ °С (см. рис. 4, в), капли

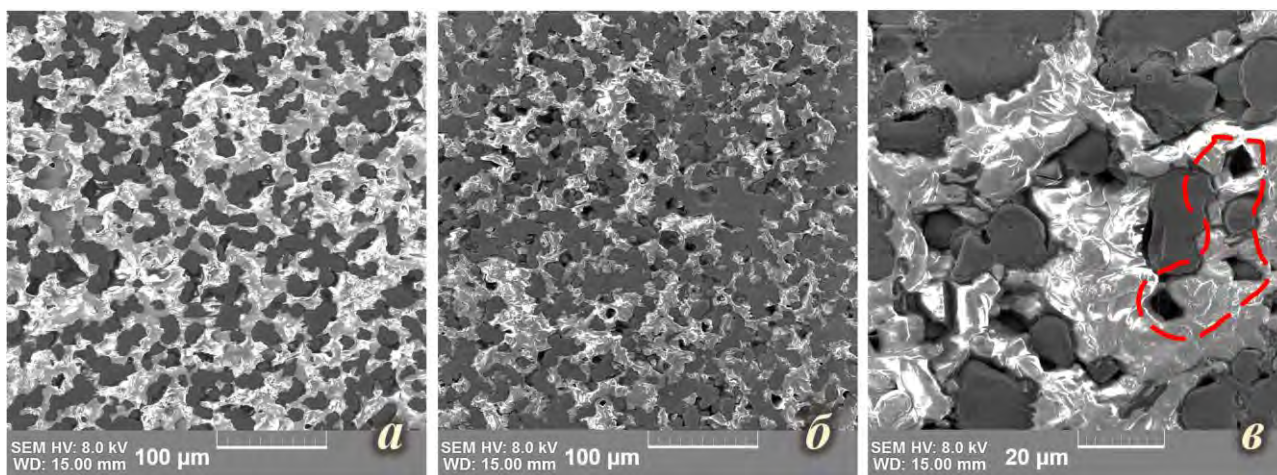


Рис. 8. РЭМ-изображения поверхности образца Al—AlN—TiB₂ до (а) и после (б, в) нагрева до 1000 °С

3.2. Облучение образцов ионами дейтерия

В процессе облучения в дейтериевой плазме на поверхности образцов наблюдались регулярные пробои и вылет микрочастиц с периодичностью вылета. По мере облучения частота вспышек становилась меньше, но пробои не прекращались. Методом СЭМ на поверхности зёрен диборида титана были обнаружены кратеры размером до 15 мкм, окружённые кольцеобразными кромками выброшенного материала (рис. 9, б). На отожжённых образцах обнаружены небольшие разрушения вдоль границ зёрен (рис. 9, в).

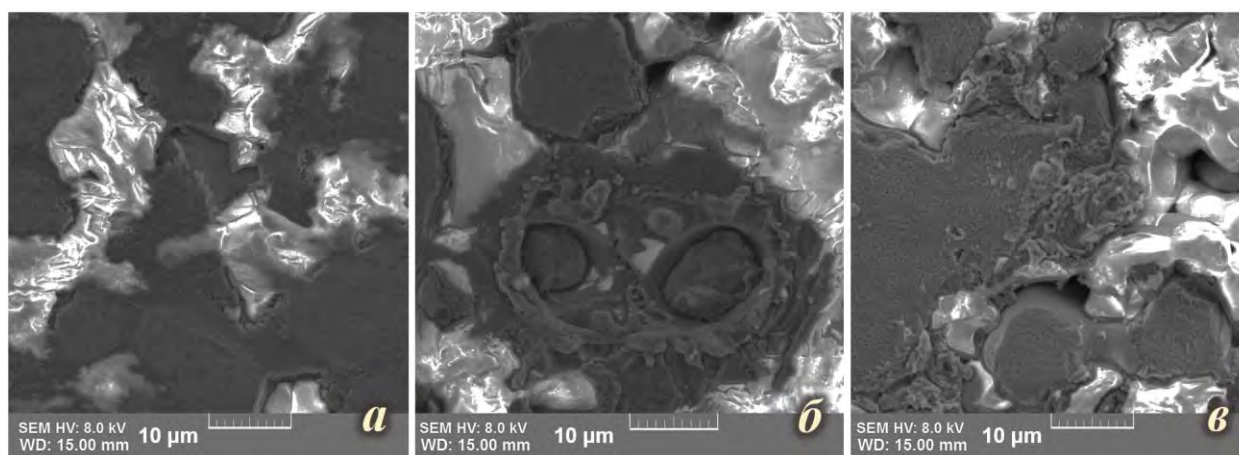


Рис. 9. Поверхность необлучённого образца (а), неотожжённого образца после облучения (б) и отожжённого образца после облучения (в)

В случае предварительно отожжённых образцов частота вспышек на поверхности была значительно меньше. В соответствии с этим убыль массы для отожжённых образцов была примерно в 5 раз меньше: 90 мкг для неотожжённого и 20 мкг для отожжённого образца.

Оценка скорости физического распыления отдельных компонентов материала по табличным данным для чистых материалов предсказывает значительно меньшую скорость эрозии. Поэтому было предположено, что в данном случае пробои на поверхности являются доминирующим механизмом эрозии. Это также наглядно иллюстрирует возможные сложности при работе с керамическими материалами, особенно со сложным составом, в контакте с плазмой.

Значительного изменения состава поверхности при низкотемпературном облучении не было обнаружено. При высокотемпературном облучении ($T_{\text{обл}} \approx 600$ °С) на спектрах LEIS было заметно увеличение

доли титана. При этом ЭДС-анализ изменение состава поверхности не зарегистрировал, поскольку имеет значительно большую глубину анализа (~1 мкм), т.е. изменение состава в условиях эксперимента происходило в очень узком поверхностном слое.

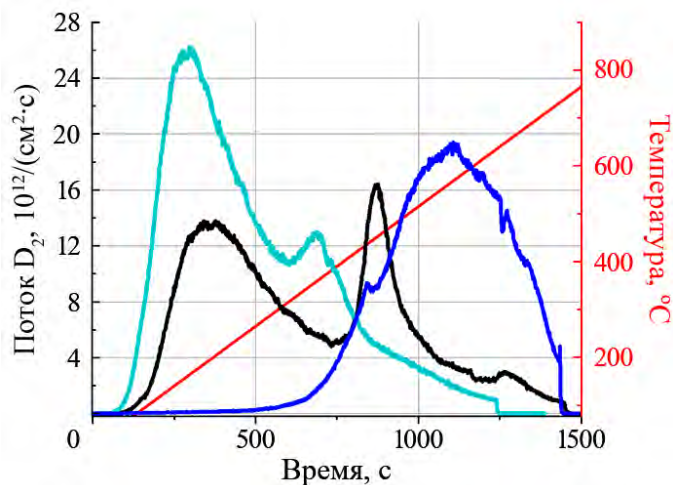


Рис. 10. Спектры термодесорбции D₂ из образцов S5, S6, S7 Al—AlN—TiB₂ после облучения в дейтериевой плазме: — S5 (70 °C, 10²⁴ D/m²); — S6 (70 °C, 3·10²⁴ D/m²); — S7 (600 °C, 3·10²⁴ D/m²)

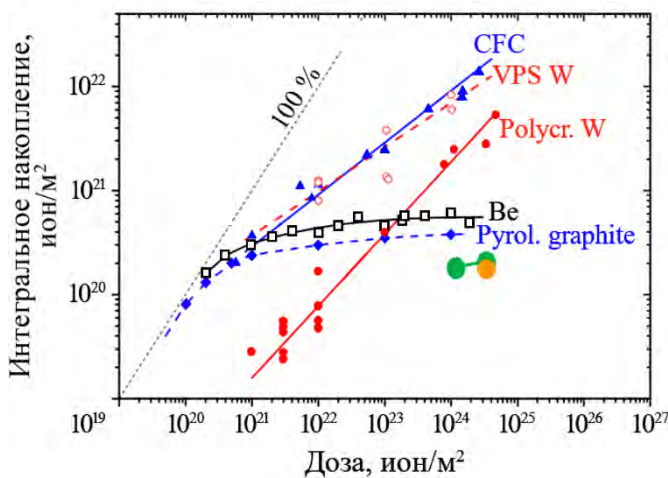


Рис. 11. Интегральное накопление дейтерия в композит Al—AlN—TiB₂ по сравнению с различными материалами ([21]). Температура композита $T \sim 70$ °C (●); $T \sim 600$ °C (●); 200 эВ, $T = 25$ °C: —, □ — Be; - - -, ◆ — пиролитический графит; —, ▲ — CFC; —, ● — поликристаллический W; - - -, ○ — VPS W

увеличиваться после насыщения зоны внедрения. Похожая ситуация наблюдается, например, в экспериментах с пиролитическим графитом или бериллием (рис. 11). Для материалов с большей подвижностью водорода характерен дальнейший рост с корневой зависимостью от дозы облучения. Энергия ионов в наших экспериментах была ниже 100 эВ, что является одной из причин меньшего накопления по сравнению с данными для других материалов.

Увеличение температуры облучения приводит к сильному увеличению температуры выхода дейтерия, при этом интегральное накопление практически не уменьшилось (1,7·10²⁰ D/m² для $T \approx 70$ °C и

После плазменного облучения проводился термодесорбционный анализ содержания дейтерия в образцах. Измерения проводились на установке «ТДС-стенд», подробно описанной в [19]. Измерения потока десорбции проводились с помощью квадрупольного масс-спектрометра при скорости нагрева 0,5 К/с. Полученные спектры приведены на рис. 10.

После низкотемпературного плазменного облучения на ТДС-спектре наблюдаются два пика — низкотемпературный ($T \sim 200$ °C) и резкий высокотемпературный пик ($T \sim 600$ °C). Для образцов S5 и S6 наблюдается смещение пиков, которое, возможно, связано с погрешностью измерения температуры в ходе облучения или проведения ТДС-измерений, обусловленной тем, что приварить термопару к образцу не удавалось. Для образца, облучённого при температуре $T \approx 600$ °C, на спектре присутствовал один высокотемпературный пик.

Существенное осложнение в снятии ТДС-спектров вносила адсорбция воды из атмосферы, с которой контактировали все облучённые образцы, особенно неотожжённый. Это может быть связано с присутствием в материале TiB₂. Как показано в работе [20], микрористаллический TiB₂ активно адсорбирует кислород и влагу из атмосферного воздуха в первые 24 ч. контакта с атмосферой.

Интегральное накопление дейтерия для всех трёх образцов незначительно отличается (S5 — 1,5·10²⁰ D/m², S6 — 1,7·10²⁰ D/m² и S7 — 1,6·10²⁰ D/m²). При низкотемпературном облучении интегральное накопление незначительно увеличилось при увеличении дозы в 3 раза. Это характерно для материалов, в которых скорость диффузии водорода очень мала. В этом случае накопление дейтерия перестаёт

1,6·10²⁰ D/м² для $T = 600$ °C). Это объясняется увеличением подвижности дейтерия в материале при высоких температурах и возможностью захвата на больших глубинах, выход из которых в ходе ТДС требует больших температур.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование поведения композиционной керамики Al—AlN—TiB₂ при нагреве и облучении дейтериевой плазмой. Показано, что при нагреве до $T \sim 600$ °C на поверхность активно выходит алюминий, образуя длинные кристаллы («вискеры») длиной до 200 мкм, капли и локальные области, покрытые алюминием. При температурах 900—1000 °C алюминий начинает испаряться с поверхности образца. С точки зрения радиационных потерь попадание заметного количества алюминия в плазму крайне нежелательно, что сильно сужает область применения материала.

В ходе стационарного облучения в дейтериевой плазме на поверхности материала наблюдались регулярные пробои и эмиссия микрочастиц, что предположительно являлось основным механизмом эрозии поверхности. Следы микровзрывов были обнаружены на поверхности зёрен TiB₂. Высокотемпературный отжиг материала приводил к уменьшению частоты пробоев и снижению убыли массы в ходе облучения.

Интегральное накопление дейтерия при низкотемпературном облучении оказалось небольшим в сравнении с другими рассматриваемыми для облицовки ОПЭ материалами и почти не изменялось с ростом дозы облучения от 10²⁴ ион/м² до 3·10²⁴ ион/м². Однако накопление дейтерия почти не уменьшилось при увеличении температуры образца до 600 °C.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Krieger K. (ed.) et al.** Scrape-off layer and divertor physics: Chapter 5 of the special issue: on the path to tokamak burning plasma operation. — *Nuclear Fusion*, 2025, vol. 65, p. 043001.
2. **Pshenov A., Zhang Y. et al.** Plasma-wall interaction impact of the ITER re-baseline. — *Nuclear Materials and Energy*, 2025, vol. 42; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2024.101854>.
3. **Gasparyn Y.M., Krat S.A.** Effect of plasma facing material selection on hydrogen accumulation in fusion devices. — *Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion*, 2024, vol. 47, p. 5—14; <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2024-47-1-5-14>.
4. **Sharapov V.M.** Discharge chamber plasma-chemical conditioning in magnetic confinement fusion devices (Review). — *Ibid.*, 2020, vol. 43, p. 5—12; <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2020-43-2-5-12>.
5. **Fedrigucci A., Marzari N., Ricci P.** A comprehensive screening of plasma-facing materials for nuclear fusion. — *Phys. Rev. Appl.*, 2024, vol. 10; <https://doi.org/10.1103/PRXEnergy.3.043002>.
6. **Greuner H., Balden M. et al.** Evaluation of vacuum plasma-sprayed boron carbide protection for the stainless steel first wall of WENDELSTEIN 7-X. — *J. Nucl. Mater.*, 2004, p. 849—854; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2004.04.214>.
7. **Das S.K., Kaminsky M.** Deuterium and helium ion irradiation effects on TiB₂ coatings. *Thin Solid Films*. — 1979, vol. 63, p. 269—275; [https://doi.org/10.1016/0040-6090\(79\)90026-9](https://doi.org/10.1016/0040-6090(79)90026-9).
8. **Shibui M., Ohmori J., Sawada Y., Ozaki A., Oka Y.** — *Fus. Eng. Des.*, 1989, vol. 9, p. 39—44.
9. **Rubel M., Brezinsek S., Coenen J.W., Huber A., Kirschner A., Kreter A., Petersson P.** Science Direct Overview of wall probes for erosion and deposition studies in the TEXTOR tokamak. — *Matter Radiat. Extrem.*, 2017, vol. 2, p. 87—104; <https://doi.org/10.1016/j.mre.2017.03.002>.
10. **Duarte M.A., Mishra V., Dames C., Kodera Y.** Processing and Thermal Conductivity of Bulk Nanocrystalline Aluminum Nitride. — *Materials*, 2021, vol. 14.
11. **Karpov A., Kovalev D., Borovinskaya I., Sytchev A.** Electrically conductive ceramics based on Al—AlN—TiB₂ — *Теплофизика высоких температур*, 2018, т. 56, с. 543—547; <https://doi.org/10.31857/s004036440002716-1>.
12. **Черепанов Д.Е., Бурдаков А.В., Вячеславов Л.Н. и др.** Испытания керамики AlN—TiB₂ импульсно-периодической тепловой нагрузкой, возможной в термоядерных установках. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2025, т. 48, вып. 3, с. 71—86.
13. **В.Э. Лорян, И.П. Боровинская.** О горении алюминия в азоте. — *Физика горения и взрыва*, 2003, т. 39, вып. 5, с. 45—54; <https://doi.org/10.1023/A:1026105600954>.

14. **Sergeev N.S., Sorokin I.A., Podolyako F.S.** A new compact linear beam-plasma discharge simulator BPD-PSI. — *J. Instrum.*, 2022, vol. 17, P11012; <https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/11/P11012>.
15. **Meyer E.T., Petropoulou M., Georganopoulos M.** A reduced model for the ITER divertor based on SOLPS solutions for ITER $Q = 10$ baseline conditions: B. A reduced model based on reversed-direction two point. — *Nuclear Fusion*, 2023, vol. 63; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac9917>.
16. **Khusnutdinov R.I., Efimov N.E., Nikitin I.A., Gasparyan Y.M., Kukushkin A.B.** Modelling of Sputtering Rate of the Tokamak First Wall By Hydrogen Isotopes Atoms in the Near-Wall Plasma. — *Probl. At. Sci. Technol. Ser. Thermonucl. Fusion*, 2024, vol. 47, p. 117—128; <https://doi.org/10.21517/0202-3822-2024-47-3-117-128>.
17. **Беграмбеков Л.Б.** Процессы в твердом теле под действием ионного и плазменного облучения: Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2008. с. 116—128.
18. **Efimov N., Sinelnikov D. et al.** On the possibility of quantitative W-Cr-Y analysis by grazing ion-surface scattering spectroscopy. — *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B. Beam Interact. with Mater. Atoms*, 2024, vol. 546, 165177; <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2023.165177>.
19. **Русинов А.А., Гаспарян Ю.М., Перельгин С.Ф., Писарев А.А., Степанов С.О., Трифонов Н.Н.** Стенд для термодесорбционных измерений. — *Приборы и техника эксперимента*, 2009, вып. 6, с. 116—121.
20. **Галевский Г.В., Руднева В.В., Ефимова К.А.** Исследование окисленности и термо-окислительной устойчивости нанокристаллического диборида титана. — *Научно-технические ведомости СПбПУ. Естественные и инженерные науки*, 2018. т. 24. вып. 1. с. 87—94; <https://doi.org/10.18721/JEST.240108>.
21. **Alimov V.Kh., Roth J.** Hydrogen isotope retention in plasma-facing materials: Review of recent experimental results. — *Phys. Scr. T*, 2007, vol. 128, p. 6—13; <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2007/T128/002>.

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



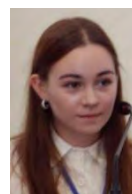
Теодора Соларевич, инженер, аспирантка teodora.solarevich@gmail.com



Юрий Микаэлович Гаспарян, заведующий кафедрой, ведущий лабораторией, д.ф.-м.н. ymgasparyan@mephi.ru



Виталий Сергеевич Ефимов, научный сотрудник Evitaliy2005@yandex.ru



Анастасия Сергеевна Умеренкова, младший научный сотрудник, аспирантка asumerenkova@mephi.ru



Никола Остойич, инженер, аспирант ostojicnikola97@gmail.com



Никита Сергеевич Сергеев, инженер NSSergeev@mephi.ru



Дмитрий Николаевич Синельников, доцент, старший научный сотрудник, dinsin@mail.ru



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

**Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения (ИСМАН) РАН,
142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Академика Осипьяна, д. 8, Россия**



Лорян Вазген Эдвардович, главный научный сотрудник, д.техн.н. loryan@ism.ac.ru

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2025 г.

После доработки 9 февраля 2026 г.

Принята к публикации 26 февраля 2026 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2026, т. 49, вып. 1, с. 91—100.

ПЕРСОНАЛИИ

ПАМЯТИ ЛЕОНА БОГДАНОВИЧА БЕГРАМБЕКОВА 20.02.1944—07.01.2026



7 января 2026 г. на 82-м году ушёл из жизни профессор кафедры физики плазмы НИЯУ МИФИ, доктор физико-математических наук Леон Богданович Беграмбеков.

Леон Богданович родился 20 февраля 1944 г. в Баку. В 1968 г. он с отличием окончил Московский инженерно-физический институт, кафедру физики плазмы. Здесь же он начал свою трудовую деятельность и проработал более 50 лет, пройдя путь от стажёра-исследователя до профессора. В 1974 г. Леон Богданович защитил кандидатскую диссертацию на тему «Анизотропия ионно-электронной эмиссии с поликристаллических мишеней и тонких фольг», а в 1990 г. — докторскую диссертацию на тему «Трансформация и распыление поверхности при ионно-лучевом и ионно-плазменном облучении». В 1995 г. ему было присвоено звание профессора.

Л.Б. Беграмбеков — учёный с мировым именем, один из лидеров в области модификации поверхности при ионно-плазменном облучении, широко известный в научном сообществе. Под его руководством и при непосредственном участии выполнены научные исследования, определившие современное понимание многих явлений взаимодействия плазмы с твёрдым телом, жидкостью и мелкодисперсными средами. Среди них ионно-электронная эмиссия, ионно-стимулированная десорбция, различные виды распыления и эрозии металлов и диэлектриков, развитие и подавление рельефа поверхности, зарождение и рост вискеро́в и конусов на облучаемой ионами поверхности, эрозия и модификация многокомпонентных материалов при ионном и плазменном облучении, ионно-стимулированные фазовые превращения, захват и удержание водорода в металлах и графитах при облучении атомами и ионами плазмы, модификация мелкодисперсных сред при различных видах воздействия и многие другие.

В научной работе Леона Богдановича всегда отличали глубокое понимание физики, преданность своему делу, высочайшая работоспособность и превосходная научная интуиция. Он умел довести результаты своих научных исследований до практического применения в уникальных технологиях, устройствах и установках, открывавших новые направления в важных для России областях науки и техники. Под его руководством были разработаны методы ионной полировки металлов, низкотемпературного обезгаживания контактирующих с плазмой элементов термоядерных установок, графитовый материал с

низким коэффициентом распыления при высоких температурах, покрытие и режим эксплуатации, существенно повышающие производительность и ресурс мишеней нейтронных генераторов; антикоррозионное покрытие для высокотемпературного атмосферного использования; селективные оптические поверхности и покрытия и использующие их гелиотермические опреснительные установки, построенные в ряде зарубежных стран и завоевавшие медали на международных и построенные в ряде зарубежных стран. Коллективом Л.Б. Беграмбекова разработаны и продолжают развиваться плазменные методы защиты и ускоренных испытаний оболочек твэлов для атомной энергетики. По заказу Международной организации ИТЭР выполняется разработка диагностического комплекса токамака ИТЭР для анализа пыли.

Более 50 лет Леон Богданович преподавал в МИФИ. Он читал лекционные курсы «Вакуумная наука и техника», «Физика плазмы», «Методы анализа поверхности», а также разработал и многие годы вёл уникальный курс «Взаимодействие плазмы с поверхностью», ставший одним из базовых на кафедре физики плазмы. В работе со студентами Леон Богданович уделял большое внимание их становлению как исследователей. На лекциях он не просто объяснял им физические законы и явления, но и обучал методологии поиска решений научных проблем, привлекал студентов к разгадке научных «загадок», прививая им вкус к физическим исследованиям.

За большой вклад в науку и образование Л.Б. Беграмбеков был награждён медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» 2-й степени, орденом «За заслуги перед МИФИ», нагрудным знаком «За заслуги перед атомной отраслью» и многими другими наградами. При этом сам Леон Богданович считал, что истинная значимость человека определяется не наградами, а делами. Лишь осознав масштаб свершений Леона Богдановича в течение его научной жизни, можно по-настоящему оценить его вклад в науку и ту тяжесть утраты, которую понесло научное сообщество с его уходом.

Леон Богданович обладал широкой эрудицией, был требовательным, но доброжелательным учителем и наставником. Им была создана одна из наиболее сильных в МИФИ научных групп, в которой воспитано несколько поколений учёных.

Коллеги и ученики Леона Богдановича будут помнить его не только как выдающегося учёного и незаурядного педагога, но и как жизнерадостного и харизматичного человека — мастера слова, непревзойдённого тамаду, мудрого и чуткого старшего товарища.

Друзья и коллеги

СОДЕРЖАНИЕ

Т-15МД

<i>Сычугов Д.Ю., Рыжаков Д.В., Андреев В.Ф., Горбунов А.В., Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Лукаш В.Э., Ноткин Г.Е., Сушков А.В., Тарасян К.Н., Шелухин Д.А., Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Р.Р.</i> Численный анализ экспериментов с дивертором на установке Т-15МД.	5
<i>Тепикин В.И., Белов А.М., Сушков А.В.</i> Концепция системы диамагнитных измерений токамака Т-15МД.	23

ИТЭР

<i>Артемьев В.Д., Чайка П.Ю.</i> Оценка показателей надёжности центральной сборки дивертора реактора ИТЭР.	33
<i>Шошин А.А., Бурдаков А.В., Иванцовский М.В., Полосаткин С.В., Суляев Ю.С., Семенов А.М., Гавриленко Д.Е., Таскаев С.Ю., Касатов Д.А., Кравцов Д.Э., Сорокина Н.В., Овсиенко А.И., Румянцев В.И.</i> Керамика из карбида бора в качестве нейтронной защиты порт-плагов ИТЭР.	41
<i>Гавриленко Д.Е., Бурдаков А.В., Иванцовский М.В., Сердаков Л.Е., Полянский А.В., Крапивин В.С., Шошин А.А., Суляев Ю.С.</i> Методика контроля прямолинейности каналов системы охлаждения диагностических портов термоядерного реактора ИТЭР.	52

Т-11М

<i>Джигайло Н.Т., Джигайло Д.И., Лазарев В.Б., Щербак А.Н.</i> Воздействие периферийной D—Li-плазмы на электроизоляционную керамику в токамаке Т-11М и её термодинамическое моделирование.	63
---	----

Открытые ловушки

<i>Судников А.В., Инжеваткина А.А., Толкачёв М.С.</i> Модернизация винтовой открытой ловушки СМОЛА для экспериментов со слабой кулоновской столкновительностью.	79
--	----

Плазма—стенка и материалы для УТС

<i>Соларевич Т., Гаспарян Ю.М., Ефимов В.С., Умеренкова А.С., Остойич Н., Сергеев Н.С., Синельников Д.Н., Ефимов Н.Е., Лорян В.Э.</i> Анализ поведения композита Al—AlN—TiB ₂ при нагреве и плазменном облучении.	91
---	----

Персоналии

Памяти Леона Богдановича Беграмбекова.	101
---	-----

CONTENTS

T-15MD

Sychugov D.Yu., Ryzhakov D.V., Andreev V.F., Gorbunov A.V., Kirneva N.A., Kislov D.A., Lukash V.E., Notkin G.E., Sushkov A.V., Tarasyan K.N., Shelukhin D.A., Ulasevitch D.L., Khairutdinov R.R. Numerical analysis of experiments with divertor on the T-15MD tokamak. 5

Tepikin V.I., Belov A.M., Sushkov A.V. Concept of the T-15MD tokamak diamagnetic measurement system. 23

ITER

Artem'ev V.D., Chaika P.Yu. Assessment of reliability metrics of the ITER reactor divertor central assembly. 33

Shoshin A.A., Burdakov A.V., Ivantsivskiy M.V., Polosatkin S.V., Sulyaev Yu.S., Semenov A.M., Gavrilenko D.E., Taskaev S.Y., Kasatov D.A., Kravtsov D.E., Sorokina N.V., Ovsienko A.I., Rummyantsev V.I. Boron carbide ceramics as neutron shielding for ITER port-plugs. 41

Gavrilenko D.E., Burdakov A.V., Ivantsivskiy M.V., Serdakov L.E., Polyanskiy A.V., Krapivin V.S., Shoshin A.A., Sulyaev Yu.S. Method for controlling the straightness of channels cooling system of ITER fusion reactor diagnostic ports. 52

T-11M

Dzhigailo N.T., Dzhigailo D.I., Lazarev V.B., Scherbak A.N. Impact of peripheral D—Li-plasma on electrical insulating ceramics in the T-11M tokamak and its thermodynamic modeling. 63

Open magnetic traps

Sudnikov A.V., Inzhevatkina A.A., Tolkachev M.S. Upgrade of the SMOLA helical mirror for plasma confinement experiments with low binary collisionality. 79

Plasma—wall and materials for CTF

Solarevic T., Gasparyan Yu.M., Efimov V.S., Umerenkova A.S., Ostojic N., Sergeev N.S., Sinelnikov D.N., Efimov N.E., Loryan V.E. Analysis of the behavior of Al—AlN—TiB₂ composite under heating and plasma irradiation. 91

Personalities

In memory of Leon Bogdanovich Begrambekov. 101