

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2025

Том 48
Выпуск 3

Представляем третий выпуск журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез» в 2025 году. В нём публикуются 11 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, ТРТ, Т-10, МИФИСТ-0, плазменный ускоритель МК-200) и тематическим направлениям (обзоры, диагностики, ВТСП, плазма—стенка).

Выпуск открывается тремя обзорными статьями. В первом обзоре авторы из ИБРАЭ РАН провели анализ применяемых и предлагаемых в мировой практике подходов к регулированию безопасности установок УТС. Ряд используемых подходов рекомендован к применению в российской практике.

Целью второго обзора авторов из НИЦ «Курчатовский институт» является исследование мирового опыта организации и эксплуатации комплекса для ионно-циклотронного резонансного (ИЦР) нагрева плазмы в установках для её магнитного удержания. Обзор стимулирован созданием в настоящее время комплекса мегаваттной мощности на токамаке Т-15МД.

Третий обзор автора из ИЯФ СО РАН посвящён эволюции подходов к оценке времени жизни элементов дивертора ИТЭР в условиях импульсных тепловых нагрузок, в период от концептуального проектирования и оптимистичных прогнозов в 1990-е годы до нашего времени.

Одним из возможных путей дальнейшего развития токамака Т-15МД, пока работающего с водородной плазмой, является проведение экспериментов на дейтериевом топливе. Коллектив авторов из ИБРАЭ РАН и НИЦ «Курчатовский институт» нашел оптимальную конфигурацию радиационной защиты для таких экспериментов.

Работы по проекту токамака с реакторными технологиями (ТРТ) представлены статьёй авторов из ТРИНИТИ и ИЯФ СО РАН о размещении комплексной системы электропитания инжекторов атомарных пучков для нагрева плазмы.

Продолжается работа над анализом накопленной базы данных токамака Т-10. Авторы из НИЦ «Курчатовский институт» исследовали динамику профиля плотности плазмы после включения электроинного циклотронного нагрева, актуальную для необходимой модернизации транспортных моделей.

Статья авторов из МИФИ посвящена моделированию динамики пространственного распределения магнитного поля в токамаке МИФИСТ-0 в начале разряда, позволившему подобрать оптимальные входные параметры электромагнитной системы для пробоя газа.

В ТРИНИТИ разрабатывают источник нейтронов на основе коаксиального (квази)стационарного плазменного ускорителя (КСПУ) с новой системой газонапуска. На установке МК-200 проведена валидация численной модели газового потока в межэлектродном зазоре.

Раздел «Диагностики» представлен статьёй авторов из НИЦ «Курчатовский институт», в которой усовершенствование обработки данных МГД-диагностики улучшило выделение когерентных составляющих, интересных для контроля магнитных островов в плазме токамака.

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

В разделе «Плазма—стенка и материалы для УТС» авторы из ИМЕТ РАН и НИЦ «Курчатовский институт» провели экспериментальные и теоретические исследования влияния мощного импульсного лазерного излучения на морфологию и свойства поверхности вольфрама, имплантированного ионами гелия.

Выпуск завершается статьёй памяти нашего коллеги В.Е. Жоголева, активно участвовавшего в проекте ИТЭР.

Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез»

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 48
Выпуск 3

МОСКВА — 2025

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

А.В. Бурдаков, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

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

Ю.М. Гаспарян, зав. кафедрой, д.ф.-м.н., НИЯУ МИФИ, Москва

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

Н.А. Кирнева, руководитель отделения, к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

А.Н. Романников, заместитель директора по термоядерному синтезу и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (eLIBRARY Document Number — EDN), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>
Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,644

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2025 г.

© <http://vant.iterru.ru>

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 48

Issue 3

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

MOSCOW — 2025

Editor-in-Chief

M.V. Kovalchuk, President of the NRC «Kurchatov Institute»

Editorial Board:

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

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

A.V. Burdakov, Principal Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, G.I. Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of RAS, Novosibirsk

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

Yu.M. Gasparyan, Department Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, National Research Nuclear University «Moscow Engineering Physics Institute», Moscow

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

V.I. Khripunov, Leading Research Scientist, PhD in Engineering, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

Editorial Management: Karpova Tatyana Yurievna

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

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

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

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

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

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

© Editorial Board of the Journal Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion, 2025

© <http://vant.iterru.ru>

УДК 621.039.68

**РЕГУЛИРОВАНИЕ БЕЗОПАСНОСТИ УСТАНОВОК
УПРАВЛЯЕМОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА: АНАЛИЗ
ПРЕДЛАГАЕМЫХ В МИРЕ ПОДХОДОВ И ИХ ПРИМЕНИМОСТИ
В РОССИЙСКОЙ ПРАКТИКЕ**

Л.А. Большов, И.И. Линге, В.И. Шпиньков

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

В статье представлен обзор применяемых и предлагаемых в мировой практике подходов к регулированию безопасности установок управляемого термоядерного синтеза (установок УТС). Показано, что подходы к регулированию безопасности имеют существенные различия в отдельных странах. Более мягкие регуляторные режимы могут служить конкурентным преимуществом, ускоряющим развитие термоядерных технологий, прежде всего в случае привлечения частных инвестиций. При этом остаются значительные неопределённости в отношении возможности обоснования безопасности термоядерных систем, недостаточное внимание к которым может иметь негативные последствия для термоядерных исследований. Ряд используемых в мировой практике подходов, таких как поэтапное регулирование безопасности установок с постепенным ростом разрешённой мощности, более широкое применение дифференцированного подхода и расширение арсенала возможных к применению методов оценки безопасности, рекомендованы к применению в российской практике.

Ключевые слова: управляемый термоядерный синтез, термоядерная установка, регулирование безопасности, лицензирование, обоснование безопасности.

**FUSION SAFETY REGULATION: ANALYSIS OF APPROACHES SUGGESTED
WORLDWIDE AND THEIR APPLICABILITY IN RUSSIA**

L.A. Bolshov, I.I. Linge, V.I. Shpinkov

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

The paper considers approaches to fusion safety regulation accepted or suggested worldwide. Substantial differences in approaches used in individual countries are demonstrated. Mild regulatory regimes may be considered an advantage in a “fusion race”, especially if private investment is involved. At the same time, substantial uncertainties remain that hinder safety justification for fusion facilities. Failure to adequately address these uncertainties may have adverse implications for fusion development worldwide. A number of approaches currently suggested internationally may be recommended for implementation into Russian regulatory practices, including: gradual licensing of fusion facility with license conditions limiting allowed facility parameters at each stage, wider use of graded approach and consideration of a broader range of safety justification methods

Key words: fusion, fusion facility, safety regulation, licensing, safety case.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в мире наблюдается взрывной рост количества исследований и общего интереса к термоядерной энергетике. Развитие технологий, прежде всего создание высокотемпературных сверхпроводников позволяют проектировать установки, способные достигать существенной термоядерной мощности. Несмотря на задержки, продолжается сооружение крупнейшего Международного термоядерного проекта ИТЭР с мощностью до 500 МВт. Ряд американских компаний заявляют о заключённых контрактах на поставку в сеть электроэнергии, произведённой на термоядерных установках, на горизонте 2028—2030 гг. [1, 2]. В условиях бурного роста термоядерной промышленности вопрос обеспечения и регулирования безопасности установок, основанных на использовании энергии синтеза, встал с

новой остротой. Примечательно, что, если в 2020—2021 гг. на профильных совещаниях МАГАТЭ основные термоядерные страны докладывали о сравнительно неконкретных планах и общей философии подходов к регулированию безопасности, на аналогичном мероприятии 2025 г. речь в ряде случаев уже идёт о сформировавшихся в виде нормативных документов или их проектов регулирующих системах и о получении рядом компаний лицензий на создание установок в соответствии с новыми правилами. При этом в настоящее время сохраняется многообразие подходов различных стран к обеспечению и регулированию безопасности термоядерных установок.

Система нормативно-правового регулирования безопасности при эксплуатации термоядерных установок в России также находится на этапе становления. Работы начались при активном участии ИБРАЭ РАН и ФБУ «НТЦ ЯРБ» (организация научно-технической поддержки Ростехнадзора) в рамках федерального проекта «Технологии термоядерной энергетики» (в 2021—2024 гг. — «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий»). Работы носят комплексный характер и наряду с собственно разработкой проектов нормативных правовых актов включают методологическое обоснование фундаментальных вопросов обеспечения безопасности термоядерных установок [3], развитие расчётных средств обоснования безопасности термоядерных установок [4—6], практические работы по обоснованию безопасности экспериментальных установок федерального проекта [7]. Разрабатываемые в рамках федерального проекта подходы к обеспечению безопасности термоядерных установок наиболее подробно рассмотрены в [8].

Что касается конкретно разработки нормативно-правовых основ регулирования безопасности, экспертами были рассмотрены, в том числе в формате широкого научного обсуждения [9], несколько подходов к внесению изменений в законодательство для учёта особенностей термоядерной технологии. На момент написания статьи соответствующий законопроект, согласованный заинтересованными ведомствами и Правительством Российской Федерации, находился в процессе рассмотрения Государственной Думой [10]. Закон предусматривает отложенное вступление в силу (2027 г.), при этом имеется в виду, что одновременно с ним вступят в силу и основные федеральные нормы и правила в области безопасности использования термоядерной энергии. Проекты федеральных норм и правил в настоящее время проходят этап экспертного обсуждения.

Как уже было отмечено, развитие инфраструктуры обеспечения и регулирования безопасности в России стартовало и велось параллельно аналогичным процессам в других странах. В этом смысле существенный интерес представляет критический взгляд на промежуточные итоги данных работ как в России, так и за рубежом. Настоящая статья подготовлена с целью представления рассматриваемых и реализуемых в мировой практике подходов к регулированию безопасности УТС, анализа просматриваемых преимуществ и недостатков таких подходов и обсуждения возможности имплементации решений в российской практике.

2. ПОДХОДЫ К РЕГУЛИРОВАНИЮ БЕЗОПАСНОСТИ В РАЗЛИЧНЫХ СТРАНАХ

В апреле 2023 г. Комиссия по ядерному регулированию (КЯР) США приняла решение [11] о регулировании установок УТС в рамках подхода, аналогичного регулированию ускорителей. Решению предшествовал достаточно длительный процесс публичного и непубличного обсуждения рассматриваемых вариантов. Принятое решение активно лоббировалось ассоциацией термоядерной промышленности [12]. Последствия принятого решения, кроме значительно более мягких требований, если сравнивать с АЭС, также означают, что органами, лицензирующими установки УТС, могут быть наряду с КЯР США также уполномоченные органы соответствующих штатов, заключивших соглашение с КЯР (так называемые Agreement States). Очевидно, что последнее дополнительно упрощает и ускоряет процесс лицензирования. При этом при взгляде со стороны остаются вопросы к достаточности количества и квалификации персонала таких региональных офисов регулирования, в особенности в вопросах, касающихся термоядерной специфики. Для восполнения соответствующих дефицитов в американской практике используется найм временных экспертов, которые зачастую оплачиваются за счёт компании, подающей заявку на лицензию. Ряд частных американских компаний (отметим Commonwealth Fusion Systems,

Helion Energy и Type One Energy) сообщили о получении лицензий на ведение работ в области термоядерной энергетики (в том числе сооружение опытных объектов). При этом отмечаем, что лицензии как раз выдавались не КЯР США, а властями соответствующих штатов, в которых находятся компании, и подразумевают обращение с весьма небольшими объемами радиоактивных веществ (порядка граммов).

Представители частного сектора США активно пропагандируют необходимость регулирования безопасности термоядерных установок «с чистого листа» с расширением требований безопасности по мере необходимости и проявления факторов опасности. Эта идея выдвигается в противопоставление более традиционным и консервативным подходам. Предпосылки и преимущества используемого в США (и предполагаемого в Великобритании, хотя и в несколько видоизменённом варианте) подхода ясны — давление частных инвесторов на регулирующие органы с целью максимального снижения временных и материальных затрат на развёртывание экспериментальных и опытно-промышленных установок. Также очевидны и подводные камни. Несмотря на представляемые оценки безопасности [12], ряд вызывающих озабоченность вопросов остаются должным образом не охвачены. К таким вопросам относятся, в частности, безопасность персонала установки в условиях значительных нейтронных полей и необходимости технического обслуживания установки, обращение с радиоактивными отходами, безопасность инфраструктурных объектов топливного цикла, устойчивость к внешним воздействиям, вывод из эксплуатации. В особенности это касается установок полупромышленного масштаба (например, в токамаке ARC, развиваемом с учётом опыта SPARC, планируется солевой контур охлаждения на основе FLiBe [13], установка компании Helion требует отдельного контура производства ^3He на основе термоядерной реакции [14]), пока создаётся впечатление, что сопутствующие проблемные вопросы несколько заминаются. Например, в представленных КЯР США оценках [12] количество (общего, в том числе аккумуляированного в конструкционных материалах) трития в установках мощностью до 350 МВт указывается «не более 90 г» (в ИТЭР 4 кг при мощности 500 МВт), при этом предполагается, что только 10% трития переходит при выбросе в более биологически активную форму НТО (тритированной воды), — и то, и другое сложно назвать консервативными предположениями.

Официальную позицию по регулированию безопасности установок УТС в Великобритании правительство представило ещё в 2021 г. [15, 16]. В правительственных документах отмечается, что общий уровень потенциальной опасности установок УТС в целом соответствует таковому для крупных химических производств. По этой причине регулирование безопасности термоядерных установок предполагается поручить Управлению по здравоохранению и безопасности (Health and Safety Executive (HSE) — орган, отвечающий за надзор за безопасностью во всех отраслях экономики, за исключением атомной энергетики и авиации, можно провести аналогии, хотя и достаточно грубые, с Роспотребнадзором в России, в частности, использование радиационных источников и ряда других радиационно опасных объектов уже регулируется HSE). Стоит упомянуть ряд отмеченных в документе выводов относительно стоящих на пути эффективного регулирования безопасности УТС вызовов и проблем, которые, очевидно, актуальны не только для Великобритании:

- достаточность компетенций персонала регулирующего органа в части понимания физических и технологических особенностей УТС;
- быстрое развитие термоядерных технологий и соответственно необходимость регулярного подтверждения пригодности/пересмотра регулирующих требований;
- большое количество неопределённостей при оценке и обосновании безопасности установок УТС.

Отдельно отмечается, что лицензирование как ядерного объекта (Nuclear site license) для установок УТС не будет требоваться.

И для США, и для Великобритании характерны попытки семантически разделить термоядерную (fusion) и атомную (nuclear, fission) энергетику, например, отказ от использования терминов реактор (reactor) и термоядерный (thermonuclear) в отношении установок УТС. Данный подход направлен на демонстрацию, прежде всего населению, существенных отличий термоядерной энергетики от традиционной атомной, основанной на реакторах деления, и активно лоббируется, в том числе и на площадках МАГАТЭ.

Французский опыт сконцентрирован на работах по обеспечению и регулированию безопасности и лицензированию ИТЭР. В соответствии с французским законодательством ИТЭР классифицируется как ядерная установка, прежде всего на основании количества используемого трития (*L'installation nucléaire de base — INB*). Отметим, что трактовка понятия «ядерная установка» в российском ФЗ «Об использовании атомной энергии» существенно отличается от того, что подразумевается под INB во Франции. Подготовленный в соответствии с требованиями французского регулятора предварительный отчёт по обоснованию безопасности ИТЭР [17] до сих пор остаётся, пожалуй, наиболее продвинутым практическим опытом демонстрации безопасности термоядерной установки в мире. Отметим и проблемы, с которыми столкнулся ИТЭР, не все из которых отражены в предварительном отчёте по обоснованию безопасности установки [17]. Так, наибольшие радиационные риски при авариях на ИТЭР представляет собой тритий, используемый в качестве топлива и аккумулированный в конструктивных элементах. В этой связи предъявляются повышенные требования к оборудованию систем детритизации и детектирования трития, при этом доступное для построения таких систем оборудование должно быть адаптировано к требованиям надёжности для систем безопасности объекта использования атомной энергии.

С одной стороны, можно согласиться с позицией, что опыт ИТЭР вряд ли полностью применим к какой-либо установке, кроме самого ИТЭР, — слишком велика разница подходов и масштаба, разработанного в основном в конце XX века проекта с современными предполагаемыми к размещению установками. Также следует принимать во внимание разницу в управлении крупнейшим международным проектом с высокой ценой ошибки и сложным контуром принятия решений и установками, реализуемыми отдельными государствами и частными компаниями. С другой стороны, многие проблемы, с которыми сталкивается проект, показательны, и, кроме того, у российских учёных и специалистов существует возможность получения документов по ИТЭР в отличие от проектов, реализуемых в отдельных странах.

Выделим подход поэтапного лицензирования, разработанный в 2023 г. для адекватного учёта рисков и получения объективных данных по режимам работы ИТЭР и анонсированный, в частности, генеральным директором организации ИТЭР П. Барабаски на конференции МАГАТЭ по термоядерной энергии в 2023 г. [18, 19]. В рамках данного подхода составляется план поэтапного увеличения мощности установки, и переход к каждому следующему этапу одобряется регулятором в рамках отдельной лицензии. Задача подхода — снятие неопределённостей относительно параметров работы систем установки, что позволит делать оценки безопасности с большей надёжностью. Для ИТЭР предполагается выделение следующих этапов: нейтронная плазма, дейтериевая плазма, дейтерий-тритиевая плазма с ограничением мощности 1% от полной, режим полной мощности. Сейчас данный или аналогичный подход де-факто принимается на большинстве сооружаемых крупных установок в мире (например, реактор BEST в Китае, установка нейтронного облучения IFMIF-DONES в Испании). Подход позволяет снизить риски и неопределённости работы инновационных установок на мощности и может быть рекомендован к рассмотрению для внедрения в российскую практику лицензирования установок УТС. При этом надо отметить, что данный подход уже имеет прецеденты, реализованные в российской практике регулирования безопасности, — исследовательская ядерная установка ПИК (г. Гатчина Ленинградской области) проходит процедуру лицензирования (в рамках единой лицензии на эксплуатацию) с поэтапным (после экспертизы обосновывающих безопасность документов, разработанных для каждого этапа) внесением изменений в Условия действия лицензии (УДЛ), разрешающих эксплуатацию установки на определённом в УДЛ уровне мощности [20].

Можно отметить, что накопленный глубокий опыт оценок безопасности ИТЭР сформировал несколько особый, гораздо более осторожный, чем в других странах, взгляд на безопасность УТС как у специалистов организации ИТЭР, так и у французского регулятора. Расхожий тезис, что «термоядерная энергия не то же самое, что ядерная энергия» (*fusion is not fission*), обычно употребляемый в смысле значительно меньшего уровня общего риска термоядерных установок в сравнении с АЭС и отсутствия некоторых видов риска, характерных для атомной энергетики, во Франции дополняется констатацией, что для термоядерной энергетики одновременно существуют значительные риски, прежде всего для

персонала, отсутствующие в ядерной и других промышленных отраслях. В качестве примера — мощность дозы в ходе операций по замене кассет дивертора может достигать 400 Зв/ч [21].

Заслуживает внимания опыт регулирования безопасности токамака KSTAR в Республике Корея [22]. Фактически в Южной Корее ещё в середине 2000-х гг. был пройден путь по регулированию достаточно крупного экспериментального токамака в соответствии с требованиями безопасности в области использования атомной энергии. Токамак был отнесён к категории генерирующих источников, и для него был принят комбинированный подход к регулированию. На первом этапе регулирование безопасности осуществлялось в соответствии с двумя временными распоряжениями местного регулятора. Затем по мере продвижения экспериментальной программы и развития соответствующих нормативных документов KSTAR последовательно перекалфицирован в крупную радиационную установку и затем (планируется) в экспериментальный реактор (необходимо для экспериментов с D—T-плазмой). Также в те же годы была подготовлена полномасштабная оценка безопасности установки в соответствии с требованиями, аналогичными требованиям в области использования атомной энергии.

3. ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ МАГАТЭ И МЕЖДУНАРОДНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ

В последнее время значительно выросла активность МАГАТЭ как дискуссионной площадки для обсуждения подходов к регулированию и обеспечению безопасности термоядерных установок. С 2021 г. МАГАТЭ при участии в том числе российских специалистов из ИБРАЭ РАН и ФБУ «НТЦ ЯРБ» готовит два документа серии TECDOC — «Опыт учёта требований безопасности и обоснования безопасности при проектировании ТЯУ» («Experiences on Design Safety and Safety Assessment of Fusion Facilities») и «Международный опыт регулирования ТЯУ» («International Experience in the Regulation of Fusion Facilities»). В документах обобщён имеющийся у стран — членов агентства опыт лицензирования и оценки безопасности установок УТС. Первый из документов уже доступен для скачивания на сайте МАГАТЭ [23], выход второго ожидается в ближайшее время. Разработка и публикация специальных норм безопасности МАГАТЭ серии SSR, в которых будут установлены требования безопасности для установок УТС, одобренные на международном уровне, запланированы на период 2026—2032 гг.

Также следует отметить, что в последние годы стандарты для применения при проектировании термоядерных установок были введены в том числе и международными организациями по стандартизации. Здесь отметим стандарт 2023 ASME (Американское общество инженеров-механиков) ASME BPVC Section III Division 4 (Свод правил для котлов и сосудов высокого давления — требования для компонентов, используемых в атомной энергетике — термоядерные установки), а также стандарт Международной организации по стандартизации ИСО 16 646 2024 г. издания «Термоядерные установки — критерии для проектирования и эксплуатации систем локализации и вентиляции тритиевых термоядерных установок и установок тритиевого топливного цикла» (Criteria for the design and operation of confinement and ventilation systems of tritium fusion facilities and fusion fuel handling facilities). Оба эти стандарта потенциально могут оказать существенное влияние на требования к проектированию установок УТС. Среди других применимых стандартов можно отметить стандарт AFCEN RCC-MRx «Требования к проектированию и сооружению механических элементов ядерных установок — высокотемпературные, исследовательские и термоядерные установки» и стандарт ИСО 4233 «Метод проверки герметичности оборудования под давлением в термоядерных реакторах с помощью горячего гелия».

4. ПОДХОДЫ К ОБОСНОВАНИЮ БЕЗОПАСНОСТИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК

При рассмотрении различными коллективами авторов вопросов обоснования безопасности установок УТС во многих случаях отмечается, что при подготовке структуры отчёта обоснования безопасности для термоядерных установок необходимо учитывать не только опыт атомной энергетике, но и других областей, в которых применяются аналогичные требования, например, химической, нефтегазовой промышленности, авиастроения.

Стандартом в атомной энергетике является вероятностный анализ безопасности/рисков (ВАБ/ВАР), который, с одной стороны, в настоящее время трудно реализуем для установок УТС в традиционном варианте выполнения в силу отсутствия представительных статистических данных по отказам систем и элементов и, с другой стороны, создавался для количественной оценки вероятности тяжёлых аварий с ранними и масштабными выбросами, требующими широких мер по защите населения, тогда как для большинства термоядерных установок такие радиационные аварии исключены. При этом существует ряд отраслей промышленности, для которых также характерны высокие риски и в которых успешно применяется целое семейство альтернативных методов ВАР/ВАБ, обеспечивающих адекватную оценку безопасности. В частности, можно выделить:

- предварительный анализ рисков (Preliminary Hazard Analysis);
- относительное ранжирование рисков;
- применение контрольных списков;
- анализ «Что если?»;
- исследование опасностей и влияния на эксплуатацию;
- FMEA (failure mode and effects analysis — анализ видов и последствий отказов);
- анализ дерева отказов;
- анализ дерева событий;
- причинно-следственный анализ;
- функциональный FMEA;
- системный теоретический анализ производственных процессов (Systems Theoretic Process Analysis (STPA));
- мастер логическая диаграмма;
- литературный обзор исходных событий.

Применение конкретного метода для конкретного проекта определяется уровнем потенциальной опасности (максимальным). Как отдельные методы, так и методология выбора в пользу того или иного метода заслуживают внимательного изучения исследователями на предмет возможного внедрения в российской практике. Также целесообразно предусмотреть возможное многообразие методов оценки безопасности наряду с ВАБ/ВАР в развиваемой в настоящее время нормативно-правовой базе регулирования безопасности термоядерных установок.

Аналогично к общим местам в мировой практике можно отнести необходимость последовательного развития обоснования безопасности параллельно с развитием проекта установки/оборудования и процессом лицензирования. Здесь приходится посетовать, что до последнего времени вопросы безопасности термоядерных установок рассматривались для российских установок лишь в самом общем виде [24]. Проект установки нового поколения ТРТ [25], несмотря на высокую мощность и высокий уровень нейтронного излучения, до настоящего времени не содержит оценок воздействия установки на персонал, население и окружающую среду. В то же время учёт требований безопасности может оказывать существенное влияние как на конструкцию установки, так и на проект объекта в целом, о чём свидетельствует опыт ИТЭР. В зарубежной практике оценки безопасности проводятся в том числе для установок, сооружение которых планируется в отдалённой перспективе 2040—2050 гг., например, для различных установок класса DEMO, британского токамака STEP, американской установки ARC.

5. ПРАКТИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ И ВЫЗОВЫ РЕГУЛИРОВАНИЯ БЕЗОПАСНОСТИ УСТАНОВОК УТС В РОССИИ

Действующие в России экспериментальные плазменные установки, предназначенные для проведения исследований в области УТС, либо эксплуатируются как электрофизические установки, не подлежащие лицензированию в области использования атомной энергии, либо эксплуатируются в соответствии с лицензиями на осуществление деятельности в области использования источников ионизирующего излучения (генерирующих), выдаваемыми Роспотребнадзором в соответствии с Постановлением Правительства «О лицензировании деятельности в области использования источников ионизирующего

излучения (генерирующих) (за исключением случая, если эти источники используются в медицинской деятельности)» [26]. Отмечаем, что исторически сложившаяся система лицензирования генерирующих источников существенно упрощена по сравнению с лицензированием деятельности в области использования атомной энергии, что можно видеть уже из сравнения основных этапов лицензионной деятельности (рис. 1, 2). Критерии отнесения генерирующих источников к объектам использования атомной энергии в соответствии со статьёй 3 федерального закона «Об использовании атомной энергии» в настоящее время не установлены. Подобные обстоятельства не вызывали бы озабоченности, если бы принятые порядки лицензирования [27, 28] хоть каким-то образом отражали отмеченную широту технических параметров генерирующих источников. К сожалению, этого нет. Более того, Постановлением Правительства РФ и административным регламентом лицензирования деятельности с генерирующими источниками не предусматривается проведение экспертизы безопасности. Перечень документов, необходимых для получения лицензии, помимо заявления и копий учредительных документов, ограничивается лишь документами, подтверждающими наличие у соискателя лицензии площадей, оборудования и условий, отвечающих санитарно-эпидемиологическим требованиям и требованиям в области радиационной безопасности. Применение подобного упрощённого порядка к термоядерным установкам, работающим в режиме генерации интенсивного нейтронного излучения, представляется не оправданным даже их разработчикам, которые ещё в 1990-х гг. пытались сформировать руководства по обоснованию безопасности.

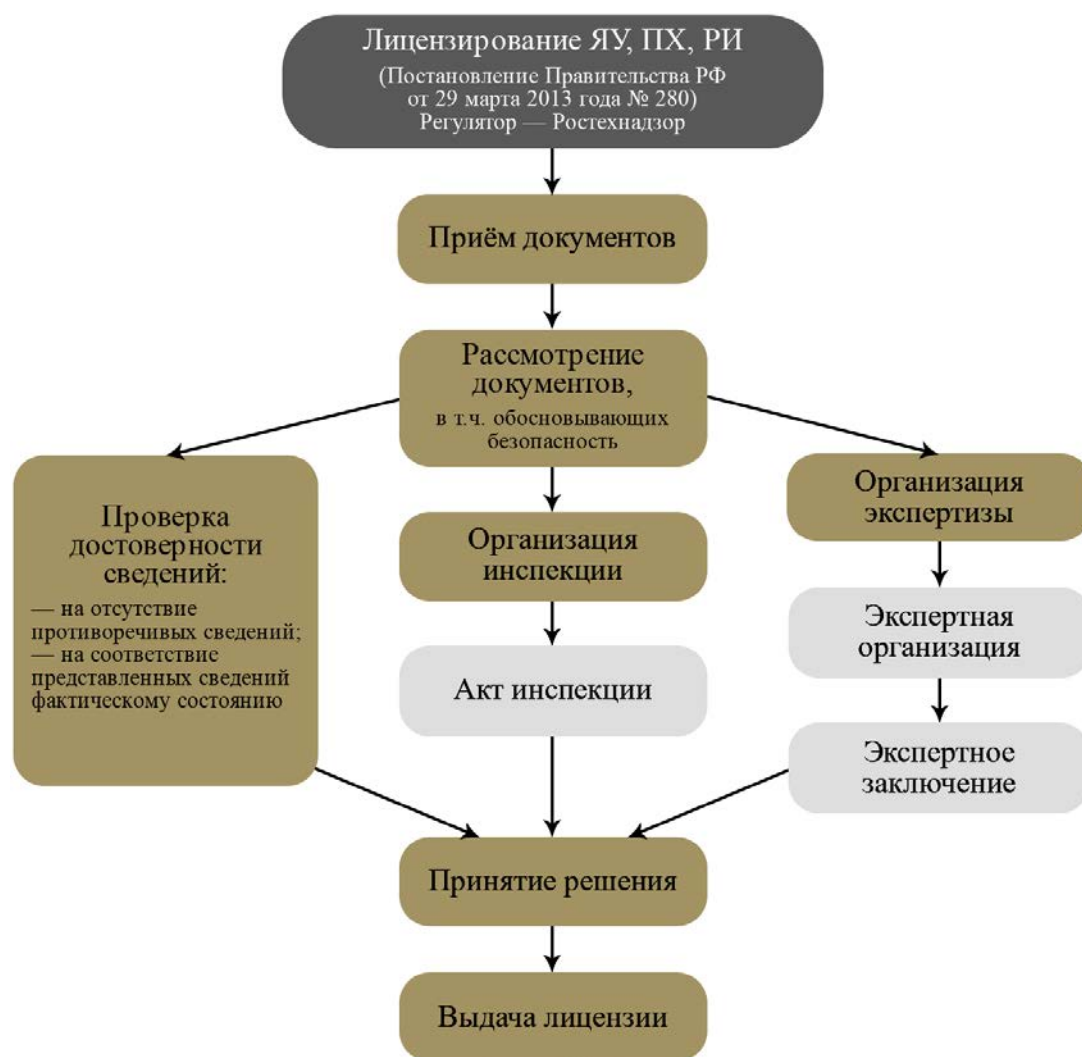


Рис. 1. Блок-схема основных этапов процесса лицензирования объектов использования атомной энергии (ЯУ — ядерная установка, ПХ — пункт хранения, РИ — радиационный источник). Для ОИАЭ, на которых установлен режим постоянного государственного надзора, — только организация научно-технической поддержки Регулятора. Для остальных ОИАЭ — экспертная организация, имеющая лицензию Регулятора

Уже экспресс-оценки безопасности, выполненные на основе опубликованных данных о режимах работы установки ТРТ, показывают, что дозы ионизирующих видов излучения в реакторном зале достигают порядка десятков и сотен мЗв уже за один импульс установки, а активация её материалов нейтронами такова, что часть конструкционных материалов соответствует уровню отнесения к радиоактивным отходам даже после выдержки в течение 15 лет после останова реактора [29].



Рис. 2. Блок-схема основных этапов процесса лицензирования некоторых типов радиационных источников, не отнесённых к объектам использования атомной энергии (РН — радионуклидный состав)

В этой связи при разработке проекта федерального закона [10] и проходящих сейчас через процесс экспертного обсуждения проектов подзаконных актов было принято решение об отнесении установок УТС к объектам использования атомной энергии — радиационным источникам или ядерным установкам в зависимости от уровня потенциальной опасности.

В настоящее время ключевой задачей следующего этапа развития нормативно-правовой базы в части регулирования безопасности термоядерных установок после принятия закона [10] видится принятие адекватных критериев отнесения установок к отдельным категориям и установления адекватных уровню потенциальной опасности требований безопасности к этим категориям объектов.

В качестве отдельного существенного следствия выпадения в последние годы проектов установок УТС из контекста регулирования безопасности при использовании атомной энергии необходимо отметить отсутствие в России сколь-либо заметного количества специалистов, обладающих одновременно компетенциями и в области проектирования и эксплуатации установок УТС, и в области обоснования безопасности объектов использования атомной энергии. Даже проекты установок нового поколения с заведомо существенным уровнем потенциального воздействия на персонал установок, население прилегающих территорий и окружающую среду разрабатываются без учёта требований к размещению и конструированию объектов использования атомной энергии.

Данный дефицит компетенций может уже в ближайшее время сказаться на реализации крупных национальных проектов УТС. Процесс лицензирования объектов использования атомной энергии в соответствии с требованиями федеральных законов «Об использовании атомной энергии», «Об охране окружающей среды» и «О санитарно-эпидемиологическом благополучии населения» занимает от ~2 лет при отсутствии у регулирующих органов существенных замечаний к документам, обосновывающим безопасность. Необходимо также отметить, что процесс проектирования и сопутствующие обоснованию

безопасности работы должны учитывать требования Градостроительного кодекса и федерального закона «Технический регламент о безопасности зданий и сооружений» об отнесении зданий и сооружений объектов использования атомной энергии к зданиям и сооружениям повышенного уровня ответственности.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термоядерные установки могут представлять существенную потенциальную опасность, прежде всего радиационную для персонала, населения и окружающей среды. При этом физические и конструктивные особенности термоядерных установок существенно отличаются от используемых в традиционных объектах использования атомной энергии, в связи с чем установки УТС нуждаются в отдельном подходе к обеспечению и регулированию безопасности и требуют учёта указанной специфики.

Решения, предложенные для задачи регулирования безопасности установок УТС в ведущих странах, пока многообразны, в ряде случаев носят практически противоположный характер и во многом продиктованы текущими задачами и текущей конъюнктурой. Регулирование безопасности оказывает непосредственное влияние на темпы «термоядерной гонки». Мягкий подход, выбранный в США и Великобритании, уже способствовал широкому росту частных инвестиций в термоядерный сектор. При этом очевидно, что такой опыт вряд ли оправдан для крупных нейтронных установок, однако установление более мягкого режима лицензирования для отдельных типов установок, не связанных с использованием и генерацией существенных объёмов радиоактивных веществ, может положительно сказаться на темпах исследований в области УТС в России. Вместе с тем необходимо отметить, что в случае реальных инцидентов и аварий с радиационным воздействием на персонал и население в процессе эксплуатации опытных термоядерных установок их последствия могут оказать существенно негативное влияние на программу развития УТС во всём мире (даже если реальные медицинские и экологические последствия будут малы, доверие к термоядерной энергетике будет поставлено под вопрос).

В качестве основы для разработки требований безопасности к установкам УТС в большинстве стран мира выбраны требования, предъявляемые к ускорителям и другим источникам генерирующего излучения. В России такой подход не представляется оправданным в силу исторически сложившейся системы лицензирования генерирующих источников, не предполагающей серьёзной экспертизы безопасности.

Выбранный в Российской Федерации подход к регулированию безопасности установок УТС соответствует международной практике и относится к более консервативным из выбранных основными странами «термоядерного клуба». Во многом аналогичные подходы применяются или рассматриваются к применению и в других странах, например, во Франции, Китае, Германии.

Де-факто стандартом для относительно мощных установок УТС становится предложенный не так давно для ИТЭР поэтапный подход к лицензированию с постепенным наращиванием разрешённой мощности установки и получением отдельного одобрения регулирующего органа для перехода на каждый следующий этап. Безусловно, такой подход может быть рекомендован к рассмотрению для лицензирования перспективной установки ТРТ в России.

Принимая во внимание задачу построения системы регулирования безопасности, пригодной в том числе для будущих крупных тритиевых и гибридных установок, нельзя забывать о том, что создание таких установок невозможно без отработки технологий на экспериментальных установках значительно меньшего масштаба и потенциальной опасности. При этом применение к таким экспериментальным установкам ряда регулирующих требований, например, о проведении анализа безопасности вероятностными методами, может оказывать на сроки проектов воздействие, близкое к запретительному. В этой связи требуется тщательная работа по дифференциации требований безопасности к установкам УТС в зависимости от уровня их потенциальной опасности, а также обсуждение возможности установления отдельных требований к экспериментальным установкам с возможностью, например, внесения определённых изменений в конструкцию установки без необходимости повторного лицензирования.

В настоящее время можно констатировать слабую готовность организаций, планирующих участвовать в сооружении установок УТС (как организаций, выполняющих функции эксплуатирующей орга-

низации, так и проектных и конструкторских организаций), к неизбежному исполнению требований безопасности при использовании атомной энергии. При этом необходимо помнить, что в силу того, что ранее установки УТС не проходили полный цикл лицензирования, персонал регулирующих органов также не имеет практического опыта оценки достаточности мер по обеспечению безопасности термоядерных установок. Задача минимизации влияния регулирующих требований на сроки выполнения проектов в области УТС требует сближения позиций конструкторов установок и контрольно-надзорных органов, что потребует внимания и многоплановых усилий со стороны всех участников развития термоядерных технологий в России — органов государственного управления, регулирующих органов, ведущих научных центров, проектно-конструкторских организаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Microsoft** signs power purchase deal with nuclear fusion company Helion. — Reuters; <https://www.reuters.com/technology/microsoft-buy-power-nuclear-fusion-company-helion-2023-05-10/> (дата обращения 10.07.2025).
2. **Google** just bought 200 megawatts of fusion energy that doesn't even exist yet. — CNN; <https://edition.cnn.com/2025/06/30/climate/fusion-energy-google-commonwealth-agreement> (дата обращения 10.07.2025).
3. **Богатов С.А. и др.** Проблемы безопасности и подходы к разработке регулирующих документов для лицензирования установок управляемого термоядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 3, с. 32—46.
4. **Богданович Р.Б. и др.** Требования к интегральному коду EUCLID-F для детерминистического анализа аварий в термоядерных реакторах. — Там же, вып. 1, с. 12—28.
5. **Васильев А.Д. и др.** Инженерная модель окисления слоя бериллиевой пыли в условиях аварии с истечением теплоносителя из системы охлаждения в вакуумную камеру ИТЭР. — Там же, 2022, т. 45, вып. 2, с. 37—49.
6. **Ахмедов И.С. и др.** Анализ аварии с потерей вакуума на ИТЭР с использованием интегральной программы для ЭВМ СОКРАТ-В1/В2. — Там же, 2023, т. 46, вып. 2, с. 38—52.
7. **Кизуб П.А. и др.** Моделирование радиационной обстановки около импульсного генератора нейтронов с использованием программного комплекса КОРИДА. — Там же, вып. 4, с. 92—100.
8. **Ильин К.И., Шпиньков В.И.** Актуальные вопросы радиационной безопасности установок термоядерной энергетики. — Вопросы радиационной безопасности, 2025, № 1 (117), с. 3—13.
9. **Шарафутдинов Р.Б. и др.** О необходимости совершенствования нормативной правовой базы в области использования атомной энергии для регулирования безопасности термоядерных установок. — Ядерная и радиационная безопасность, 2021, № 3 (101), с. 5—15.
10. **Федеральный закон** от 31.07.2025 № 342-ФЗ «О внесении изменения в статью 3 Федерального закона «Об использовании атомной энергии».
11. **US Nuclear Regulatory Commission**, Policy Issue (Notation Vote): Options for Licensing and Regulating Fusion Energy Systems (2023); <https://www.nrc.gov/docs/ML2227/ML22273A163.pdf> (дата обращения 10.07.2025).
12. **United States Nuclear Regulatory Commission**. Developing a Regulatory Framework for Commercial Fusion Energy Systems; <https://www.nrc.gov/docs/ML2208/ML22081A057.pdf> (дата обращения 10.07.2025).
13. **Meschini S., Testoni R., Zucchetti M.** Development of an object-oriented, thermal-hydraulics model for ARC FLiBe loop safety assessment. — Fusion Engineering and Design, 2022, vol. 178, p. 113095.
14. **Kirtley D., Milroy R.** Fundamental Scaling of Adiabatic Compression of Field Reversed Configuration Thermonuclear Fusion Plasmas. — J. of Fusion Energy, 2023, vol. 42, Art. 30.
15. **Towards Fusion Energy**. The UK Government's Fusion Strategy. Department for Business, Energy & Industrial Strategy, 2021. 26 p.
16. **Towards Fusion Energy**. The UK Government's Response to the Consultation on its Proposals for a Regulatory Framework for Fusion Energy. Department for Business, Energy & Industrial Strategy, 2021. 64 p.
17. **Preliminary Safety Report (RPrS)** English translation of the Rapport Préliminaire de Sûreté (RPrS) submitted to the French Nuclear Safety Authorities. ITER Organization, 2011, IDM UID 3ZR2NC.
18. **Barabaschi P.** Progress on ITER Manufacturing, Construction, Commissioning And Plans. — In: 29th IAEA Fusion Energy Conference. IAEA, 2023, p. 2472
19. **ITER** Annual report 2023. ITER Organization, 2023; https://www.iter.org/sites/default/files/media/2024-10/2023_iter_annual_report_compressed_1.pdf (дата обращения 10.07.2025).
20. **Ковальчук М.В., Воронин В.В., Гаврилов С.В. и др.** Исследовательский реактор ПИК. Первые эксперименты. — Кристаллография, 2022, т. 67, № 5, с. 785—794.

21. **Amorosi R.** Regulatory perspectives on fusion facilities (focus on ITER) — In: Technical Meeting on Design Safety, Safety Assessment and Regulatory Activities to Facilitate Further Development and Future Deployment of Fusion Facilities. Granada, Spain, 2025, 2—6 June.
22. **Choi I.** Regulatory Approach for Fusion Facilities in Korea. — In: Technical Meeting on Fusion Design Safety and Regulation. Vienna, Austria, 23—25 October 2023.
23. **Experiences** for Consideration in Fusion Power Plant Design Safety and Safety Assessment. IAEA, TECDOC Series № 2076, 2025.
24. **Кривошеев М.В.** Безопасность термоядерных реакторов. — В кн.: Основы проектирования магнитных термоядерных реакторов. Под ред. В.А. Глухих, Г.Л. Саксаганского — СПб: Изд-во Политехнического университета, 2016, с. 532—578.
25. **Красильников А.В., Коновалов С.В., Бондарчук Э.Н. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
26. **Постановление** Правительства РФ от 25 января 2022 г. № 45 «О лицензировании деятельности в области использования источников ионизирующего излучения (генерирующих) (за исключением случая, если эти источники используются в медицинской деятельности)» (с изменениями и дополнениями).
27. **Приказ** Федеральной службы по экологическому, технологическому и атомному надзору от 8 октября 2014 г. № 453 «Об утверждении Административного регламента предоставления Федеральной службой по экологическому, технологическому и атомному надзору государственной услуги по лицензированию деятельности в области использования атомной энергии» (с изменениями и дополнениями).
28. **Приказ** Федеральной службы по надзору в сфере защиты прав потребителей и благополучия человека от 30 ноября 2020 г. № 784 «Об утверждении Административного регламента Федеральной службы по надзору в сфере защиты прав потребителей и благополучия человека по предоставлению государственной услуги по лицензированию деятельности в области использования источников ионизирующего излучения (генерирующих) (за исключением случая, если эти источники используются в медицинской деятельности)».
29. **Шпиньков В.И., Александрова Т.А., Кизуб П.А.** Проблематика радиоактивных отходов от эксплуатации и вывода из эксплуатации установок управляемого термоядерного синтеза. — Радиоактивные отходы, 2024, № 3 (28), с. 19—31.

**Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия**



Леонид Александрович
Большов, научный руководитель, академик
РАН
bolshov@ibrae.ac.ru



Игорь Иннокентьевич
Линге, советник, д.т.н.
linge@ibrae.ac.ru



Вячеслав Игоревич
Шпиньков, главный специалист
shvi@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 21 июля 2025 г.

После доработки 17 сентября 2025 г.

Принята к публикации 18 сентября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 5—15.

УДК 621.039.643

ОБЗОР СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМ СОГЛАСОВАНИЯ ИМПЕДАНСА ИЦР-АНТЕННЫ И ГЕНЕРАТОРА

*К.О. Недбайлов^{1, 2}, И.Н. Рой¹, Я.М. Аммосов^{1, 2}*¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²МФТИ (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

В НИЦ «Курчатовский институт» осуществляется разработка комплекса ионно-циклотронного резонансного нагрева (ИЦРН) плазмы для токамака Т-15МД. Комплекс включает два антенных блока, каждый из которых состоит из трёхпетлевых антенн. Питание каждой петли обеспечивается независимым ВЧ-генератором. Суммарная мощность комплекса составляет 6 МВт. Рабочий частотный диапазон системы 15—60 МГц при максимальной длительности импульса до 30 с. С одной стороны, широкая полоса перестройки частотного диапазона обеспечивает возможность экспериментального исследования различных механизмов поглощения ВЧ-мощности, с другой — существенно осложняет разработку ВЧ-генератора и согласующей системы. Цель данной работы — исследование мирового опыта организации и эксплуатации согласующих систем комплексов ИЦРН. Рассматриваются актуальные и современные решения согласования и защиты установок ИЦРН мегаваттной мощности.

Ключевые слова: ионно-циклотронный резонансный нагрев (ИЦРН), быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны, система согласования, токамак.

REVIEW OF MODERN IMPEDANCE MATCHING SYSTEMS FOR AN ICRH ANTENNA AND RF GENERATOR

*K.O. Nedbailov^{1, 2}, I.N. Roy¹, Y.M. Ammosov^{1, 2}*¹National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia²Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

The National Research Center "Kurchatov Institute" is developing an ion cyclotron resonance heating (ICRH) system for the T-15MD tokamak. The system includes two antennas, each consisting of three straps. Each strap is powered by an independent RF generator. The total output power of the system is 6 MW. The operating frequency range is 15—60 MHz, with a maximum pulse duration of up to 30 s. On the one hand, such a wide frequency tuning range enables experimental studies of various RF power absorption mechanisms; on the other hand, it significantly complicates the design of both the RF generator and the impedance matching network. The purpose of this work is to review global experience in the design and operation of impedance matching and protection systems for high-power ICRH installations.

Key words: ion cyclotron resonance heating (ICRH), fast magnetosonic (FMS) waves, matching system, tokamak.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нагрев ионной компоненты плазмы электромагнитными волнами на частотах ионно-циклотронного резонанса является одним из основных методов дополнительного нагрева плазмы. ИЦР-нагрев способен эффективно повышать температуру ионной компоненты плазмы до значений порядка 10 кэВ [1]. Преимущество ИЦР-нагрева по сравнению с другими методами нагрева плазмы заключается в эффективном проникновении быстрых магнитозвуковых (БМЗ) волн в плазму, причём эффективность проникновения увеличивается с ростом среднечордовой плотности плазмы. Подвод мощности комплекса ИЦРН способен генерировать неиндукционный ток плазмы, оказывать влияние на тороидальное вращение плазмы, подавлять МГД-неустойчивости и кондиционировать первую стенку вакуумной камеры токамака [2]. Подбор частоты и спектра ИЦР-волн позволяет избирательно нагревать основные ионы плазмы, примесные ионы или электронную составляющую. Таким образом, комплекс ИЦРН предоставляет ряд возможностей для оптимизации импульса токамака. Например, первый Н-режим на токамаке ASDEX UPGRADE был получен именно при помощи ИЦР-нагрева [3].

Одна из важнейших задач, возникающих при работе системы ВЧ-нагрева плазмы, — это согласование ВЧ-генератора и нагрузки. Во время рассогласованного режима работы комплекса ИЦРН в ВЧ-линии формируется стоячая волна, которая может привести к дуговым разрядам и выходу из строя линии и её элементов. Отражённая от нагрузки ВЧ-мощность уменьшает передаваемую мощность плазме и может привести к поломке ВЧ-генератора [4, 5]. Импеданс антенны значительно изменяется как от перехода между сценариями разряда, L—H-перехода [6], так и от быстрых плазменных процессов во время одного выстрела [7]. Смещение плазменного шнура относительно антенны, изменение среднечордовой плотности плазмы и параметров плазмы вблизи положения антенны оказывают значительное влияние на эффективность связи антенна—плазма, т.е. на импеданс антенны [8—10]. Более того, даже изменение фазировки возбуждающих токов антенны может привести к рассогласованию системы. В случае фазировок, отличных от 0 и 180 градусов, между близко расположенными петлями антенны возникает индуктивная связь, которая приводит к возникновению перекрёстной (связанной) мощности. Таким образом, система согласования является фундаментом комплекса ИЦРН.

Нагрев в ионно-циклотронном диапазоне частот долгое время представлял собой серьёзную задачу для многих токамаков по всему миру [11—17], многочисленные эксперименты были направлены на повышение эффективности связи, улучшение нагрева плазмы и обеспечение стабильной работы в течение продолжительных импульсов [18]. В связи с этим в настоящее время существует множество различных систем согласования, которые отличаются множеством качеств: возможностью согласования в режиме реального времени, чувствительностью к возмущению нагрузки антенны, допустимой шириной полосы частот, долговечностью и сложностью конструкции. Для неоперативной подстройки импеданса антенны активно используются шлейфы (параллельно подключённые элементы линии) и фазовращатели (растяжители электрических линий — тромбоны) [19, 20]. Для защиты ВЧ-генератора от отражённой мощности во время импульса успешно применяются гибридные 3дБ-делители мощности [3, 21, 22]. Для уменьшения чувствительности системы согласования к быстрым изменениям нагрузки антенны используют схемы Т-сопряжения [7, 18, 23]. Диэлектрические жидкостные шлейфы [24, 25] и ферритовые тюнеры [26] позволяют проводить согласование в режиме реального времени с помощью оптимизации системы обратной связи. Для уменьшения индуктивной связи петель используют проводящие пассивные перегородки между петлями антенны и различные развязки.

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» ведётся разработка мегаваттного комплекса ионно-циклотронного резонансного нагрева плазмы [27]. Предполагается, что ВЧ-генератор системы ИЦРН токамака Т-15МД будет обладать возможностью широкой перестройки рабочего частотного диапазона. Это позволит экспериментально исследовать различные механизмы поглощения быстрых магнитозвуковых волн. В то же время широкая полоса частот создаёт дополнительные трудности для разработки систем согласования, поскольку свойства элементов ВЧ-линии определяются длиной волны сигнала. В связи с этим анализ мирового опыта организации и эксплуатации различных согласующих систем является актуальной задачей для разработки системы комплекса ИЦРН токамака Т-15МД.

2. СИСТЕМЫ СОГЛАСОВАНИЯ

Для согласования постоянной нагрузки с ВЧ-генератором обычно используют шлейфы и фазовращатели (например, по типу тромбона). Наиболее распространённым решением является установка в линию шлейф-тромбонного тюнера. Тромбон позволяет изменять электрическую длину линии, что приводит к изменению фазы сигнала [28]. При изменении фазы сигнала также изменяется входное сопротивление линии. Изменение входной нагрузки $Z_{вх}$ идеальной линии от изменения длины L описывается формулой трансформации

$$Z_{вх} = \rho_k \frac{Z_n + i\rho_k \operatorname{tg}(2\pi L / \lambda)}{\rho_k + iZ_n \operatorname{tg}(2\pi L / \lambda)}, \quad (1)$$

где Z_n — импеданс нагрузки; ρ_k — волновое сопротивление линии. Под входным сопротивлением линии длиной L понимается отношение комплексных амплитуд напряжения и тока в сечении линии с

координатой L . Таким образом, входной импеданс линии изменяется периодически от изменения её длины (фактически, «идеальный» тромбон вращает значения импеданса на диаграмме Смита по окружности).

Шлейф обычно представляет собой короткозамкнутый параллельно подключённый элемент ВЧ-линии и вносит только реактивную составляющую. Простейший пример постоянного шлейфа — параллельно подключённый коаксиальный кабель к линии передачи (как короткозамкнутый, так и разомкнутый). При изменении длины кабеля изменяется его входной импеданс (формула (1)), таким образом, параллельно подключённый отрезок линии может являться как индуктивной нагрузкой, так и ёмкостной в зависимости от отношения его длины L к длине волны λ . Отрезки линий с подвижным короткозамыкателем называются плунжерами. Несмотря на свою надёжность и простоту, такие системы медленные и непригодны для подстройки импеданса в режиме реального времени (во время импульса). Плунжеры и тромбоны имеют механические подвижные контакты, передвижение которых под высоким напряжением приводит к искрению, механическому повреждению и износу. Быстрые плазменные процессы, такие как индуцированные колебания на поверхности плазмы (ELM), могут привести к значительному изменению нагрузки антенны и аварийному отключению генератора [22]. Изменение нагрузки антенны во время ELM характеризуется особенно большой амплитудой (возможно десятикратное увеличение), малым временем ($\approx 1\text{--}2$ мс с временем нарастания < 100 мкс) и высокой частотой повторения (10—100 Гц) [29—32], что значительно превосходит возможности традиционных схем согласования импедансов, полагающихся на механические перестройки элементов цепи. Возникающая отражённая мощность активирует защиту радиочастотной установки и вызывает значительное снижение среднего уровня мощности, вводимой в плазму.

2.1. Ферритовые шлейфовые тюнеры (FFT)

Альтернативный вариант механическому шлейфовому тюнеру — ферритовые тюнеры. Система согласования с использованием ферритовых шлейфов (FFT) была реализована и успешно применена на установке Alcator C-Mod [26]. На Alcator C-Mod была реализована трёхшлейфовая система согласования, которая представлена схематически на рис. 1, на рис. 2 представлена её фотография из работы [26].

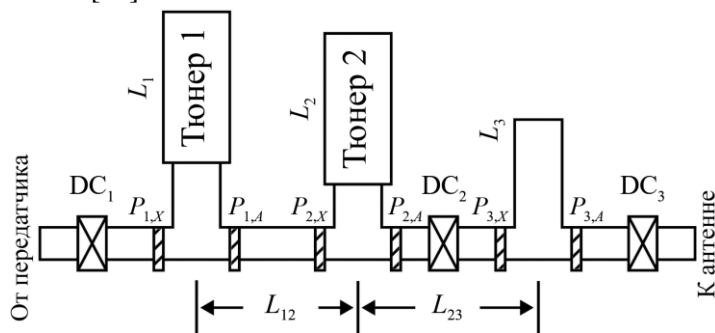


Рис. 1. Схематическое изображение системы согласования с двумя ферритовыми тюнерами установки Alcator C-Mod: DC_{1-3} — направленные ответвители; $P_{1-3,A-X}$ — датчики напряжения и тока (индекс A означает, что датчик расположен перед соответствующим тюнером, X — после соответствующего тюнера)

Расстояние между двумя переменными шлейфами выбрано равным $3\lambda/8$, т.е. $L_{12} = 1,4$ м для обеих антенн. Длина $3\lambda/8$ является стандартным выбором для двухшлейфового согласования. Для контроля системы в реальном времени (измерения импеданса) используются датчики напряжения и тока, расположенные перед ($P_{1-3,A}$) и после каждого тюнера ($P_{1-3,X}$). В работе [33] подробно описаны конструкции ВЧ-датчиков и даны рекомендации по их позиционированию в линии. В работе [34] представлена конструкция простейшего ответвителя для измерения падающей и отражённой ВЧ-мощности в линии.

Ближайший к антенне шлейф (тюнер) имеет фиксированную длину. Для двухпетлевой антенны D порта (антенна E аналогична антенне D) она составляет $L_3 = 1,57$ м при расстоянии между шлейфами 2 и 3 $L_{23} = 3,88$ м. Шлейфы 1 и 2 являются переменными и представляют собой комбинацию фиксированного участка линии передачи и ферритового тюнера. Полная длина шлейфа 1 составляет $L_1 = 1,29$ м + $L_{\text{тюнер } 1}$, а шлейфа 2 — $L_2 = 0,71$ м + $L_{\text{тюнер } 2}$, где $L_{\text{тюнер } 1}$ и $L_{\text{тюнер } 2}$ — эквивалентные электрические длины тюнеров (подробности приведены далее). Расстояние между двумя пере-

Скорость распространения ВЧ-волн в линии передачи определяется электрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью μ . Принцип работы ферритовых тюнеров заключается в том, что μ ферритовых пластин внутри тюнера можно изменять в реальном времени с помощью изменения величины внешнего магнитного поля. Таким образом, изменение магнитной проницаемости ферритовых пластин μ приводит к изменению эквивалентной электрической длины тюнера (изменяется отношение длины волны в линии к физической длине волны). Ферритовые пластины находятся в постоянном магнитном поле. Чтобы изменить эквивалентную длину участка линии, заполненного ферритом, используют дополнительное управляющее магнитное поле, которое перемещает рабочую точку феррита вдоль кривой намагничивания. Управляющее поле создаётся током в катушках, окружающих ферритовые пластины. Таким образом, ферритовые тюнеры ведут себя как шлейфы переменной длины, управляемые током катушек. Ферритовые тюнеры, изготовленные специально для установки Alcator C-Mod (оптимальная частота 80 МГц), имеют диапазон изменения электрической длины порядка 0,5 м при токе катушек от -150 до 150 А. Перед работой на высокой мощности тюнеры продуваются сухим азотом, а затем заполняются элегазом SF_6 при давлении 2 атм. (1 атм. избыточного давления) после удаления влаги. Тюнеры рассчитаны на работу при напряжении >40 кВ. Непрерывное водяное охлаждение ферритовых пластин обеспечивает надёжность работы на высокой мощности и при длинных импульсах.

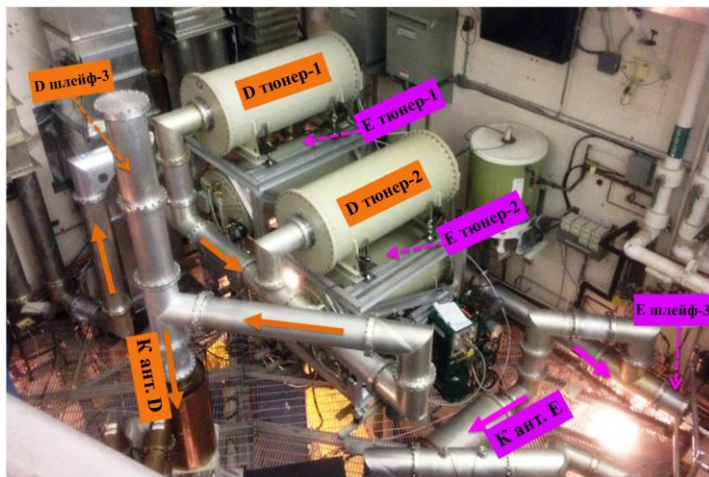


Рис. 2. Фотография системы согласования двух антенн (D и E) установки Alcator C-Mod. Стрелками указано направление ВЧ-мощности

На рис. 3 представлена диаграмма проводимости Смита ($Y = 1/Z = G + iB$, Y — адмиттанс, Z — импеданс), нормализованная на 50 Ом. Ось X и ось Y представляют отрицательную действительную и мнимую часть коэффициента отражения ($-\text{Re}(\Gamma)$, $-\text{Im}(\Gamma)$). В любой точке линии передачи $Y = (1 - \Gamma)/(1 + \Gamma)$, а коэффициент отражения для мощности равен $|\Gamma|^2$. Адмиттанс (полная проводимость) идеального короткозамкнутого шлейфа описывается как $G = 0$ (не меняет активной проводимости) и $B = -1/\text{tg}(\beta L)$, где $\beta = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме, L — эквивалентная электрическая длина линии (легко получить из формулы (1) при подстановке $Z_n = 0$). Адмиттансы на стороне передатчика (Y_X) и на стороне антенны (Y_A) связаны соотношением $Y_X = Y_A + Y_{\text{stub}}$. Таким образом, добавление шлейфа изменяет только мнимую часть проводимости B , и точка на диаграмме Смита перемещается по окружности постоянной проводимости. С другой стороны, добавление последовательного участка линии (с $Z_0 = 50$ Ом)

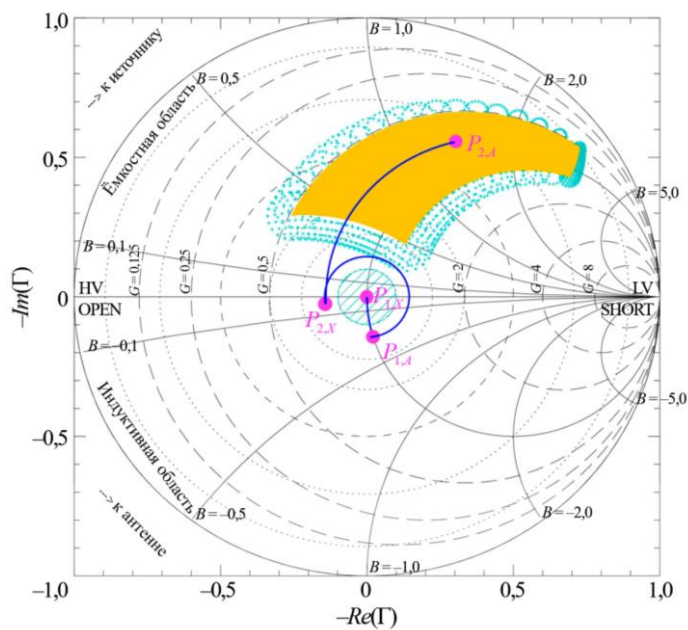


Рис. 3. Методика согласования ИЦРН антенны установки Alcator C-Mod, представленная на диаграмме Смита $Y = G + jB$

перемещает точку на диаграмме Смита вдоль окружности постоянного $|\Gamma|$, т.е. меняет фазу, но не амплитуду коэффициента отражения.

На рис. 3 представлен процесс согласования нагрузки с помощью двух ферритовых тюнеров. Адмиттанс в точке $P_{2,A}$ (со стороны антенны) трансформируется шлейфом 2. Затем участок линии L_{12} перемещает точку $P_{2,x}$ вдоль окружности постоянного $|\Gamma|$ в точку $P_{1,A}$, расположенную на окружности $G = 1$. Наконец, шлейф 1 приводит точку в центр диаграммы (идеальное согласование). Комбинация двух ферритовых тюнеров может преобразовать все точки в области (выделены жёлтым цветом на рис. 3) вокруг $P_{2,A}$ в идеальное согласование. Для более широкой области удаётся достичь $|\Gamma| \leq 0,1$ (т.е. $VSWR \leq 1,2$, отражённая мощность $\leq 1\%$). Фиксированный шлейф (шлейф 3) подбирается так, чтобы при любых плазменных условиях точка $P_{2,A}$ находилась в области, доступной для согласования ферритовыми тюнерами. Во время импульса установки Alcator C-Mod необходимые длины L_1 и L_2 (для шлейфа 1 и шлейфа 2), обеспечивающие идеальное согласование, вычисляются в реальном времени с помощью контроллера на базе Linux-сервера. Вычисление оптимизационных изменений длин L_1 и L_2 происходит за 0,4 мс [26]. Однако управляющие катушки тюнеров обладают высокой индуктивностью, поэтому токи, протекающие в них, не могут изменяться мгновенно. В итоге скорость работы системы ферритовых тюнеров в основном определяется временем отклика катушек порядка миллисекунд.

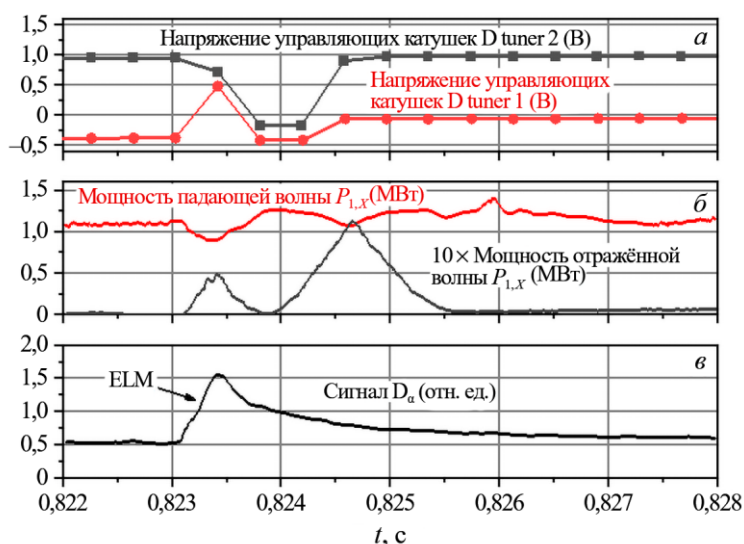


Рис. 4. Временные зависимости во время режима с локализованными выбросами на границе (ELM) из работы [26]: *a* — напряжение управляющих катушек FFT; *б* — мощность падающей и отражённой волны (отражённая волна умножена на 10); *в* — сигнал D_α с периферии плазмы, сигнализирующий ELM

интересный эффект. На токамаке Alcator C-Mod была установлена четырёхпетлевая антенна в J-порт. Петли антенны ориентированы перпендикулярно силовым линиям магнитного поля вблизи антенны. Таким образом, структура антенны вдоль силовых линий выглядит равномерной и симметричной. После двух экспериментальных кампаний на Alcator C-Mod было показано, что антенна J-порта генерирует меньше примесей при тех же условиях, чем традиционные двухпетельные антенны, и обладает слабой зависимостью нагрузки от параметров плазмы [26].

На рис. 5 приведено сравнение отклика антенны J-порта и антенны E-порта в H-режиме на возникновение краевых локализованных мод (ELMs). Во время ELMов плазма выбрасывается наружу, что вызывает кратковременные всплески электронной плотности перед антеннами. Поскольку слой отсечки для быстрых волн смещается ближе к антенне, нагрузка возрастает. Измерения показывают, что ELMы вызывают снижение $|\Gamma|$, что указывает на уменьшение КСВН и рост нагрузки. Однако для антенны J-порта амплитуда и фаза изменений Γ значительно меньше, чем для E-антенны.

На рис. 4 показан отклик системы согласования на ELM. Время нарастания ELM составляет около 0,5 мс, а время спада — несколько миллисекунд. FFT обнаруживает ELM только после того, как он возник, и затем начинает изменять управляющие напряжения тюнеров в ответ. Из рисунка видно, что в течение всего периода ELM отражённая мощность дважды возрастает и снижается, но поддерживается на уровне $\leq 10\%$ от подводимой мощности (коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) ≤ 2), и согласование возвращается до уровня ниже 1% за несколько циклов вычислений. Таким образом, хотя в целом система FFT не имеет достаточной скорости, чтобы поддерживать идеальное согласование во время ELM, она всё же снижает их влияние.

В работе [26] также представлен

2.2. Жидкостные шлейфовые тюнеры

Другим альтернативным вариантом замены шлейфового тюнера с подвижным скользящим контактом является жидкостный шлейфовый тюнер. Жидкостный шлейфовый тюнер использует различие длин волн в газовой и жидкой средах, обусловленное разницей их относительных диэлектрических проницаемостей. Такой тюнер может функционировать аналогично обычному шлейфовому тюнеру за счёт изменения уровня поверхности жидкости. Система согласования с помощью жидкостного тюнера активно эксплуатировалась на LHD [24] и по сей день применяется на установке EAST [18, 25, 35—37]. Экспериментально подтверждена его надёжность как радиочастотного компонента: тюнер выдерживал 63 кВ в течение 10 с и 50 кВ в течение 30 мин [24]. Более того, изменение уровня жидкости происходило под высоким радиочастотным напряжением без возникновения пробоя. Эти результаты указывают на возможность применения тюнера как инструмента согласования импеданса с обратной связью, поддерживающего отражённую мощность на допустимом уровне для тетродной лампы при изменениях нагрузки. Рассеиваемая мощность вследствие диэлектрических потерь в жидкости составляла примерно 5 кВт при работе на 50 кВ, что составляет менее 1% от суммарной переданной мощности в эксперименте по ICRF-нагреву при сопротивлении нагрузки 5 Ом. При стационарной работе под напряжением 50 кВ повышение температуры жидкости составило лишь 30 °С.

Одним из методов согласования, способным обеспечить работу ИЦРН-системы в широкой полосе частот, является тюнер из трёх шлейфов переменной длины. На рис. 6 представлено схематическое изображение конструкции ВЧ-линии с тремя жидкостными шлейфами установки LHD [24]. Символами L_{12} , L_{23} , L_{3A} обозначены расстояния между шлейфом 1 и шлейфом 2, между шлейфом 2 и шлейфом 3, а также между шлейфом 3 и антенной соответственно. Символами L_1 , L_2 , L_3 обозначены высоты столба жидкости в каждом жидкостном шлейфе, L_{S1} , L_{S2} и L_{S3} — их полные длины.

Система жидкостного согласования на рис. 6 состоит из трёх одинаковых шлейфовых тюнеров. Длина каждого шлейфа составляет 4,5 м. ВЧ-мощность подаётся справа через разрыв по постоянному току и передаётся на антенну. Уровень жидкости в каждом шлейфе может изменяться от 0,3 до 4,0 м. Более длинный шлейф предпочтителен, так как позволяет покрыть более широкий диапазон подстройки.

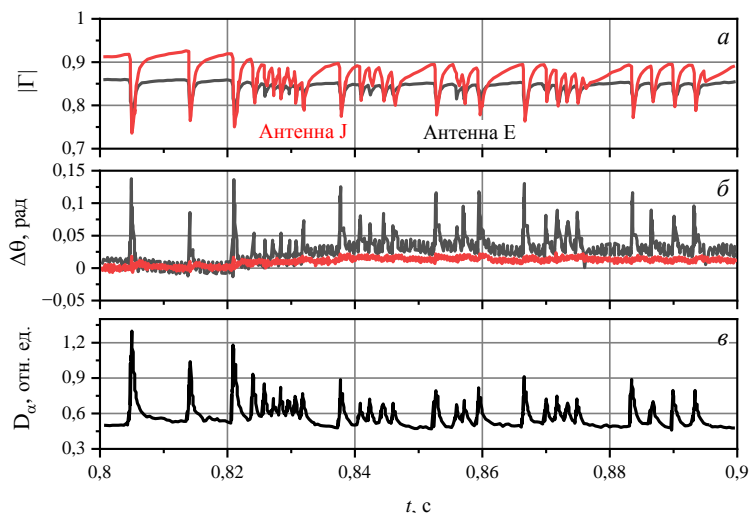


Рис. 5. Сравнение отклика антенн на ELM для антенны J-порта (красные кривые) и антенны E-порта (чёрные кривые) в одном и том же импульсе установки Alcator C-Mod из работы [26]: а — модуль коэффициента отражения в несогласованной линии; б — фаза коэффициента отражения; в — сигнал D_α , сигнализирующий ELM

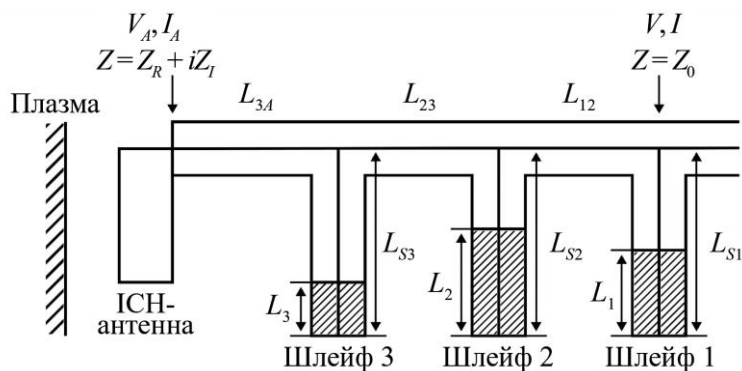


Рис. 6. Схематическое изображение конструкции ВЧ-линии с тремя жидкостными шлейфами

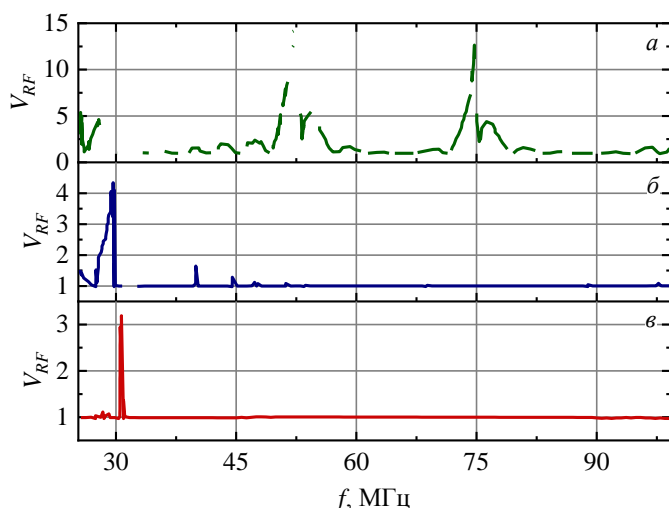


Рис. 7. Отношение ВЧ-напряжений (V_{RF}) в линии передач в диапазоне частот 25—100 МГц. В диапазонах, где согласование импеданса невозможно, отношение напряжений не показано (а). Подстройка осуществлялась шлейфами 1 и 2, уровень жидкости в шлейфе 3 фиксирован (б). Подстройка осуществлялась с помощью оптимизации уровня жидкости всех трёх шлейфов (в). Отношение ВЧ-напряжений снижается при вставке различных отрезков линии передачи длиной $\Delta L = 0—3,5$ м с шагом 0,5 м между жидкостным шлейфом и антенной. При этом отношение напряжений уменьшается во всём диапазоне частот 25—100 МГц и согласование импеданса может быть достигнуто этим методом

рис. 7, в показаны результаты дополнительной подстройки системы с помощью добавления отрезков линии передачи ΔL между антенной и шлейфом 3: при изменении ΔL от 0 до 3,5 м с шагом 0,5 м диапазон согласования расширяется, а V_{RF} снижается почти до единицы во всём диапазоне 25—100 МГц, за исключением узкой области около 30,4—30,6 МГц.

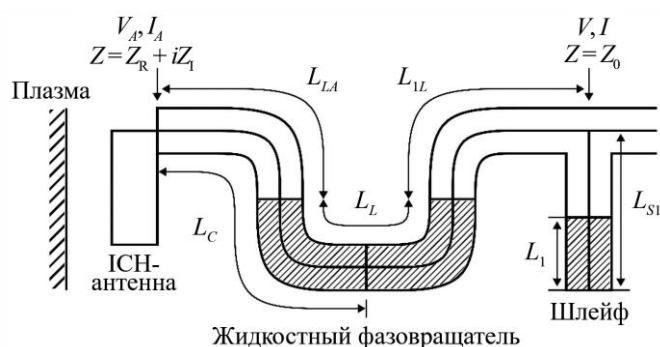


Рис. 8. Схематическое изображение конструкции ВЧ-линии с жидкостным фазовращателем и шлейфом

фового тюнера соответственно, L_L и L_C — длина столба жидкости и расстояние от антенны ICRF-нагрева до центра жидкостного объёма в фазовращателе, L_1 — уровень жидкости в шлейфовом тюнере, L_{S1} — длина самого шлейфового тюнера.

На рис. 9 показано расчётное распределение нормализованного максимального ВЧ-напряжения в линии с жидкостным фазовращателем и шлейфом из работы [24]. В тех диапазонах, где согласование импеданса не достигается, отношение напряжений не приводится. Возможный диапазон изменения уровня жидкости в шлейфовом тюнере L_1 составляет от 0,30 до 4,00 м. Возможный диапазон длины

На рис. 7 из работы [24] показано расчётное распределение нормализованного максимального ВЧ-напряжения (V_{RF}) — это отношение максимального напряжения в системе (максимальное напряжение во всей линии) к напряжению в линии передачи между антенной и вершиной шлейфа 3, т.е. напряжение на антенне. Расчёты выполнялись с шагом 0,1 МГц. В тех диапазонах, где согласование импеданса не достигается, отношение напряжений не приводится. На рис. 7, а представлен случай, когда расстояние между антенной и шлейфом 3 $L_{3A} = 33,8$ м, импеданс антенны составляет 5,0 Ом, а уровень жидкости в шлейфе 3 фиксирован $L_3 = 2,0$ м. Видно множество диапазонов частот, где согласование отсутствует. На рис. 7, б показано, что в диапазоне частот от 25 до 100 МГц отношение напряжений может быть снижено до единицы путём изменения уровня жидкости в шлейфе 3 от 0,3 до 4,0 м. Однако остаются диапазоны, где согласование всё же невозможно. Чтобы устранить эти зоны, длина коаксиальной линии между антенной и вершиной шлейфа 3 изменялась вставкой коротких секций. На

В работе [24] также рассмотрена система, состоящая из жидкостного шлейфа и фазовращателя. На рис. 8 представлено схематическое изображение конструкции ВЧ-линии с жидкостным фазовращателем и шлейфом [24]. Радиочастотная мощность подаётся с правой стороны рисунка через разрыв по постоянному току и передаётся к антенне. Символы L_{LA} и L_{IL} обозначают расстояния между антенной и поверхностью жидкости в жидкостном фазовращателе и между другим концом жидкости в фазовращателе и вершиной жидкостного шлей-

жидкости в фазовращателе L_L составляет от 2,30 до 9,70 м. Расстояние между антенной и центром жидкостного объёма в фазовращателе $L_C = 33,5$ м. Длина шлейфового тюнера равна 4,5 м, а расстояние между антенной и жидкостным шлейфовым тюнером равно 40,0 м. Сопротивление нагрузки принято равным 5,0 Ом. На рис. 9, а представлен случай, когда подстройка осуществлялась с помощью изменения уровня жидкости как в шлейфе, так и в фазовращателе. Из рис. 9, а видно, что существуют области, где отношение напряжений в линии превышает 1,5. В этих областях мощный нагрев (например, 1—2 МВт) может быть невозможен из-за возникновения пробоя в системе жидкостного согласования импеданса. Для снижения отношения напряжений до единицы в работе [24] использовался метод несбалансированного уровня поверхности жидкости в жидкостном фазовращателе. Положение центра жидкости L_C изменялось от 32,0 до 35,0 м при частоте 41,5 МГц (диэлектрическая перегородка перемещалась для формирования несбалансированного уровня жидкости в двух коленах фазовращателя). При положениях $L_C = 34,5$ м и $L_C = 32,5$ м отношение напряжений могло быть уменьшено по сравнению с исходным положением $L_C = 33,5$ м. На рис. 9, б показано уменьшение V_{RF} , достигнутое за счёт изменения положения центра жидкости на каждой частоте. Снижение радиочастотного напряжения было достигнуто, а частотные области, характеризующиеся отсутствием согласования импеданса, были устранены с помощью этого метода. Результаты расчёта показывают, что в жидкостном фазовращателе требуется несбалансированный уровень поверхности жидкости. В окончательной конструкции фазовращателя из работы [24] была установлена перегородка в нижней части жидкостного фазовращателя.

В системе с тройным жидкостным шлейфовым тюнером наблюдаются диапазоны частот, где радиочастотное напряжение увеличивается или согласование импеданса не может быть достигнуто, как показано на рис. 7, б. Эта проблема решается изменением длины линии передачи путём вставки коротких коаксиальных линий, как показано на рис. 7, в. Однако система с тройным жидкостным шлейфовым тюнером обладает положительным свойством — простотой реализации системы обратной связи. Во время импульса возможно ограничиться подстройкой уровня жидкости только в одном колене L_3 [24]. С другой стороны, система с жидкостным шлейфовым тюнером и фазовращателем демонстрирует хорошие характеристики в широком диапазоне частот (от 25 до 100 МГц). При регулировании уровня жидкости в шлейфе и тромбоне значение V_{RF} не превышает 1,6, что существенно ниже, чем в системе с тремя жидкостными шлейфами, требующей дополнительной подстройки длины линий между антенной и шлейфом 3. В случае использования несбалансированного уровня жидкости в тромбоне отношение радиочастотных напряжений (V_{RF}) сохраняется равным единице в широком частотном диапазоне от 25 до 100 МГц. Однако для реализации согласования импеданса с системой обратной связи необходимо одновременно изменять уровни жидкости как в фазовращателе, так и в шлейфовом тюнере. Далее в статье рассмотрена система согласования тремя жидкостными шлейфами, которая применяется на установке EAST.

2.3. Гибридные 3дб-разделители

На практике для защиты генератора от отражённой мощности хорошо себя показали системы с гибридными 3дб-разделителями [38—40]. 3дб-разделитель — это четырёхполюсник, который является

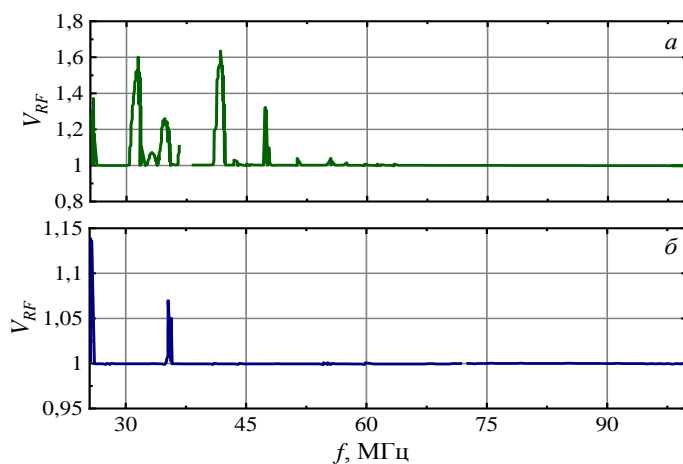


Рис. 9. Отношение ВЧ-напряжений (V_{RF}) в линии передач в диапазоне частот 25—100 МГц. В диапазонах, где согласование импеданса невозможно, отношение напряжений не показано. Подстройка осуществлялась жидкостным фазовращателем и шлейфом (а). Подстройка осуществлялась с помощью оптимизации положения центра жидкости фазовращателя (б)

квадратурным четвертьволновым мостом. Схематическое изображение 3дб-разделителя представлено на рис. 10.

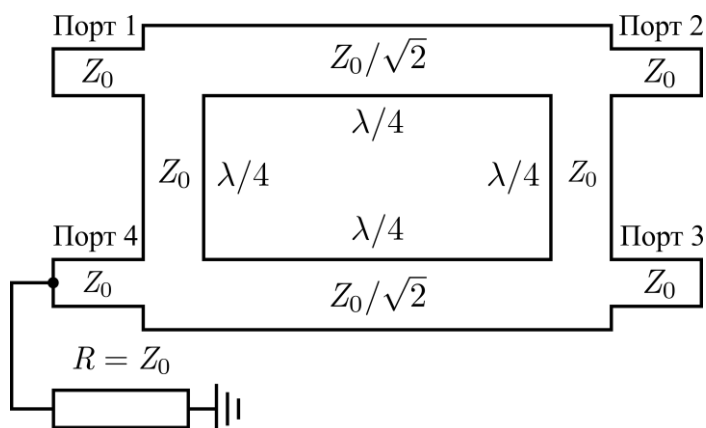


Рис. 10. Схематическое изображение конструкции гибридного 3дб-разделителя

свойство — это изоляция генератора (входа моста) от отражённой мощности, приходящей обратно от нагрузки. Если изменения нагрузки на выводных портах делителя идентичны, то отражённая мощность пойдёт в согласованную эквивалентную нагрузку (порт 4). Для идентичного изменения импеданса двух выводных портов необходимо, чтобы петли антенны (нагрузки выводных портов) были расположены не слишком далеко друг от друга в тороидальном направлении. Это связано с тем, что вероятность возникновения идентичных ELMов в двух достаточно удалённых тороидальных точках невелика, что было показано на установках ASDEX Upgrade и JET [41]. Однако петли антенны также нельзя располагать слишком близко друг к другу, так как это приведёт к наличию взаимной индуктивности. Например, можно использовать проводящую перегородку между петлями антенны для уменьшения взаимной индуктивности. Такое технологическое решение активно применяется на ASDEX Upgrade [42].

Второе свойство — разделение входного сигнала на две равные мощности между выходными портами, при этом относительная разность фаз между падающими напряжениями в этих портах составляет 90°.

На установке JET в работе [22] используют системы с гибридными 3дб-делителями для разделения

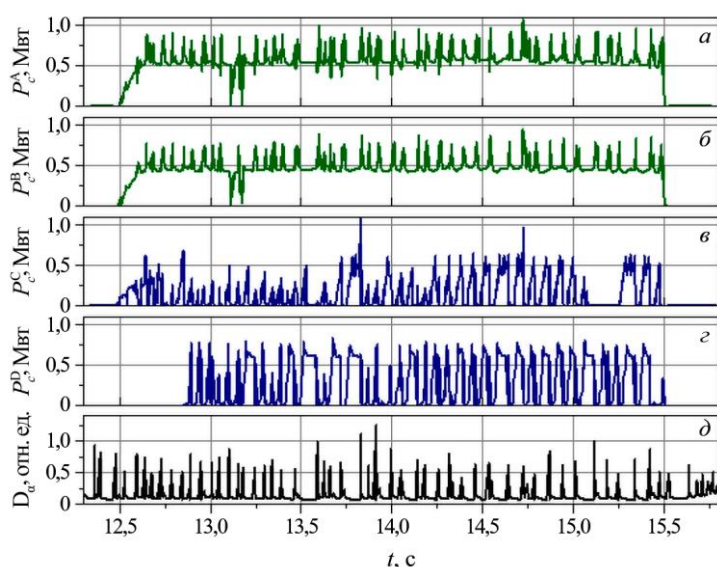


Рис. 11. Общая переданная плазме мощность от четырёхпетлевой антенны JET А (а), В (б), С (в), D (з) и интенсивность линии излучения D_α (д), импульс № 65947

Мост имеет один вход (порт 1) и два выхода (порты 2, 3) или два входа и один выход, если рассматривать его как сумматор. В случае 3дб-делителя (делит мощность между портами поровну) одно плечо (порты 1, 2) имеет волновое сопротивление $Z_0/\sqrt{2}$, другое плечо (порты 1, 4) — Z_0 (см. рис. 10). В общем случае волновые сопротивления моста могут быть рассчитаны для получения произвольного деления мощности между выходными портами 2 и 3. К изолированному порту (порт 4) подключается согласованная нагрузка. Гибридные 3дб-разделители имеют два основных свойства. Первое

мощности от генераторов пополам между петлями аналогичных четырёхпетлевых антенн А и В. Каждый из четырёх выходов генератора В разделяется квадратурным мостом и подаётся на соответствующие петли антенн А и В. В работе [22] приводятся результаты экспериментов с использованием гибридного 3дб-разделителя во время импульса с ELM 1-го типа. На рис. 11 из работы [22] представлены общая переданная плазме мощность от четырёх подобных антенн А, В, С и D установки JET и интенсивность излучения линии D_α.

Антенны А и В подключены к одному генератору В с помощью гибридного 3дб-разделителя, антенны С и D подключены к генераторам С и D без использования разделителя. Поскольку

во время импульса № 65947 установки JET (см. рис. 11) почти не наблюдалось потока отражённой мощности к генератору В, он не отключался аварийным образом, как это происходило до установки гибридного 3дб-разделителя. В течение этого импульса было зафиксировано 65 отключений для антенны С, 130 — для антенны D и только два отключения — для антенн А и В, что явно показывает увеличение средней переданной мощности при использовании 3дб-разделителя.

Гибридные 3дб-разделители также активно применяются для суммирования мощности от нескольких генераторов и улучшения фазовой синхронизации антенн. На рис. 12 представлена электрическая схема подключения двух трёхпетлевых антенн установки ASDEX UPGRADE к трём генераторам [43].

Генераторы g_5 и g_4 питают центральные петли трёхпетлевых антенн a_2 и a_4 , генератор g_3 — внешние петли. Гибридный квадратурный мост позволяет объединить мощности от генераторов g_5 и g_4 . Далее он используется для разделения мощности с фиксированной разностью фаз между двумя антенными блоками. Несмотря на то, что антенные блоки a_2 и a_4 достаточно удалены в тороидальном направлении, гибридный делитель препятствует прохождению отражённой мощности обратно в генератор, однако эффективность подавления отражённых волн в этом случае ниже по сравнению с тем, когда нагрузки выходных портов делителя меняются идентично.

Одним из существенных недостатков 3дб-разделителя является невозможность его эксплуатации в широкой полосе частот. В случае, если 3дб-гибрид изготовлен на частоту 20 МГц, его возможно использовать только на дискретном ряде частот 20, 60, 100 МГц и так далее (т.е. нечётные гармоники $\lambda/4$). Также значительные габариты мегаваттных ответвителей и их инфраструктуры (поглотители отражённой мощности, баки с охлаждением, насосы и трубопроводы) приводят к резкому увеличению пространственных требований для их размещения. С другой стороны, присущие методу дополнительные потери мощности во время ELMов противоречат ожиданиям высокой эффективности. Следует также отметить, что разность фаз $\pi/2$ между напряжениями на выходных портах 3дб-разделителей и связанная с этим чувствительность к взаимной связи между антенными петлями неблагоприятны для проектирования компактных мощных многопетлевых антенн в токамаках.

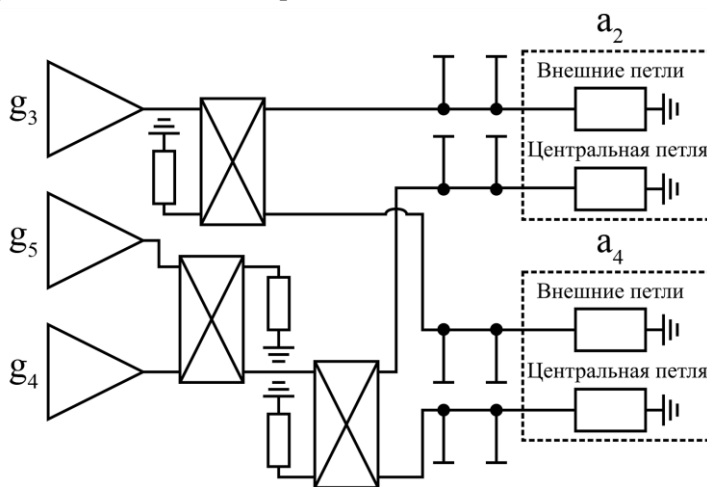


Рис. 12. Схема подключения трёхпетлевых антенн ASDEX UPGRADE

2.4. Система Т-сопряжения

Альтернативной схемой согласования, устойчивой к быстрым изменениям нагрузки, является схема Т-сопряжения [44]. Существуют две разновидности схемы Т-сопряжения: внутренняя и внешняя. Под внутренней схемой сопряжения подразумевается, что подстроечные элементы расположены внутри вакуумной камеры токамака. Внутренняя схема Т-сопряжения была подробно экспериментально исследована в ходе кампаний на JET [45] и Tore Supra [46], где для реализации Т-сопряжения использовались переменные конденсаторы, расположенные внутри вакуумного объёма камеры. Эти проекты доказали реализуемость метода, подтвердив повышенную устойчивость схемы к возмущению нагрузки. Однако вакуумное размещение согласующих элементов усложняет ряд технических и конструкторских задач: обеспечение охлаждения, введение механического привода, ремонтно-пригодность, диагностирование. Ожидаемое увеличение электрической прочности антенны при внутривакуумном согласовании оказалось осложнено новой серьёзной проблемой, связанной с электрическим пробоем в вакууме в Т-соединении [47], что потребовало разработки специальных

сложных методов обнаружения дуги [48]. Разделение антенны и её согласующего устройства и внешнее (т.е. вне вакуумного объёма) расположение переменных согласующих элементов (внешнее Т-сопряжение) устраняют большинство указанных осложнений [49, 50]. Внешнее расположение согласующих элементов позволяет использовать Т-сопряжение для петель разных антенных блоков, что решает проблему возникновения перекрёстной мощности (индуктивной связи соседних петель). Далее в статье рассматривается именно внешняя схема Т-сопряжения (ЕСТ).

Первые испытания принципов согласования по ЕСТ-схеме были проведены на ЖЕТ в 2004 г. на паре связанных петель антенны А2 при мощности менее 1 МВт [51]. В условиях неблагоприятной конфигурации нагрузки (индуктивно связанные петли разной конструкции) прототип системы продемонстрировал высокую устойчивость к срывам возбуждения во время ELM. Дальнейшее усовершенствование системы ЕСТ на ЖЕТ позволило осуществлять непрерывную инжекцию ВЧ-мощности в плазму в Н-режиме с ELM в диапазоне частот 32—52 МГц без ограничений на фазировку антенн [52].

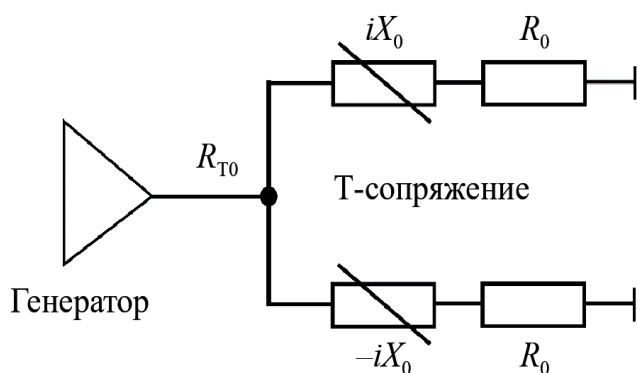


Рис. 13. Схематическое изображение согласования с помощью Т-сопряжения, где R_0 и X_0 — активная и реактивная нагрузка в каждой из ветвей контура, R_{T0} — активная нагрузка в точке Т-сопряжения

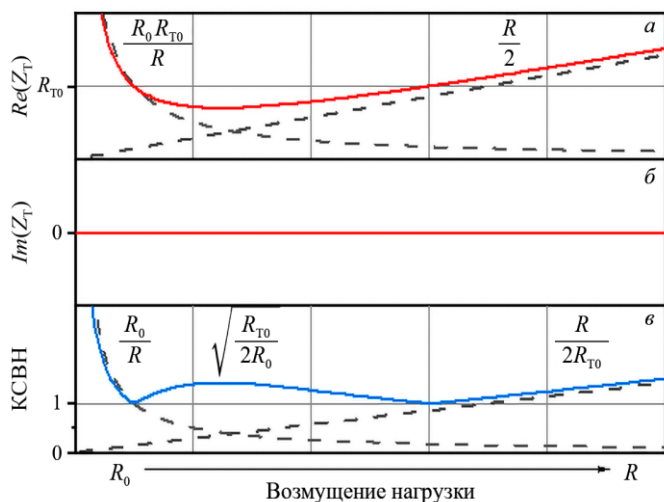


Рис. 14. Отклик параметров схемы Т-сопряжения на возмущение нагрузки R : а — активная часть импеданса; б — реактивная часть импеданса; в — КСВН. Пунктирные линии показывают асимптотические оценки, полученные в предположении $R_0 < R_{T0}$

Схема внешнего Т-сопряжения представлена на рис. 13. В дальнейшем изложении термин «схема Т-сопряжения» используется для обозначения схемы внешнего Т-сопряжения, если не оговорено иное. Она основана на принципе настраиваемого резонансного параллельного контура. Характерная особенность схемы, представленной на рис. 13, в том, что одинаковые активные нагрузки R_0 (по существу, активная нагрузка петель антенны) включены в обе ветви контура. Реактивные нагрузки в ветвях контура равны по абсолютной величине и противоположны по знаку. Таким образом они образуют пару комплексносопряжённых импедансов. Далее невозмущённые величины (т.е. без ELM) обозначаются с индексом «0». Указанные особенности схемы кардинальным образом изменяют реакцию цепи на возмущения нагрузки при условии их идентичности в обеих ветвях. На рис. 14 из работы [7] представлен отклик параметров схемы Т-сопряжения на возмущение нагрузки. Фактически импеданс Z_T , наблюдаемый со стороны генератора, остаётся чисто действительным независимо от сопротивления нагрузки R (см. рис. 14, б). При этом действительная часть $Re(Z_T)$ с ростом R демонстрирует медленный рост, вновь достигая значения R_{T0} (см. рис. 14, а). Результирующая зависимость КСВН (см. рис. 14, в) является пологой и остаётся близкой к единице в широком диапазоне сопротивления нагрузки. Данное поведение схемы поясняет её высокую устойчивость к переходным процессам, вызванным ELM.

Следует отметить, что указанные благоприятные свойства практически значимы лишь при условии, что согласованные (невозмущённые) сопротивления R_0 и R_{T0} являются величинами одного порядка. В противном случае минимальное значение $\text{Re}(Z_T)$ существенно отклоняется от R_{T0} , что приводит к недопустимо высокому локальному максимуму КСВН, ограничивая применимость схемы. Эта проблема актуальна для систем ионно-циклотронного нагрева, в которых сопротивление нагрузки R_0 , как правило, значительно ниже выходного сопротивления ВЧ-генератора Z_0 . В такой конфигурации прямое согласование R_0 и Z_0 (т.е. при $R_{T0} = Z_0$) не позволяет достичь достаточной устойчивости к возмущениям типа ELM.

Для решения данной проблемы в работе [7] предлагается двухступенчатая схема согласования. На первом этапе Т-сопряжённый контур преобразует R_0 в промежуточное сопротивление R_{T0} ($Z_0 > R_{T0} > R_0$). На втором этапе дополнительный каскад обеспечивает окончательное согласование R_{T0} с Z_0 . Таким образом, система согласования ЕСТ включает две антенные петли с переменными реактивными элементами, которые настраиваются на формирование пары комплексно-сопряжённых импедансов. Данные импедансы соединяются параллельно в Т-образном узле, а результирующее сопротивление согласуется с выходным импедансом генератора посредством дополнительного согласующего каскада.

Схема согласования системы ЕСТ, реализованная на установке JET, представлена на рис. 15.

Петли четырёхпетлевых антенн С и D соединяются с коаксиальным Т-образным соединением с помощью линий передачи, называемых соответственно CTL и DTL. Длины обеих линий могут регулироваться линиями-растяжками («тромбонами»). Для удобства реактивности петель рассматриваются как условные дополнительные участки линий передачи, добавленные к CTL и DTL. Эквивалентная длина этих участков зависит от рабочей частоты и конструкции петли антенны. Коаксиальное Т-соединение подключено к выходной линии передачи генератора через переменный шлейф-тромбонный тюнер, размещённый между линиями OTL и ITL, который служит трансформатором импеданса второго каскада.

Знаки мнимых частей комплексно-сопряжённой пары параллельных импедансов, образующих Z_{T0} , взаимозаменяемы. Таким образом, CTL может быть ёмкостной ветвью, а DTL — индуктивной и наоборот, в работе [7] эти варианты согласования обозначаются как $CT = 0$ и $CT = 1$ соответственно. В случае идеальной нагрузки петель антенны ($R_{C0} = R_{D0} = R$) и отсутствия связи между ними выбор варианта СТ не влияет на работу ЕСТ. При асимметричной нагрузке и конечной взаимной связи оптимизация отклика ЕСТ на ELM и минимизация напряжений антенных петель требуют установки импеданса Т-соединения в комплексное значение $X_{T0} \neq 0$. В этих условиях выбор варианта СТ заметно влияет на поведение ЕСТ и для нахождения согласующих длин CTL и DTL требуются численные методы [7].

При переменной нагрузке антенны длины линий ЕСТ должны регулироваться для поддержания идеального согласования [7]. На практике это достигается автоматическим управлением в реальном времени длинами тромбонных CTL и DTL так, чтобы текущее значение импеданса на Т-соединении Z_T оставалось близким к предпочтительному опорному значению Z_{T0} . В то же время длины тромбона и шлейфа ITL фиксируются в течение плазменного импульса и изменяются только между импульсами при необходимости оптимизации Z_{T0} .

В работе [7] подчеркивают, что одним из ключевых практических преимуществ повышенной устойчивости системы ЕСТ к ELM является то, что коэффициент стоячей волны по напряжению (КСВН) в выходных линиях генератора (OTL) остаётся существенно ниже порога срабатывания защиты

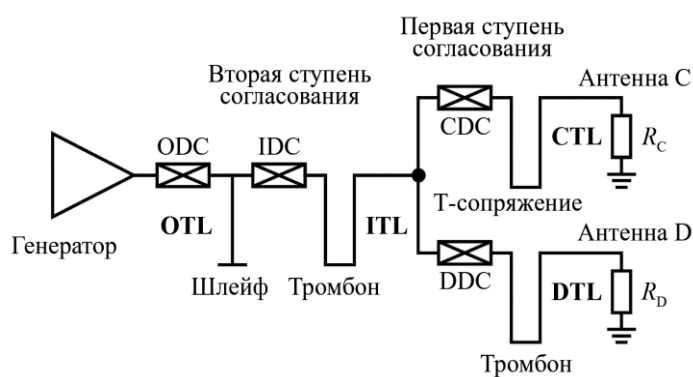


Рис. 15. Схема Т-сопряжения петли антенны С и антенны D установки JET, где OTL, ITL, CTL, DTL — передающие линии, ODC, IDC, CDC, DDC — диагностические направленные ответвители

усилителей (КСВН = 3 при полной мощности на JET). Это позволяет системе ИЦРН продолжать работу даже при возникновении ELM, что, в свою очередь, обеспечивает стабильное управление подводимой ВЧ-мощностью и позволяет заметно повысить её средний уровень в режиме с ELM. На рис. 16 из работы [7] представлено сравнение работы антенны D в двух идентичных импульсах с ELM — при использовании схемы Т-сопряжения (справа) и без неё (слева). Эксперимент проводился на частоте 42,5 МГц при дипольной фазировке петель антенны. В случаях работы в конфигурации без системы ЕСТ наблюдаются частые срабатывания защиты ВЧ-усилителей (более 100 отключений), тогда как в конфигурации ЕСТ такие отключения полностью отсутствуют. Улучшение эксплуатационных характеристик ВЧ-установки, описанное ранее, наблюдалось на всех введённых в эксплуатацию частотах, при различной фазировке антенны и в разнообразных импульсах с быстро изменяющимися параметрами, влияющими на нагрузку антенны [7]. Таким образом, экспериментальные данные, представленные на рис. 16, явно демонстрируют эффективность системы Т-сопряжения.

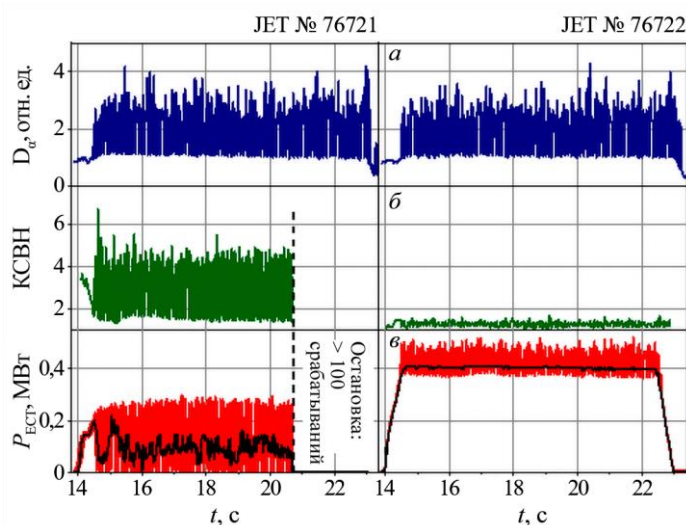


Рис. 16. Сравнение работы антенны D при использовании схемы Т-сопряжения (справа, импульс JET № 76722) и без неё (слева, импульс JET № 76721): а — интенсивность излучения линии D_α (индикатор ELM); б — КСВН в линии ОТЛ; в — мгновенная и усреднённая ВЧ-мощность, подводимая к плазме

они обеспечивают простой способ изменения электрической длины линии в широкой полосе частот. Однако ограниченная переменная длина tromбонов не позволяет обеспечить согласование на произвольной частоте. Усилители JET имеют рабочий диапазон частот 23—57 МГц, разделённый на восемь поддиапазонов шириной 4 МГц и одну «мёртвую» зону (39—41 МГц). Тем не менее в силу ограничений по длине ITL-tromбонов и шлейфов система оказалась несовместимой с устойчивой к ELM работой на частотах <28 МГц и в области ~37 МГц.

2.5. Система развязки петель (decoupler)

Ранее несколько раз упоминалась проблема индуктивной связи петель антенны. Перекрёстная (связанная) мощность, возникающая вследствие индуктивной связи, может привести к следующим неприятным эффектам: неравномерному распределению мощности между антеннами, возникновению отражённой мощности и риску превышения предельных напряжений/токов в линиях и компонентах. Данная проблема особенно существенна, когда фазировка петель антенны отлична от 0 или 180° [53]. Для решения этой проблемы на токамаке EAST была разработана автоматическая система развязки, основанная на принципе обратной связи и настраиваемом конденсаторе [53]. Эта система позволяет автоматически регулировать всю схему развязки, обеспечивая стабильную работу системы ИЦРН токамака EAST.

По сравнению с 3дб-ответвителями ЕСТ позволяет использовать подведённую мощность более эффективно: в то время как в схеме с 3дб-гибридами половина мощности во время ELM теряется в нагрузке, в схеме ЕСТ почти вся мощность продолжает поступать в плазму. Кроме того, фаза между напряжениями сопряжённых антенных петель ($\pi/2 < \Delta\phi < \pi$) в ЕСТ более благоприятна для спектра излучения, чем фиксированная $\pi/2$ у 3дб-ответвителей. Заметим, что структурное разделение антенны и её согласующего устройства и внешнее (т.е. вне вакуумного сосуда) расположение переменных согласующих элементов устраняют большинство технических осложнений. В отличие от конденсаторов и шлейфов tromбоны не влияют на амплитуду волновых напряжений в линии, и их точное физическое расположение в линиях не имеет значения. В то же время

Схема системы развязки для антенных петель ICRN токамака EAST [53] показана на рис. 17. Развязывающий переменный конденсатор выделен красным пунктирным прямоугольником. Т-образная двухпортовая развязывающая сеть, основанная на настраиваемом конденсаторе, помещена между излучающими петлями. На переменном конденсаторе установлен шаговый двигатель, направление вращения которого управляется контрольным блоком. В качестве сигнала обратной связи используется напряжение на зонде одной из линий. Такая схема позволяет регулировать ёмкость для достижения развязки. В работе [53] подробно описана реализация алгоритмов управления конденсатором. Авторы продемонстрировали её работу как в вакуумном эксперименте, так и в условиях плазменного разряда.

В вакуумном эксперименте (откаченная камера без плазмы) по линии передачи 1 (см. рис. 17) на одну из петель антенны N подводилась мощность 30 кВт, второй генератор линии 2 был выключен. В неактивной линии 2 измерялась связанная мощность, выраженная в децибелах относительно милливольтта (дБм) по формуле

$$x = 10 \log_{10} \left(\frac{P}{1 \text{ мВт}} \right). \quad (2)$$

В результате эксперимента в работе [53] показано, что система способна автоматически уменьшать связанную мощность между соседними петлями антенны: в течение 4 с связанная мощность снизилась с 7,5 дБм ($\approx 5,6$ мВт) до -25 дБм ($\approx 0,01$ мВт) благодаря изменению ёмкости переменного конденсатора. Развязка считалась успешной, когда связанная мощность становится менее -20 дБм. Таким образом, система продемонстрировала способность самостоятельно минимизировать взаимное влияние между антеннами за ограниченное время.

Дальнейшие испытания системы автоматической развязки были проведены во время импульса № 135429 токамака EAST. В эксперименте использовались две эквивалентные двухпетлевые антенны N и I. На каждую антенну подводилась мощность 1 МВт. В этом эксперименте антенна N была оснащена автоматической системой развязки, тогда как антенна I работала без регулирования для сравнения. На рис. 18 представлены экспериментальные параметры работы автоматической системы развязки во время импульса № 135429 токамака EAST [53]. Система развязки эффективно снизила связанную мощность антенны N с 0 до -23 дБм за 3,8 с (см. рис. 18, з). В то же время у антенны I, не оснащённой системой,

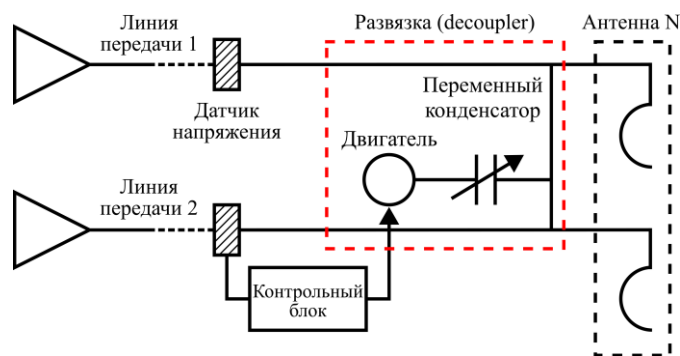


Рис. 17. Схема автоматической системы развязки антенных петель двухпетлевой антенны ICRN токамака EAST

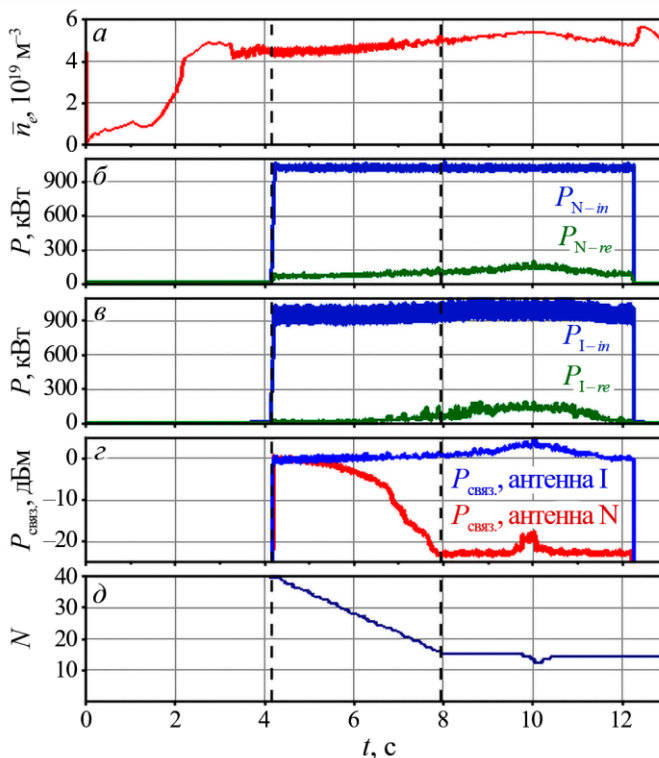


Рис. 18. Экспериментальные параметры работы автоматической системы развязки установки EAST: а — среднехордовая плотность плазмы; б — подводимая P_{N-in} и отражённая P_{N-re} мощности в линии антенны N; в — подводимая P_{I-in} и отражённая P_{I-re} мощности в линии антенны I; г — связанная (перекрёстная) мощность антенн I и N; д — количество оборотов регулирующего ёмкость шагового двигателя. Импульс № 135429

заметного уменьшения связанной мощности во время импульса не наблюдалось. Предполагается, что малая начальная перекрёстная мощность связана с наличием проводящей перегородки между петлями антенн N и I. Рисунок новой антенны N токамака EAST приведён, например, в работах [25, 54, 55]. Она будет рассмотрена далее.

2.6. Комбинированная система согласования токамака EAST

На установке EAST используется система согласования с помощью трёх жидкостных шлейфов, аналогичная системе согласования установки LHD. На рис. 19 представлено схематическое изображение ИЦРН-системы токамака EAST [25]. Антенный блок состоит из двухпетлевой антенны, петли разделены проводящей перегородкой и закрыты экраном Фарадея. Каждая петля антенны имеет эквивалентную электрическую длину $\lambda/4$ и питается от двух линий передач, объединённых с помощью схемы Т-сопряжения. Для уменьшения взаимной индуктивности антенных петель используется развязка (decoupler). В качестве второго каскада трансформации импеданса используется система из трёх жидкостных шлейфов длиной 7 м. Однако для осуществления согласования в режиме реального времени система согласования комплекса ИЦРН EAST была дополнена парой переменных конденсаторов [18]. На рис. 20 представлено схематическое изображение конфигурации тройных жидкостных шлейфов токамака EAST с дополнительными переменными конденсаторами, монтированными на верхушки двух ближайших к антенне шлейфов. Направленный ответвитель измеряет входную и отражённую мощность в коаксиальной линии передачи. Измерители напряжения и тока расположены между антенной и жидкостными шлейфами.

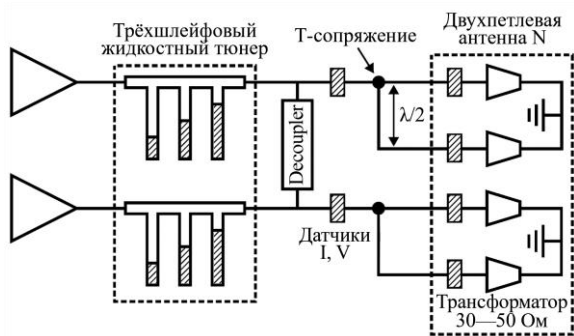


Рис. 19. Схематическое изображение ИЦРН-системы на токамаке EAST

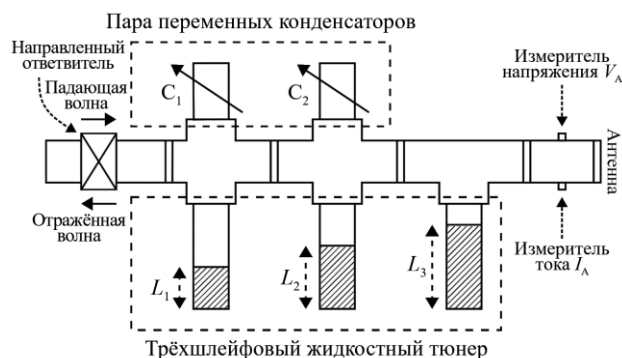


Рис. 20. Схематическое изображение конфигурации тройных жидкостных шлейфов токамака EAST с переменными конденсаторами

Благодаря быстрым регулировкам ёмкости конденсаторов представленная в работе [18] система способна достигнуть точного согласования во время импульса в течение одной секунды. На рис. 21 из работы [18] представлены экспериментальные результаты согласования импеданса в реальном времени токамака EAST. Хорошо видно, что система изменяет величину КСВН (см. рис. 21, в) с шести до уровня единицы за время порядка одной секунды. Далее КСВН остаётся стабильным в течение импульса.

Используемая схема согласования на EAST обладает устойчивостью к изменению нагрузки антенны. Во-первых, устойчивость достигается благодаря повышению сопротивления R_{\min} в участке линии между Т-сопряжением и тремя жидкостными шлейфами. Под R_{\min} понимается сопротивление в узле напряжений стоячей волны (отношение минимального напряжения стоячей волны к максимальному току), которое определяется выражением

$$R_{\min} = Z_0 \frac{1 - |\Gamma|}{1 + |\Gamma|}, \quad (3)$$

где $|\Gamma|$ — модуль коэффициента отражения по напряжению; Z_0 — волновое сопротивление линии. Таким образом, величина R_{\min} определяется через коэффициент отражения и сигнализирует о согласованности

линии с нагрузкой. В случае, когда $R_{\min} = Z_0$, система идеально согласована и $K_{\text{СВН}} = 1$. Чем меньше R_{\min} относительно Z_0 , тем хуже согласование и выше $K_{\text{СВН}}$.

На рис. 22, *a* из работы [18] представлена теоретическая зависимость доли отражённой мощности на генераторе от возмущения нагрузки антенны. Возмущение нагрузки антенны показано с помощью изменения R_{\min} в участке линии перед тремя жидкостными шлейфами (фактически, в точке Т-сопряжения). Расчёты проведены для опорных значений $R_{\min} = 1, 5, 10$ и 14 Ом, для которых рассчитывалось идеальное согласование. Этот теоретический эксперимент стоит понимать следующим образом. Эквивалентные электрические длины жидкостных шлейфов настраиваются так, чтобы выбранное опорное значение R_{\min} было идеально согласовано с генератором. Далее изменение импеданса антенны во время импульса приводит к изменению R_{\min} в точке сопряжения.

Хорошо видно, что с ростом опорного R_{\min} система становится менее чувствительной к возмущению нагрузки. На рис. 22, *б* представлены расчётные данные и экспериментальные измерения для случая опорной величины $R_{\min} = 14$ Ом. Заметно, что теоретические расчёты хорошо согласуются с экспериментальными измерениями. В диапазоне сопротивления $10\text{—}20$ Ом доля отражённой мощности составляет менее 3% при опорном сопротивлении точки Т-сопряжения 14 Ом. Таким образом, увеличивая величину нагрузки R_{\min} перед жидкостными шлейфами (фактически, уменьшая $|\Gamma|$), можно добиться уменьшения чувствительности системы к изменению нагрузки. Однако величина импеданса антенны намного меньше характерного сопротивления линии Z_0 и может составлять всего несколько Ом. Для увеличения импеданса антенны и уменьшения чувствительности системы к изменениям нагрузки на токамаке EAST дополнительно используют переход (трансформатор) в линии передачи $30\text{—}50$ Ом [56]. Назовём эквивалентную электрическую длину линии от петли антенны до трансформатора $30\text{—}50$ Ом L_{30} (см. рис. 19). В работе [56] показано, что использование трансформатора $30\text{—}50$ Ом при длине линии (с $Z_0 = 30$ Ом), равной $L_{30} = \lambda/4$, позволяет увеличить значение R_{\min} в 1,6 раза. Это означает, что R_{\min} в линии после трансформатора $30\text{—}50$ Ом в 1,6 раза больше, чем в линии на антенне. На токамаке EAST длина линии от петли антенны до трансформатора $30\text{—}50$ Ом выбрана равной $L_{30} = \lambda/4$.

После трансформатора $30\text{—}50$ Ом линия, питающая верхнюю часть антенной петли, соединяется с нижней линией в точке Т-сопряжения. Одна из ветвей Т-сопряжения длиннее соседней на величину $\lambda/2$ (см. рис. 19). Такое удлинение линии не меняет импеданс, однако сдвигает фазу тока в одном плече Т-сопряжения относительно другого, что позволяет обеспечить одинаковую фазу тока в верхней и нижней части антенной петли. Назовём эквивалентную электрическую длину линии от трансформатора $30\text{—}50$ Ом до точки Т-сопряжения L_1 для верхней ветви контура и L_2 — для нижней, не учитывая удлинение одной из ветвей на $\lambda/2$. В работе [56] Т-сопряжением называется такое соотношение длин L_2 и L_1 , когда в точке Т-соединения располагается пучность напряжения стоячей волны, а сумма $L_2 + L_1 = \lambda/2$. В такой вариации Т-сопряжения система обладает устойчивостью величины $K_{\text{СВН}}$ к изменению нагрузки антенны. На токамаке EAST длины линий L_2 и L_1 выбраны равными $\lambda/4$. В работе [56] показано, что такие длины обеспечивают наиболее устойчивое $K_{\text{СВН}}$ от изменения нагрузки антенны и позволяют

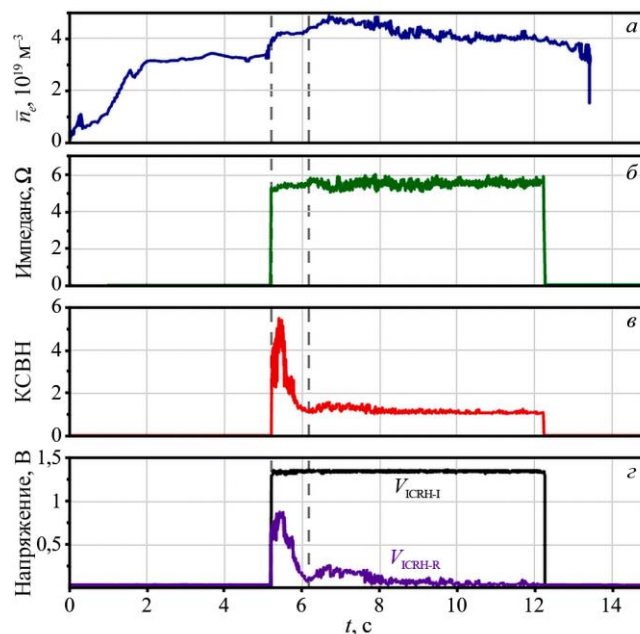


Рис. 21. Временные зависимости параметров во время эксперимента с системой согласования импеданса в реальном времени на токамаке EAST: *a* — изменение плотности плазмы (n_e); *б* — входной импеданс линии; *в* — коэффициент стоячей волны напряжения ($K_{\text{СВН}}$); *г* — падающее ($V_{\text{ICRH-I}}$) и отражённое напряжение ($V_{\text{ICRH-R}}$). Импульс № 127244

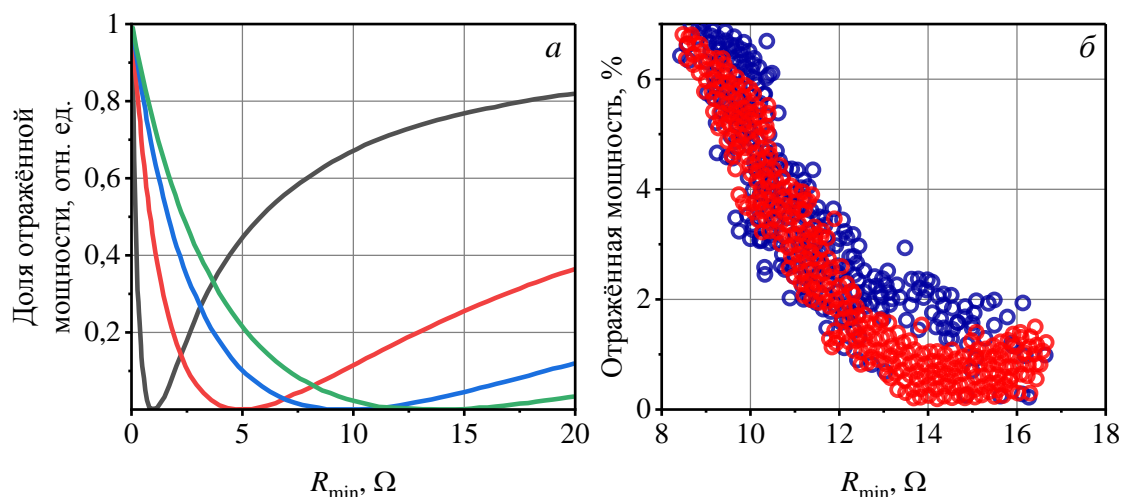


Рис. 22. Расчётная зависимость доли отражённой ВЧ-мощности от возмущения нагрузки антенны для случая четырёх различных опорных сопротивлений точки Т-сопряжения, Ом: — — 1, — — 5, — — 10, — — 14 (а); сравнение расчётной и экспериментальной зависимости отражённой мощности от возмущения нагрузки при опорном сопротивлении 14 Ом: \circ — измеренные значения, \circ — расчётные результаты (б)

увеличить в 2 раза величину R_{\min} в точке Т-сопряжения. Также одинаковая электрическая длина линий L_2 и L_1 позволяет сохранить фазировку верхней и нижней части антенной петли. Таким образом, реализация схемы Т-сопряжения и трансформатор 30—50 Ом позволяют обеспечить повышенную устойчивость схемы к изменениям нагрузки антенны и увеличить R_{\min} перед трансформатором импеданса из трёх жидкостных шлейфов.

Устойчивая к изменению нагрузки согласующая система EAST снизила величину отражённой ВЧ-мощности, вызванную МГД-флуктуациями, что обеспечило стабильную работу системы при высокой мощности и длительных импульсах. Эти (и другие) усовершенствования позволили достигнуть 2,2 МВт ИЦР-мощности в течение 2 с и 1,2 МВт в течение 310 с в импульсах с высокой бета. В результате успешной эксплуатации системы ИЦР-нагрева на EAST были зафиксированы значительные улучшения как температуры плазмы, так и запасённой в ней энергии [18]. Однако используемая схема Т-сопряжения на EAST не может работать в широком частотном диапазоне. Изменение частоты сигнала приведёт к изменению эквивалентных электрических длин линий L_{30} , L_1 и L_2 . Изменение эквивалентных электрических длин линий будет способствовать потере положительных свойств трансформатора 30—50 Ом и схемы Т-сопряжения. Величины L_1 и L_2 теоретически можно подстраивать с помощью размещения в линиях тромбонов, однако изменение эквивалентной электрической длины L_{30} осложнено её размещением в вакуумной части камеры токамака.

3. ВЫВОДЫ

В работе проведён анализ современных систем согласования комплексов ИЦРН. Кратко изложены принципы работы шлейф-тромбонного тюнера. Рассмотрены две системы согласования, способные работать в режиме реального времени: ферритовые тюнеры (FFT) и жидкостные шлейфы. Оба метода основаны на принципе обратной связи и изменении эквивалентной электрической длины линии. В работе показано, что система из двух ферритовых тюнеров и стационарного шлейфа способна осуществлять согласование за время порядка нескольких миллисекунд [26]. Система с тремя жидкостными шлейфами, дополненная переменными конденсаторами, способна эффективно согласовывать нагрузку за время порядка 1 с [18]. Заметим, что оба подхода требуют сложных алгоритмов управления и контроля обратных связей. Несмотря на то, что система жидкостных тюнеров не способна быстро реагировать на изменения нагрузки, её эксплуатация весьма актуальна. Это связано с тем, что такая система надёжна и способна выдерживать высокие напряжения в отличие от переменных механических элементов линий со скользящими контактами [24].

Показано, что использование 3дб-гибридных делителей или схемы Т-сопряжения позволяет эффективно защищать генератор от отражённой мощности. Обе системы решают проблему аварийного отключения генератора во время быстрых плазменных процессов (порядка нескольких миллисекунд), что приводит к увеличению мощности, переданной плазме. Гибридный 3дб-делитель обладает рядом практически значимых свойств. Помимо отвода отражённой мощности на согласованную нагрузку, его можно использовать как сумматор мощностей двух генераторов. Однако 3дб-гибридный делитель не способен работать в широкой полосе частот в отличие от системы Т-сопряжения. Система согласования на основе схемы внешнего Т-сопряжения конструктивно проста и надёжна, что подтверждает опыт JET [7].

Кратко рассмотрена задача уменьшения индуктивной связи соседних петель антенны. Представлен опыт развязки с помощью системы обратной связи и переменного конденсатора, управляемого шаговым двигателем. Рассмотрена интересная особенность четырёхпетлевой антенны, петли которой ориентированы перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Показано, что такая конструкция антенны способствует уменьшению выброса примесей, вызванных ВЧ-полями, по сравнению с традиционной конструкцией антенн и обладает слабой зависимостью нагрузки от параметров плазмы [26].

Также в работе рассмотрена актуальная система согласования установки EAST. Система согласования EAST состоит из трёх жидкостных шлейфов, дополненных переменными конденсаторами, ёмкостной развязки соседних петель антенны, схемы сопряжения верхнего и нижнего контура антенной петли и трансформатора волнового сопротивления линии 30—50 Ом. Использование трансформатора сопротивления 30—50 Ом и Т-сопряжения на EAST позволило удержать долю отражённой ВЧ-мощности на уровне менее 3% при изменении нагрузки в диапазоне 10—20 Ом [18].

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Messiaen A.M. et al.** High power ICRH and NB heating results in TEXTOR. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1990, vol. 32, № 11, p. 889—902.
2. **Gormezano C. et al.** Chapter 6: Steady state operation. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, № 6, p. S285—S336.
3. **Faugel H. et al.** The ASDEX Upgrade ICRF system: operational experience and developments. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 74, № 1—4, p. 319—324.
4. **Pinsker R.I.** Development of impedance matching technologies for ICRF antenna arrays. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1998, vol. 40, № 8A, p. A215—A229.
5. **Noterdaeme J.-M. et al.** Matching to ELMy plasmas in the ICRF domain. — *Fusion Engineering and Design*, 2005, vol. 74, № 1, p. 191—198.
6. **Wesner F. et al.** ICRF operation during H-mode with ELMs Development status at ASDEX Upgrade. — In: *Proc. of the 19th Symposium on Fusion Technology*. Lisbon, Portugal, 16—20 September 1996, 1997, p. 597—600.
7. **Monakhov I. et al.** Design and operations of a load-tolerant external conjugate-T matching system for the A2 ICRH antennas at JET. — *Nucl. Fusion*, 2013, vol. 53, № 8, p. 083013.
8. **Naumenko P.R., Nedbailov K.O., Chernenko A.S.** Quasi-Two-Dimensional Code for the Calculation of Antenna Impedance of the ICR Heating System. — *Plasma Phys. Rep.*, 2024, vol. 50, № 9, p. 1122—1141.
9. **Vdovin V.L.** Electromagnetic theory of an antenna for ICR heating of tokamak plasmas. — *Nucl. Fusion*, 1983, vol. 23, № 11, p. 1435—1446.
10. **Zhang J.H. et al.** Experimental analysis of the ICRF waves coupling in EAST. — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, № 6, p. 066030.
11. **Adam J.** Review of Tokamak plasma heating by wave damping in the ion cyclotron range of frequency. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1987, vol. 29, № 4, p. 443.
12. **Antani S.N., Scharer J.E.** Ion-Bernstein wave propagation in tokamak edge plasma during heating in the ion cyclotron range of frequencies. — *Phys. Fluids*, 1988, vol. 31, № 10, p. 3018—3023.
13. **Biddle A.P., Sprott J.C.** High power heating in the ion cyclotron range of frequencies in the Wisconsin Tokapole II. — *Plasma Physics*, 1981, vol. 23, № 8, p. 679.
14. **Brambilla M., Bilato R., Bonoli P.** Selfconsistent simulation of heating and current drive in tokamak plasmas in the ion cyclotron frequency range. — *AIP Conference Proceedings*, 2001, vol. 595, № 1, p. 16—24.

15. **Fujii T. et al.** Heating and confinement characteristics of second harmonic heating in the ion cyclotron range of frequencies on the JT-60 tokamak. — *Nuclear Fusion*, 1991, vol. 31, № 1, p. 137.
16. **Intrator T. et al.** Low aspect ratio tokamak startup and heating using waves in the ion cyclotron range of frequencies. — *AIP Conference Proceedings*, 1997, vol. 403, № 1, p. 293—296.
17. **Lin Y. et al.** Ion cyclotron range of frequencies mode conversion electron heating in deuterium–hydrogen plasmas in the Alcator C-Mod tokamak. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, vol. 45, № 6, p. 1013.
18. **Zhang X. et al.** Overview of recent progress for high power and long pulse operation of ICRF heating system in EAST Tokamak. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2025, vol. 67, № 8, p. 085027.
19. **Баев В.М. и др.** Система ИЦР-нагрева плазмы TRT. — *Физ. плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 1050—1056.
20. **Belov A.M. et al.** Modernization purposes of ICR plasma heating system in the TRINITY TSP facility for IGNITOR project tasks. — *PAST-TF*, 2019, vol. 42, № 2, p. 48—65.
21. **Goulding R.H. et al.** Global ICRF system designs for ITER and TPX. Palm Springs, California (USA), 1996, p. 397—400.
22. **Vrancken M. et al.** Recent ICRF developments at JET. — *Fusion Engineering and Design*, 2007, vol. 82, № 5—14, p. 873—880.
23. **Bernard J.-M. et al.** Design and construction of the first ELM resilient long pulse ICRH antenna for WEST. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 123, p. 217—222.
24. **Kumazawa R. et al.** Liquid impedance matching system for Ion Cyclotron heating. — *AIP Conference Proceedings*, 1999, vol. 485, № 1, p. 441—444.
25. **Liu L.N. et al.** Impedance matching system using triple liquid stub tuners for high-power ion cyclotron resonance heating in EAST tokamak. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2022, vol. 93, № 4, p. 043506.
26. **Lin Y. et al.** ICRF antenna matching systems with ferrite tuners for the Alcator C-Mod tokamak. — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 100, p. 239—248.
27. **Велихов Е.П. и др.** Программа физических исследований на токамаке Т-15МД. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, № 4, с. 9—183.
28. **Прогасевич Е.Т.** Фазовращатель тромбонного типа с диэлектрическими переходами. — *Известия Томского политехнического университета*, 2003, т. 306, № 4, с. 113—115.
29. **Dominguez-Palacios J. et al.** Effect of energetic ions on edge-localized modes in tokamak plasmas. — *Nat. Phys.*, 2025, vol. 21, № 1, p. 43—51.
30. **Bobkov V.V. et al.** ICRF antenna coupling dependence on edge plasma conditions in ASDEX Upgrade. — *Nuclear Fusion*, 2006, vol. 46, № 7, p. S469.
31. **Monakhov I. et al.** Studies of JET ICRH Antenna Coupling During ELMs. — *AIP Conference Proceedings*, 2003, vol. 694, № 1, p. 146—149.
32. **Mayberry M.J. et al.** Coupling of fast waves in the ion cyclotron range of frequencies to H-mode plasmas in DIII-D. — *Nuclear Fusion*, 1990, vol. 30, № 4, p. 579.
33. **Wang J. et al.** Design and test of voltage and current probes for EAST ICRF antenna impedance measurement. — *Plasma Sci. Technol.*, 2018, vol. 20, № 4, p. 045603.
34. **Мещеряков А.И. и др.** Измерения сопротивления излучения полоидальной антенны и фазовой скорости быстрой магнитозвуковой волны при ИЦР-нагреве плазмы в стеллараторе Л2-М. — *Физика плазмы*, 2008, т. 34, № 3, с. 231—239.
35. **Chengming Q. et al.** Design of a New Type of Stub Tuner in ICRF Experiment. — *Plasma Sci. Technol.*, 2003, vol. 5, № 3, p. 1779—1784.
36. **Zhao Y.P. et al.** EAST ion cyclotron resonance heating system for long pulse operation. — *Fusion Engineering and Design*, 2014, vol. 89, № 11, p. 2642—2646.
37. **Saito K. et al.** Real-time impedance matching system using liquid stub tuners in ICRF heating. — *Fusion Engineering and Design*, 2006, vol. 81, № 23—24, p. 2837—2842.
38. **Noterdaeme J.-M. et al.** ICRF heating results in ASDEX upgrade and W7-AS. — In: International Atomic Energy Agency (IAEA). International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Montreal (Canada), 7—11 October 1996, 1997, p. 335—342.
39. **Noterdaeme J.-M. et al.** Comparing High Power Ion Cyclotron Resonance Frequency Heating with Neutral Injection in Asdex Upgrade: Differences, Similarities and Synergies. — In: IAEA Fusion Energy Conference. Yokohama (Japan), 18—24 October 1998, 1999, vol. 2, p. 659—662.
40. **Hofmeister F. et al.** Matching considerations in an ICRH-system with hybrid couplers. — In: 20th Symposium on Fusion Technology. Marseille (France), 7—11 September 1998, 1998, p. 437—440.
41. **Bobkov V. et al.** Studies of ELM toroidal asymmetry using ICRF antennas at JET and ASDEX Upgrade. — In: 31st EPS Conference on Plasma Phys. London (England), 28 June — 2 July 2004, 2004, vol. 28G, p. 1.141.

42. **Bobkov V. et al.** First results with 3-strap ICRF antennas in ASDEX Upgrade. — Nucl. Fusion, 2016, vol. 56, № 8, p. 084001.
43. **Bobkov V. et al.** Improved operating space of the ICRF system in ASDEX upgrade. — In: AIP Conference Proceedings, 2020, vol. 2254, № 1, p. 040005.
44. **Bosia G., Petzold B., Sborchia C.** Phase II Proposal for the JET ITER-LIKE Ion Cyclotron Heating and Current Drive Array. — In: JET-EP Ad-Hoc Group Meeting, 2000, p. 1—26.
45. **Durodié F. et al.** Physics and engineering results obtained with the ion cyclotron range of frequencies ITER-like antenna on JET. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2012, vol. 54, № 7, p. 074012.
46. **Vulliez K. et al.** Validation of the load-resilient ion cyclotron resonance frequency antenna concept on Tore Supra plasmas. — Nuclear Fusion, 2008, vol. 48, № 6, p. 065007.
47. **Vulliez K. et al.** First results of the Tore Supra ITER like ICRF antenna prototype. — Fusion Engineering and Design, 2005, vol. 74, № 1, p. 267—271.
48. **Vrancken M. et al.** Performance of the Scattering Matrix Arc Detection System on the JET ITER-like ICRF antenna. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, № 6, p. 522—529.
49. **Monakhov I. et al.** New Techniques for the Improvement of the ICRH System ELM Tolerance on JET. — AIP Conference Proceedings, 2003, vol. 694, № 1, p. 150—153.
50. **Dumortier P. et al.** ELM Resilient External Matching System for the ICRF System of ITER. 2. Design of the Components and Implementation. — AIP Conference Proceedings, 2003, vol. 694, № 1, p. 94—97.
51. **Monakhov I. et al.** Tests of load-tolerant external conjugate-T matching system for A2 ICRF antenna at JET. — Fusion Engineering and Design, 2005, vol. 74, № 1, p. 467—471.
52. **Monakhov I. et al.** Operations of the External Conjugate-T Matching System for the A2 ICRH Antennas at JET. — In: AIP Conference Proceedings. Gent (Belgium), 24—26 June 2009, vol. 1187(1), p. 205—208.
53. **Chen Q. et al.** Development of an automatic decoupling system for ICRH antenna straps in EAST. — Fusion Engineering and Design, 2025, vol. 212, p. 114847.
54. **Yang H. et al.** Physical design and recent experimental results of the new ICRF antenna on EAST. — Plasma Sci. Technol., 2024, vol. 26, № 6, p. 065601.
55. **Zhang W. et al.** Recent progress in improvement in ion cyclotron range of frequencies coupling and power absorption with new antennas of Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST). — Nucl. Fusion, 2024, vol. 64, № 9, p. 096011.
56. **Liu L.N. et al.** Design and operation of a load-tolerant ICRH system in Experimental Advanced Superconducting Tokamak. — Nucl. Fusion, 2024, vol. 64, № 6, p. 066025.



Кирилл Олегович Недбайлов, младший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; аспирант; МФТИ, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Россия
nedbajlov.ko@phystech.edu



Игорь Николаевич Рой, начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Roy_IN@nrcki.ru



Ярослав Максимович Аммосов, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия; аспирант; МФТИ, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Россия
ammosov.iu@phystech.edu

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2025 г.

После доработки 23 октября 2025 г.

Принята к публикации 27 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 16—35.

УДК 533.924

ЭВОЛЮЦИЯ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ О СТОЙКОСТИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ К ИМПУЛЬСНЫМ ТЕПЛОВЫМ НАГРУЗКАМ В ИТЭР

А.А. Шошин^{1, 2, 3}¹Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия³Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Рассмотрена история оценок времени жизни элементов дивертора ИТЭР под сильными плазменными ударами от концептуального проектирования в 1990-е гг. до нашего времени. Проведено сравнение свойств различных материалов — кандидатов на роль первой стенки. Рассмотрены механизмы эрозии материалов под плазменным потоком. Описаны основные методы исследования стойкости материалов к мощным плазменным потокам, даны ссылки на результаты экспериментов в этой области. Описаны возникающие проблемы при переходе ИТЭР на полностью вольфрамовую первую стенку.

Ключевые слова: плазма—поверхность, первая стенка, механизмы эрозии, термоядерный реактор, ИТЭР, электронные пучки, потоки плазмы.

EVOLUTION OF EXPECTATIONS ABOUT THE RESISTANCE OF THE FIRST WALL TO IMPULSE HEAT LOADS IN THE ITER

А.А. Shoshin^{1, 2, 3}¹Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia²Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia³Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

The history of estimates of the lifetime of ITER divertor elements under strong plasma impacts from conceptual design in the 1990s to our time is considered. The properties of various candidate materials for the role of the first wall are compared. Mechanisms of erosion of materials under plasma flow are considered. The main methods of investigation of resistance of materials to powerful plasma flows are described, references to the results of experiments in this field are given. The problems arising during the ITER transition to a fully tungsten first wall are described.

Key words: plasma—surface, first wall, erosion mechanisms, fusion reactor, ITER, electron beams, plasma streams.

1. ВВЕДЕНИЕ

Человечество остро нуждается в безопасном источнике дешёвой электроэнергии. Одним из таких источников в недалёком будущем могут стать термоядерные электростанции. После десятилетий исследований мы подошли к этапу, когда полным ходом идёт строительство экспериментального и демонстрационного термоядерного реактора ИТЭР [1], который будет способен выработать в разы больше энергии, чем потрачено на нагрев плазмы в нём. Активно разрабатываются проекты следующих поколений термоядерных установок разного типа — это прежде всего несколько национальных вариантов ДЕМО на основе токамаков [2—5], токамака ТРТ [6, 7], а также проектов на основе открытых ловушек — ГДМЛ [8, 9] и др. По мере их развития, строительства и работы должны будут появиться проекты промышленных термоядерных электростанций.

Важным вопросом, имеющим сильное влияние на последующее проектирование, строительство и работу этих реакторов, является вопрос выбора материалов первой стенки. Из малоизученного и поэтому сильно недооцененного на этапе эскизного проектирования ИТЭР в 1990-х гг. вопрос стойкости материалов к воздействию сильных плазменных потоков превратился к настоящему времени в одну из главных проблем как ИТЭР, так и любых иных мощных плазменных реакторов [10].

В статье термин «первая стенка» означает любой элемент реактора, который может подвергнуться прямому воздействию потока плазмы. В случае токамаков первая стенка состоит из облицовки вакуумной камеры и наиболее нагруженного узла — дивертора.

2. МЕХАНИЗМЫ ЭРОЗИИ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Под воздействием плазменного потока происходят эрозия и повреждение поверхности первой стенки. Механизмы эрозии делятся на микроэрозию (физическое и химическое распыление, испарение и т.д.) и макроэрозию (плавление, разбрызгивание, хрупкую/взрывную эрозию, растрескивание, блистеринг, образование «пены» и т.д.) [11, 12]. Микроэрозия важна при низких плотностях потока энергии на поверхность, по величине она мала и, как правило, не представляет проблем, кроме химической эрозии, при которой может связываться радиоактивный тритий (проблема наиболее важна для углеродных материалов). При увеличении плотности потока энергии начинается разогрев материала, что при последующем остывании уже может привести к рекристаллизации и растрескиванию. При дальнейшем увеличении потока энергии начинается плавление, интенсивное испарение, разбрызгивание, движение расплава, образование облака поверхностной плазмы. Если плотность поверхностной плазмы становится большой, то она начинает задерживать частицы налетающего плазменного потока и до поверхности начинает доходить только малая часть энергии от налетающего потока [13]. Этот эффект получил название паровой экранировки, большая часть энергии при этом рассеивается и переизлучается, не достигая исходной поверхности [14, 15]. Однако если в падающем потоке есть частицы высокой энергии (электроны с энергией более сотни кэВ), то они свободно преодолевают паровой экран и вызывают объёмный нагрев мишеней. Такие ускоренные электроны (убегающие электроны) возникают при срывах в токамаках [16, 17]. К 1990-м гг. механизмы микроэрозии были в целом неплохо изучены, кроме химической эрозии. Скорость химэрозии может варьироваться в тысячу раз в зависимости от температуры поверхности и других параметров, максимальная скорость химэрозии при температуре порядка 200—750 °С [18—20].

О существовании механизмов макроэрозии имелось представление, но не были известны конкретные цифры (скорость эрозии, глубина) и пороги по энергии для начала этих механизмов.

3. СРАВНЕНИЕ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Чтобы поверхность принимающих плазму пластин имела большой срок службы и как можно меньше загрязняла горячую плазму, необходимо было выбрать оптимальный материал пластин. При выборе материала играли роль низкое загрязнение основной плазмы, эрозионное время жизни, стойкость к тепловым ударам, стойкость к нейтронному облучению, захват трития, совместимость с вакуумом, интегрируемость с теплоотводящим материалом, возможность ремонта [21]. В итоге предварительно в 1990-х гг. были выбраны бериллий, вольфрам и материалы на основе углерода. Рассмотрим преимущества и недостатки этих материалов [21, 22, 23].

Бериллий. Плюсы: совместим с основной плазмой (низкий атомный номер Z , что снижает ограничение по допустимой плотности примесей в плазме, приводящей к её срыву); нет химического распыления; возможность *in situ* плазменного напыления [24]; сильное поглощение кислорода; низкая активация; высокая теплопроводность; хорошо отработаны технологии соединения с теплоотводом [22].

Минусы: низкая температура плавления; короткое время жизни из-за эрозии (потеря массы из-за расплавления); низкая стойкость к нейтронному потоку (распухание, высокое образование гелия и охрупчивание); плохая стойкость к окислению выше 800 °С; высокое физическое распыление; пыль потенциально взрывоопасна; токсичен, поэтому требует специального обращения.

Вольфрам. Плюсы: высокая температура плавления; низкое физическое распыление (высокий порог распыления); высокая стойкость к тепловым напряжениям; относительно высокая теплопроводность; низкое распухание под нейтронами; низкий захват трития; возможность ремонта напылением.

Минусы: высокий Z (должна быть низкая концентрация в плазме); охрупчивание под нейтронным потоком; рекристаллизация выше 1500 °С; высокая радиоактивность (с коротким периодом полураспада) и радиоактивные отходы; потенциальная потеря расплавленного слоя при срывах и ЭЛМах (Edge-localized-modes [25]); сильное различие в коэффициенте теплового расширения с медным теплоотводом; пыль потенциально взрывоопасна; плохая обрабатываемость на станках.

Углеродные материалы (в том числе CFC). Плюсы: низкий Z , большой опыт использования в плазменных установках и системах с большими тепловыми потоками; высокая теплопроводность; высокая стойкость к тепловым ударам; невысокая эрозия при срывах из-за отсутствия плавления [21]; отработанная технология соединения с другими материалами.

Минусы: высокий захват трития; радиационно-стимулированная сублимация; снижение теплопроводности под воздействием нейтронов [23]; хрупкая (взрывная) эрозия под большими нагрузками; производит пыль; сильное различие в коэффициенте теплового расширения с медным теплоотводом; плохая стойкость к окислению; пыль потенциально взрывоопасна; требует процедур очистки.

4. ВЫБОР И ОЦЕНКА МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЭСКИЗНОМ ПРОЕКТИРОВАНИИ ИТЭР

На основе упомянутых критериев происходил отбор материалов для первой стенки для финального проекта исходного «большого» (1990-е гг.) [26] и затем уменьшенного в размерах и цене современного проекта ИТЭР (с 2000 г.) [27]. Предварительно были выбраны бериллий, вольфрам и CFC (углеродные композиты) [28]. После того, как были выбраны материалы-кандидаты для дивертора-плазмоприёмника, возник вопрос стойкости этих материалов, в первую очередь, к наиболее мощным плазменным воздействиям, которые сопровождают срывы плазмы в токамаках, а также гигантским ЭЛМа́м (они же ЭЛМы типа I), которые могут происходить многократно за один плазменный разряд (220 [29] — 400 [17] — более тысячи раз за разряд [30]). По предварительным оценкам считалось, что срывы должны будут происходить достаточно часто — до 10% разрядов [17, 28].

О том, что выбор материала был неочевиден, говорит тот факт, что исходно в качестве материала для обращённых к плазме компонентов, в том числе дивертора, в 1995 г. был выбран бериллий [29, 31]. Выбран он был благодаря низкому загрязнению основной плазмы, отсутствию химического распыления и возможности восстановления покрытия [24]. Сейчас это сложно себе представить, но с временем жизни бериллиевого дивертора никаких проблем не ожидалось (даже под воздействием срывов), оценка времени жизни обращённых к плазме компонентов была поставлена в списке задач для исследований на предпоследнее место [31]. Последнее место в списке задач в 1995 г. [31] досталось удержанию первой стенкой трития. Уже в 2003 г. оба этих вопроса были объявлены самыми критическими для работы ИТЭР [32].

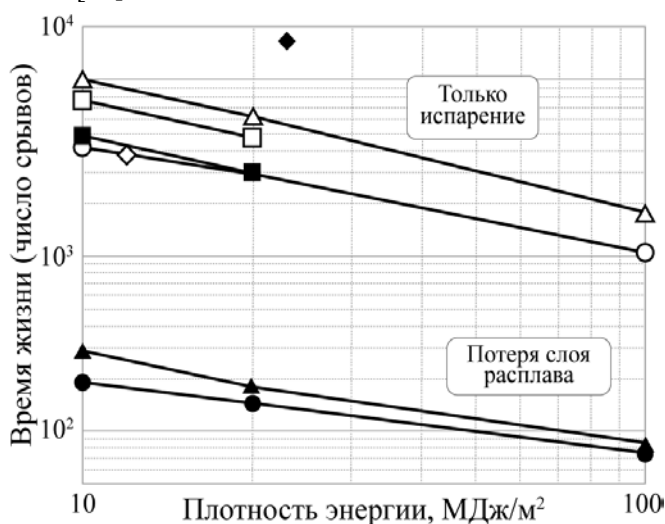


Рис. 1. Оценка 1995 г.: сколько полноценных срывов выдержит дивертор ИТЭР в зависимости от плотности потока энергии на материалы (для углерода C, бериллия Be и вольфрама W) при срыве с учётом парового экранирования [69]: □ — C_{CC}; ■ — C_{CT}; ◆ — C₁; ◇ — C_F; ○ — Be; Δ — W; ● — Be_{melt}; ▲ — W_{melt}

По оценкам 1995 г. время жизни бериллиевого дивертора должно было составить более 1000—10 000 полноценных срывов [29] (рис. 1). Это при том, что поток энергии на дивертор при срывах, по их оценкам, должен был составить до 140 МДж/м² за время от 0,1 до 3 мс [29]. Максимальная оценка потока энергии на дивертор при срывах в 1995 г. — 200 МДж/м² (20 кДж/см² в терминах статьи [33]). Что касается гигантских ЭЛМов, то стойкость к ним считалась выше в несколько раз, чем к срывам: дивертор должен был даже в самом худшем случае (в случае потери переплавленного слоя) выдержать несколько сотен гигантских ЭЛМов [29] (нижние графики на рис. 1). Плотность потока энергии на стенку при гигантских ЭЛМах оценивалась до 10 МДж/м² [24, 34], реже до 17 МДж/м² [35]. Также высоко оценивалась плотность энергии на материалы при вертикальных смещениях плазмы (VDE) — до 60 МДж/м² [24, 36, 37].

Сейчас подобные цифры о стойкости первой стенки кажутся данными из области ненаучной фантастики. В статьях последних лет максимальная рекомендуемая пиковая нагрузка при ЭЛМах составляет всего $0,5 \text{ МДж/м}^2$ [38—41], эта же цифра стоит в Плане исследований ИТЭР 2009 г. ([42], с. 17), а полноценные срывы запрещены совсем. Чтобы края вольфрамовых блоков защиты не перегревались, в 2017—2019 гг. оценили ограничение ещё жёстче — $0,2\text{—}0,3 \text{ МДж/м}^2$ (Рис. 2) [38, 39], т.е. сейчас считается, что пиковая нагрузка на дивертор должна быть в 400 раз ниже, чем в предварительных оценках срывов в ИТЭР 1990-х гг.

Официально основным сценарием для дивертора сейчас считается режим работы ИТЭРа с подавленными срывами [40, 43], что будет достигаться тем, что благодаря быстрым диагностическим методам планируют предсказывать развитие срыва и специальными методами [44] (например, инъекцией пеллет [45] или облака газа [46]) планируют останавливать плазменный разряд до срыва [43, 47]. По аналогии со срывами для ЭЛМов также изучаются методы снижения их пиковой энергии различными способами [25, 41, 48]: с помощью напуска газа [49], инъекции пеллет и магнитными возмущениями плазменной границы [50]. По текущему плану работ системы подавления срывов и контроля ЭЛМов будут в финальной комплектации собраны ещё до первого этапа (Integrated Commissioning I) работы ИТЭР. Ведутся исследования по смягчению нагрузок и подавлению ЭЛМов для снижения нагрузок на материалы.

В Плане исследований ИТЭР 2009 г. [42] из трёх ключевых задач для Н-моды [51] одна задача — подавление ЭЛМов до уровня $0,5 \text{ МДж/м}^2$ (сразу после задачи Н-моду получить). Следом идут ключевые задачи взаимодействия плазмы с поверхностью: под первым номером — накопление трития, под вторым — пыль, под третьим — срывы, т.е. за 15 первых лет разработки ИТЭР приоритеты в исследованиях полностью изменились. Вопросы, казавшиеся неважными в 1990-х гг., оказались на самом деле крайне важными для работы ИТЭР и его способности выполнить поставленные перед ним физические задачи.

Отдельный вопрос: насколько верны представления о том, что ИТЭР сможет работать без срывов? Сами разработчики ИТЭР пишут, что срывы будут редко, но они будут обязательно [52]. Такого же мнения придерживаются разработчики EU-DEMO [4, 5]. Пока на реакторе идёт пусконаладка и выбор режимов работы — срывы неизбежны, тем более по причине того, что токамаки-реакторы (включая ИТЭР) должны работать вблизи или даже превышая [52, 53] предел Гринвальда по плотности [54], т.е. заведомо на пороге устойчивости. Когда режимы будут отработаны и реактор будет работать по стандартному сценарию, только тогда срывы станут крайне маловероятны [52]. Также нужно отметить, что отсутствие полноценных срывов не вошло в требования к проектированию компонентов ИТЭР. В частности, диагностические порты ИТЭР проектируются [55], чтобы выдержать 30 тысяч разрядов [56], в том числе 3000 срывов [57].

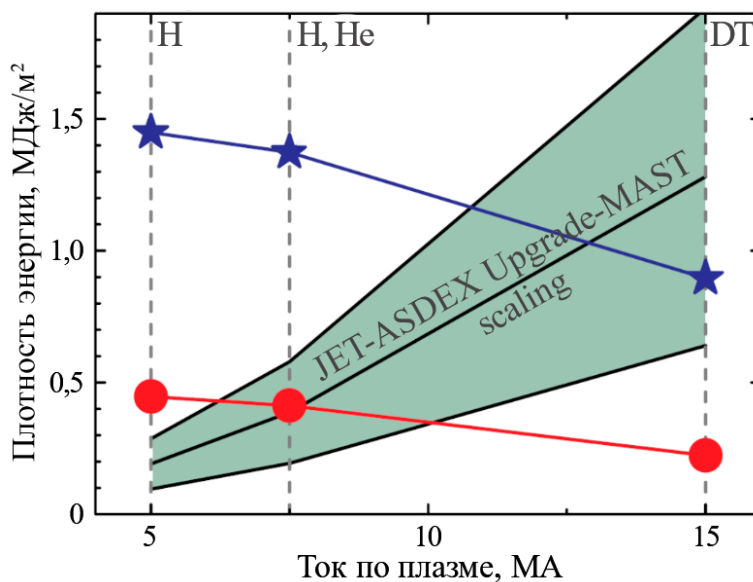


Рис. 2. Оценка 2019 г. максимальной нагрузки (в МДж/м^2) на вертикальную мишень дивертора, при которой начнётся плавление краёв вольфрамовых блоков (—), в зависимости от тока в основной плазме ИТЭР [39]. При максимальных режимах ИТЭР (при токе 15 МА) нагрузка на дивертор при многочисленных ЭЛМах не должна превышать $0,2 \text{ МДж/м}^2$ (в каждом ЭЛМе): — — плавление всей поверхности блока

Вернёмся к мнению о невероятной стойкости стенок к тысяче ударов с 100—200 МДж/м². На чём в середине 1990-х гг. были основаны столь оптимистичные ожидания стойкости к плазменному потоку? Ответ в самих статьях: ожидалось сильное паровое экранирование [28, 33], которое должно было снизить эрозию до 10 микрон за срыв, в худшем случае ещё до 100 микрон расплава могло быть потеряно [29].

На существовавших тогда токамаках параметры срывов и больших ЭЛМов ИТЭР были недостижимы (и недостижимы до сих пор), поэтому обратились к экспериментам на установках, способных создать большие плазменные потоки (более 5 МДж/м²). В начале 1990-х гг. проведены серии экспериментов, в том числе на установке VIKА в НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, на которой в плазменном потоке (с температурой единицы эВ [26]) получено до 30 МДж/м² [37, 58] при времени импульса 60 мкс [33]. При облучении материалов благодаря возникновению парового экрана до поверхности доходило только от 6 до 11% энергии в падающем потоке [33]. Также эксперименты проводились на установке PLADIS в США [26]. Позже на МК-200 в ТРИНИТИ был получен результат — паровая экранировка снижает эрозию графита в 500 раз [14].

Кроме плазменных пушек, большие плотности потока энергии на мишень тогда были способны создать установки с электронными пучками. На самой мощной из них — ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН [59] в начале 1990-х гг. было открыто взрывное разрушение графита и в 1994 г. опубликован его порог 8—10 кДж/г [60—62]. Кроме того, в НИИЭФА и в Германии (Юлих) в то же время проводились эксперименты на установках с электронными пучками — ELDIS [63], ЦЕФЕЙ [64, 65], JUDITH [66, 67]. В этих экспериментах паровое экранирование оказывало намного меньший эффект и глубина эрозии была выше, чем на плазменных пушках. На ГОЛ-3 максимальная глубина эрозии графита достигала до 700 микрон за выстрел при 30 МДж/м² [62], на VIKА-93 эрозия CFC составляла 500 мкг/см² при такой же плотности потока энергии [58], что соответствует ~2,5 микрон. Остальные установки не способны в импульсе создать столь большой поток энергии на материалы.

Упомянутые эксперименты были известны ИТЭРовским специалистам [22], но они посчитали, что эксперименты с электронными пучками не соответствуют условиям срывов ИТЭР [26]. Для валидации численных кодов были отобраны только результаты с плазменных пушек [26], что и дало совершенно нереалистичные результаты по предсказанию времени жизни поверхности дивертора.

5. УБЕГАЮЩИЕ ЭЛЕКТРОНЫ — ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ФАКТОР ДЛЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ

Убегающие электроны упомянуты в 1995 г. [31] как фактор в пользу бериллия (пониженное выделение энергии от убегающих электронов). Уже в 1996 г. после проведения новых расчётов от бериллия в диверторе отказались в пользу вольфрама и CFC [68]. Детальное сравнение плюсов и минусов Be, CFC и W, причём уже конкретных марок материалов было проведено в 1996 г. [21], однако фаворит не был выявлен. В одних статьях [24] предпочтение в диверторе отдавалось комбинации вольфрама и бериллия, в других [69] — CFC.

В результате исследований в начале 2000-х гг. бериллий был выбран в качестве покрытия облицовки вакуумной камеры (680 м²), вольфрам и CFC были выбраны для дивертора: CFC — для нижних частей вертикальных мишеней, вольфрам — для купола дивертора и верхней части вертикальных мишеней.

В 2000 г. считалось, что МэВ-ные убегающие электроны будут создавать нагрузку 15 МДж/м² в течение 0,1 с (таблица 1 в [17]). В обзорных статьях 2007 и 2013 гг. было подтверждено, что при срывах поток энергии на стенку снизится и основной проблемой при срывах станут убегающие электроны [70, 71], также это упомянуто в Плане исследований ИТЭР 2009 г. [42]. По оценкам 2009 г., убегающие электроны при токе до 10 МА и типичной энергии 12 МэВ могут создать максимальную плотность энергии до 25 МДж/м² (таблица 4 в ИТЭРовской спецификации тепловых и ядерных нагрузок [35]). Среднее энерговыделение от убегающих электронов там же оценено в 1,5 МДж/м² [35]. Нет никаких сомнений, что паровая экранировка не может помешать этим электронам высокой энергии достичь

поверхности, а энерговыделение в диапазоне 15—25 МДж/м² означает критические повреждения элементов дивертора, экспериментально промоделировать которые могут только установки с большой энергией электронов. Аналогичные цифры по току и энергии убегающих электронов указаны в современных статьях [43]. Убегающим электронам (механизмам их возникновения, влиянию на эрозию материалов, способам их подавления и т.д.) посвящено немало статей разных лет: 2000 [16], 2001 [22], 2009 [35], 2011 [72], 2013 [71], 2014 [73], 2014 [74], 2019 г. [39].

6. ДАЛЬНЕЙШАЯ РАЗРАБОТКА ДИВЕРТОРОВ ИТЭР. ВЫБОР ВОЛЬФРАМА

Первая версия дивертора ИТЭР была разработана в 1996 г. [26, 75]. Дивертор состоит из нескольких независимых частей — купола, внешних и внутренних вертикальных мишеней. Поверхности наклонены к силовым линиям, чтобы снизить поток энергии на материалы. Наклон магнитных силовых линий к поверхности блоков под углом $\sim 3^\circ$ [76] уменьшает поток энергии в 20—30 раз [11, 43]. Площадь дивертора составила 140 м² [43].

Затем в 1999 г. было решено снизить цену и размер всего токамака [77, 78]. Финальный дизайн для обновлённого токамака был представлен в 2001 г., дивертор был сильно оптимизирован с целью максимально увеличить пространство для диверторной плазмы [79]. Сделано это было с целью снижения нагрузки при ЭЛМах.

В 2003 г. было показано, что изменение дизайна дивертора для снижения пиковой мощности ЭЛМов (увеличения площади поверхности, на которую воздействует ЭЛМ) приведёт к негативному влиянию на возможность управлять установкой [30].

В статье 2005 г. [80] указано, что важность учёта эрозии и миграции эродировавшего материала в ИТЭРе наконец-то была признана. Так же, как и то, что вопросы плазма—поверхность и режим горения основной плазмы тесно связаны и влияют друг на друга, хотя их взаимное влияние давно известно специалистам [81]. В 1990-х гг. и в начале 2000-х гг. вопросам эрозии материалов и захвата эродировавшим материалом трития почти не уделяли внимания, считая это наименее важными задачами. В обзоре физики ИТЭР 1999 г. [26] раздел 6.6 о тритии содержит всего 260 слов, а при срывах ставка сделана на паровое экранирование. Дальнейшие исследования показали, что обе проблемы оказались сильно недооценены и, как было упомянуто, уже в 2003 г. обе были названы наиболее критичными для проекта ИТЭР [32].

В статье 2007 г. [70] были подтверждены более ранние предположения, что при срывах поток энергии на приёмные пластины снизится и основной проблемой при срывах станут убегающие электроны, для которых паровое экранирование не работает.

Очередная финальная версия дивертора была представлена в 2009 г. [82]. Дивертор состоит из 54 кассетных сборок [43, 71, 83] которые будут установлены роботами в вакуумную камеру через несколько нижних патрубков.

Для очередного снижения цены проекта ИТЭР концепция смены диверторов была пересмотрена, и в сентябре 2011 г. было предложено отказаться от первого смешанного углеродно-вольфрамового дивертора, на котором планировалось отработать этап предварительной плазмы. В ноябре 2013 г. решение было утверждено Советом ИТЭР. Эксперименты с первой плазмой планировали начать, как и планировалось исходно, без дивертора [84]. Дивертор планировалось установить в вакуумной камере позже, и он будет полностью вольфрамовым [71].

В последние годы изменения в дизайне дивертора ИТЭР касались только зазоров между вольфрамовыми блоками и оптимизации ориентации поверхности блоков по отношению к плазменному потоку [39, 71, 85]. Наличие зазоров при падении плазменного потока под острым углом к поверхности приводит к перегреву одного угла блока и его расплавлению [76]. Чтобы избежать этого, предложено верхнюю поверхность блоков делать не параллельно нижней, а под небольшим наклоном, чтобы угол следующего блока был в тени плазменного потока [76, 85]. Оценки максимальных нагрузок при ЭЛМах, показанные на Рис. 2 [39], сделаны с учётом рекомендованного наклона поверхности.

7. ПЕРЕХОД НА ПОЛНОСТЬЮ ВОЛЬФРАМОВУЮ ПЕРВУЮ СТЕНКУ

В начале 2022 г. французский ядерный регулятор отозвал разрешение на сборку токамака и потребовал провести углублённый анализ проекта, без которого разрешение на сборку оборудования токамака ИТЭР внутри криостата не будет выдано [77, 86].

Для минимизирования рисков лицензирования центральной командой ИТЭР в 2023 г. были предложены несколько идей, в частности, предложено отказаться от токсичного бериллия в качестве облицовки вакуумной камеры и заменить его на вольфрам с покрытием [87]. От бериллия в качестве материала для облицовки первой стенки камеры ИТЭР отказались с учётом обновлённого понимания его разрушения при импульсных нагрузках, удержания трития, образования пыли, а также здоровья и безопасности персонала, влияния на процесс сборки токамака, производственные вопросы, количество радиоактивных отходов и т.д.

Таким образом вся первая стенка токамака станет полностью вольфрамовая. В 2024 г. был обновлён План исследований ИТЭР [84], в котором убрали какие-либо цифры нагрузок на первую стенку, оставив лишь ссылки на пару журнальных статей, включая [39].

Отказ от бериллия вызвал жаркие дебаты в научном сообществе, так как возникли вопросы, как это повлияет на параметры плазмы и управление разрядом в ИТЭР. У вольфрама более высокий атомный номер Z , что может увеличить радиационные потери плазмы, ухудшатся условия пробоя, возникнут проблемы с использованием антенн для ионно-циклотронного резонанса и т.д. Для смягчения последствий перехода на вольфрам (улучшений плазменного разряда) его предложено покрывать тонкой плёнкой бора с помощью тлеющего разряда.

Ещё одним изменением в планах в 2024 г. стало начало экспериментов с плазмой сразу с дивертором и системой боронизации стенки [88].

Обсуждение плюсов и минусов перехода на полностью вольфрамовую стенку, боронизации и других недавних изменений в проекте ИТЭР выходит за рамки данной статьи. Однако данные изменения показали крайнюю актуальность продолжения различных исследований в области плазма—поверхность, необходимых для корректной оценки влияния первой стенки на работу токамака и решения связанной с ней задачи увеличить время жизни обращённых к плазме поверхностей.

8. ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ ПЛАЗМА—ПОВЕРХНОСТЬ

Исследования в области плазма—поверхность интенсивно ведутся в мире более 30 лет на самых различных установках. Исследования ведутся как на токамаках, которые, как правило, не очень удобны для данных задач, так и на установках с линейной геометрией задачи — плазменные пушки, электронные пучки, лазеры. Токамаки неудобны нестабильностью параметров разряда (потока плазмы на мишень) и малым количеством диагностик в области взаимодействия плазмы с мишенью [89]. В линейных системах могут быть установлены комбинации самых различных диагностик [90—92], а также, как правило, хорошо изучены свойства теплового потока на поверхность (длительность, мощность, энергия частиц) и хорошая воспроизводимость нагрузок.

На установках типа КСПУ (квазистационарный плазменный ускоритель) [93—98], плазменных пушках МК-200 [14, 98], ПЛМ [99], установках с электронными пучками Цефей-М [101], JUDITH [102, 103, 115], ГОЛ-3 [104—108], ВЕТА [109—113], лазерах [102, 114, 115] проводятся исследования механизмов эрозии поверхности различных материалов под импульсным тепловым воздействием. Изучаются пороги разрушения материалов [108, 116], их механизмы [117—123], в том числе с использованием синхротронного излучения [124—130]. Измеряются свойства поверхностной плазмы, вылет капель с нагретой поверхности [131]. Выброс капель с плазмоприёмника под воздействием импульсных нагрузок важен для работы основной плазмы, так как большая и быстрая капля может привести к развитию глобальной неустойчивости в основной плазме [132—134]. В частности, для ИТЭР достаточно 1 г вольфрама, чтобы вызвать срыв плазмы [132], и для ИТЭР важно, чтобы капля было мало. Скорости капель изучали на разных установках: КСПУ X-50 [135, 136], КСПУ-Т [95, 97, 137, 138], ВЕТА [139—141], ASDEX [142], DIII-D [134].

Изучается паровое экранирование, включая аналитические работы [15, 143, 144]. Современные аналитические модели показывают, что формирование облака пара сильно зависит от длительности теплового импульса, термодинамических свойств и энергии испарения облучаемого материала-мишени [15, 143].

Кроме вольфрама также изучается стойкость керамических материалов и вольфрама, покрытого керамической плёнкой [101, 145—148]. Керамика также разрабатывается для нейтронной защиты портов ИТЭР [149—151].

Очень важной задачей является накопление первой стенкой радиоактивного трития, ведутся интенсивные работы по изучению кинетики изотопов водорода на первой стенке [152, 153].

Отдельная интересная задача — использование возобновляемой стенки, например, жидкометаллической. Исследованиям совместимости такой концепции с реакторными условиями посвящено немало работ [154—157].

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние 30 лет научному сообществу удалось существенно продвинуться вперёд в понимании, какие материалы способны выдержать самые большие импульсные нагрузки и как происходит их повреждение. К сожалению, оказалось, что многократно выдержать большие потоки тепла за короткое время не может ни один материал и перед разработчиками термоядерных реакторов стоит физическое ограничение по нагрузкам на первую стенку. Оптимистичные прогнозы 1990-х гг. в этом вопросе оказались полностью несостоятельны.

В настоящее время для всех проектов ДЕМО (реакторов на основе токамаков) основным кандидатом для поверхности дивертора является вольфрам или сплавы на его основе [2, 3].

Одной из самых серьёзных проблем для будущих реакторов становится вопрос стойкости к длительному нейтронному воздействию, что ещё не является актуальным для современных проектов вроде ИТЭР.

Для будущих реакторов требуется разработка новых материалов [10]. Такими кандидатами на роль материала первой стенки могут являться вольфрам и керамические материалы. В некоторых проектах возлагаются надежды на технологии восстановления стенки, нанесения защитного покрытия или использования жидкометаллических стенок [154—156].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER**, URL: <https://www.iter.org/> (дата обращения 31.12.2024).
2. **Song Y. et al.** Engineering design of the CFETR machine. — *Fusion Engineering and Design*, 2022, vol. 183, p. 113247.
3. **Kuteev B.** Russian Federation DEMO program. — In: 6th IAEA DEMO Workshop, 2019.
4. **Ciattaglia S. et al.** EU DEMO safety and balance of plant design and operating requirements. Issues and possible solutions. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 2184—2188.
5. **Siccinio M. et al.** DEMO physics challenges beyond ITER. — *Ibid.*, 2020, vol. 156, p. 111603.
6. **Красильников А.В. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11, с. 970—985.
7. **Пискарев П.Ю. и др.** Компоненты, обращённые к плазме, в проекте ТРТ: конструкция, материалы и технологии. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 41—53.
8. **Beklemishev A. et al.** Novosibirsk Project of Gas-dynamic Multiple-Mirror Trap. — *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, № 1Т, p. 46—51.
9. **Сковородин Д.И. и др.** Газодинамическая многопробочная ловушка ГДМЛ. — *Физика плазмы*, 2023, т. 49, № 9, с. 831—884.
10. **Linke J. et al.** Challenges for plasma-facing components in nuclear fusion. — *Matter and Radiation at Extremes*, 2019, vol. 4, p. 056201.
11. **Будаев В.П.** Результаты испытаний вольфрамовых мишеней дивертора при мощных плазменно-тепловых нагрузках, ожидаемых в ИТЭР и токамаках реакторного масштаба (обзор). — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2015, т. 38, вып. 4, с. 5—33.

12. **Kirschner A.** Erosion and deposition mechanisms in fusion plasma. — *Fusion Science and Technology*, 2010, vol. 57, № 2Т, p. 277—292.
13. **Архипов Н.И. и др.** Формирование экранирующего слоя при облучении твердотельных материалов мощными плазменными потоками. — *Физика плазмы*, 1999, т. 25, № 3, с. 263.
14. **Архипов Н.И. и др.** Эрозия углеграфитовых материалов при облучении интенсивными потоками плазмы. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2009, вып. 4, с. 3—13.
15. **Skovorodin D.I. et al.** Vapor shielding models and the energy absorbed by divertor targets during transient events. — *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, p. 022501.
16. **Martin-Solis J.R., Sanches R., Esposito B.** Predictions on runaway current and energy during disruption in tokamak plasmas. — *Physics of Plasmas*, 2000, vol. 7, № 8, p. 3369—3377.
17. **Federici G. et al.** Erosion of plasma-facing components in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2002, vol. 61—62, p. 81—94.
18. **Vietzke E. et al.** Chemical erosion of amorphous hydrogenated carbon films by atomic and energetic hydrogen. — *J. of Nuclear Materials*, 1987, vol. 145—147, p. 443—447.
19. **Vietzke E. et al.** Hydrocarbon formation in the reaction of atomic hydrogen with pyrolytic graphite and the synergistic effect of argon ion bombardment. — *Ibid.*, 1982, vol. 111—112, p. 763—768.
20. **Busharov N.P. et al.** Chemical sputtering of graphite by H⁺ ions. — *Ibid.*, 1976, vol. 63, p. 230—234.
21. **Barabash V. et al.** Selection, development and characterisation of plasma facing materials for ITER. — *Ibid.*, 1996, vol. 233—237, p. 718—723.
22. **Federici G. et al.** Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors. — *Nuclear Fusion*, 2001, vol. 41, p. 1967.
23. **Linke J.** High heat flux performance of plasma facing materials and components under service conditions in future fusion reactors. — *Fusion Science and Technology*, 2008, vol. 53, № 2Т, p. 278—287.
24. **Matera R. et al.** Design requirements for plasma facing materials in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 1996, vol. 233—237, p. 17—25.
25. **Leonard A.W.** Edge-localized-modes in tokamaks. — *Physics of Plasmas*, 2014, vol. 21, 090501.
26. **ITER Physics Expert Group on Divertor, ITER Physics Expert Group on Divertor Modelling and Database and ITER Physics Basis Editors.** Chapter 4: Power and particle control. — *Nuclear Fusion*, 1999, vol. 39, № 12, p. 2391.
27. **Loarte A. et al.** Progress in the ITER Physics Basis. Chapter 4: Power and particle control. — *Ibid.*, 2007, vol. 47, № 6, p. S203.
28. **Parker R. et al.** Plasma-wall interactions in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 1997, vol. 241—243, p. 1—26.
29. **Janeschitz G. et al.** The ITER divertor concept. — *Ibid.*, 1995, vol. 220—222, p. 73—88.
30. **Federici G., Loarte A., Strohmayer G.** Assessment of erosion of the ITER divertor targets during type I ELMs. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, vol. 45, p. 1523—1547.
31. **Dietz K.J. et al.** Engineering and design aspects related to the development of the ITER divertor. — *Fusion Engineering and Design*, 1995, vol. 27, p. 96—108.
32. **Philipps V., Roth J., Loarte A.** Key Issues in Plasma-Wall Interactions for ITER: a European Approach. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, vol. 45, p. A17—A30.
33. **Bolt H. et al.** Energy deposition during disruption simulation experiments in a plasma accelerator. — *Fusion Engineering and Design*, 1995, vol. 30, p. 225—232.
34. **Ioki K. et al.** Design and material selection for ITER first wall/blanket, divertor and vacuum vessel. — *J. of Nuclear Materials*, 1998, vol. 258—263, p. 74—84.
35. **Heat and Nuclear Load Specifications.** ITER_D_2LULDH, 2009.
36. **Merola M. et al.** Behaviour of plasma facing materials under VDE. — *J. of Nuclear Materials*, 1998, vol. 258—263, p. 653—657.
37. **Linke J. et al.** Material damage to beryllium, carbon, and tungsten under severe thermal shocks. — *Ibid.*, 1998, vol. 258—263, p. 634—639.
38. **Gunn J.P. et al.** Surface heat loads on the ITER divertor vertical targets. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, 046025 (35 p.).
39. **Pitts R.A. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, 100696.
40. **Eich T. et al.** ELM divertor peak energy fluence scaling to ITER with data from JET, MAST and ASDEX upgrade. — *Ibid.*, 2017, vol. 12, p. 84—90.
41. **Loarte A. et al.** Progress on the application of ELM control schemes to ITER scenarios from the non-active phase to DT operation. — *Nuclear Fusion*, 2014, vol. 54, 033007 (18 p.).

42. **ITER** Research Plan, ITER_D_2FB8AC. 2009.
43. **Campbell D.J. et al.** Innovations in Technology and Science R&D for ITER. — *J. of Fusion Energy*, 2019, vol. 38, p. 11—71.
44. **Eidietis N.W.** Prospects for Disruption Handling in a Tokamak-Based Fusion Reactor — *Fusion Science and Technology*, 2021, vol. 77, p. 738—744.
45. **Pestchanyi S. et al.** Influence of pellet shielding on disruption mitigation in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, p. 2115—2119.
46. **Finken K.H. et al.** Mitigation of disruption by fast helium gas puffs. — *Nuclear Fusion*, 2001, vol. 41, № 11, p. 1651.
47. **Baylor L. R. et al.** Disruption-Mitigation-Technology Concepts and Implications for ITER. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2010, vol. 38, № 3, p. 419—424.
48. **Murari A. et al.** A control oriented strategy of disruption prediction to avoid the configuration collapse of tokamak reactors. — *Nature Communications*, 2024, vol. 15, p. 2424.
49. **Rapp J. et al.** Integrated scenario with type-III ELMy H-mode edge: extrapolation to ITER. — *Nuclear Fusion*, 2009, vol. 49, p. 095012.
50. **Loarte A.** Fusion plasmas: Chaos cuts ELMs down to size. — *Nature Physics*, 2006, № 2, p. 369—370.
51. **Polevoi A.R. et al.** Integrated simulations of H-mode operation in ITER including core fuelling, divertor detachment and ELM control. — *Nuclear Fusion*, 2018, vol. 58, 056020 (11 p.).
52. **Janeschitz G.** An economical viable tokamak fusion reactor based on the ITER experience. — *Phil. Trans. R. Soc. A*, 2019, vol. 377, p. 20170433.
53. **ITER** Research Plan within the Staged Approach (Level III — Provisional Version). ITER Technical Report ITR-18-003; URL: <https://www.iter.org/scientists/iter-technical-reports> (дата обращения 31.12.2024).
54. **Greenwald M.** Density limits in toroidal plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002, vol. 44, p. R27—R80.
55. **Shoshin A. et al.** Integration of ITER diagnostic ports at the Budker Institute. — *Fusion Engineering and Design*, 2022, vol. 178, p. 113114.
56. **Costley A.E. et al.** Technological challenges of ITER diagnostics. — *Ibid.*, 2005, vol. 74, p. 109—119.
57. **Udintsev V.S. et al.** Final design of the generic equatorial port plug structure for ITER diagnostic systems. — *Ibid.*, 2015, vol. 96—97, p. 993—997.
58. **Burtseva T. et al.** Study of brittle destruction and erosion mechanisms of carbon-based materials during plasma instabilities. — *J. of Nuclear Materials*, 2001, vol. 290—293, p. 1059—1063.
59. **Koidan V.S. et al.** Multimirror open trap GOL-3: recent results. — *Fusion Science and Technology*, 2003, vol. 43, № 1T, p. 30—36.
60. **Burdakov A.V. et al.** Test of divertor materials under simulated ITER plasma disruption conditions at the GOL-3 facility. — *J. of Nuclear Materials*, 1994, vol. 212—215, Part B, p. 1345—1348.
61. **Astrelin V.T. et al.** Hot electron target interaction experiments at the GOL-3 facility. — *Nuclear Fusion*, 1997, vol. 37, № 11, p. 1541—1558.
62. **Burdakov A.V. et al.** On a possibility of explosive material erosion under conditions of ITER disruption event. — *J. of Nuclear Materials*, 1996, vol. 233—237, p. 697—700.
63. **Engelko V. et al.** Investigation of the candidate divertor materials erosion at the powerful electron beam. — *Ibid.*, 1996, vol. 233—237, p. 818—822.
64. **Rodig M. et al.** Comparison of electron beam test facilities for testing of high heat flux components. — *Fusion Engineering and Design*, 2000, vol. 51—52, p. 715—722.
65. **Rodig M. et al.** Testing of actively cooled mock-ups in several high heat flux facilities — an International Round Robin Test. — *Ibid.*, 2005, vol. 75—79, p. 303—306.
66. **Würz H. et al.** Hot Plasma Target Interaction and Quantification of Erosion of the ITER Slot Divertor during Disruptions and ELMs (Wissenschaftliche Berichte FZKA 6198). Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, 1999. 205 p.
67. **Linke J. et al.** High heat flux testing of plasma facing materials and components Status and perspectives for ITER related activities. — *J. of Nuclear Materials*, 2007, vol. 367—370, p. 1422—1431.
68. **Smid I. et al.** Lifetime of Be-, CFC- and W-armoured ITER divertor plates. — *Ibid.*, 1996, vol. 233—237, p. 701—707.
69. **Pacher H.D. et al.** Erosion lifetime of ITER divertor plates. — *Ibid.*, 1997, vol. 241—243, p. 255—259.
70. **Loarte A. et al.** Transient heat loads in current fusion experiments, extrapolation to ITER and consequences for its operation. — *Physica Scripta*, 2007, № T128, p. 222—228.
71. **Pitts R.A. et al.** A full tungsten divertor for ITER: Physics issues and design status. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S48—S56.

72. **Hollmann E.M. et al.** Plasma-surface interactions during tokamak disruptions and rapid shutdowns. — *Ibid.*, 2011, vol. 415, p. S27—S34.
73. **Martin-Solis J.R. et al.** Inter-machine comparison of the termination phase and energy conversion in tokamak disruptions with runaway current plateau formation and implications for ITER. — *Nuclear Fusion*, 2014, vol. 54, 083027 (22 p.).
74. **Granetz R.S. et al.** An ITPA joint experiment to study runaway electron generation and suppression. — *Physics of Plasmas*, 2014, vol. 21, p. 072506.
75. **Janeschitz G. et al.** Divertor development for ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 1998, vol. 39—40, p. 173—187.
76. **Pitts R.A. et al.** Physics conclusions in support of ITER W divertor monoblock shaping. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12, p. 60—74.
77. **Шошин А.А.** Опыт лицензирования термоядерного проекта ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2025, т. 48, вып. 4 (в печати).
78. **Kukushkin A.S. et al.** Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS modeling. — *Fusion Engineering and Design*, 2011, vol. 86, p. 2865—2873.
79. **Janeschitz G. et al.** Divertor design and its integration into ITER. — *Nuclear Fusion*, 2002, vol. 42, p. 14—20.
80. **Pitts R.A. et al.** Material erosion and migration in tokamaks. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2005, vol. 47, p. B303—B322.
81. **Behrisch R., Kadomtsev B.B.** Plasma Impurities and Their Significance in Fusion Reactors. — *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, 1974, vol. II, p. 229—246.
82. **Pitts R.A. et al.** Status and physics basis of the ITER divertor. — *Physica Scripta*, 2009, № T138, 014001 (10 p.).
83. **Hirai T. et al.** ITER divertor materials and manufacturing challenges. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 125, p. 250—255.
84. **Campbell D.J. et al.** ITER Research Plan within the Staged Approach (Level III — Final Version), 2024; URL: <https://www.iter.org/scientists/iter-technical-reports>, Reference ITR-24-005 (дата обращения 31.12.2024).
85. **Hirai T. et al.** Design optimization of the ITER tungsten divertor vertical targets. — *Fusion Engineering and Design*, 2018, vol. 127, p. 66—72.
86. **Lettre ASN CODEP-DRC-2022-000845** du 25 Janvier 2022.
87. **Loarte A. et al.** Initial evaluations in support of the new ITER baseline and Research Plan; URL: <https://www.iter.org/scientists/iter-technical-reports>, Reference ITR-24-004 (2024) (дата обращения 31.12.2024).
88. **ITER Research Plan (IRP). Level 1** — ITER Research Plan, ITER_D_24QSG6, 2024.
89. **Свечников Н.Ю. и др.** Спектроскопические методы исследования продуктов эрозии первой стенки токамака (обзор). — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, т. 45, вып. 4, с. 5—33.
90. **Акентьев Р.Ю. и др.** Спектроскопический комплекс для исследования плазмы на установке ГОЛ-3. — *Приборы и техника эксперимента*, 2004, № 2, с. 98—104.
91. **Shoshin A.A. et al.** Study of plasma-surface interaction at the GOL-3 facility. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 114, p. 157—179.
92. **Полосаткин С.В. и др.** Спектроскопические исследования на установке ГОЛ-3 взаимодействия мощного плазменного потока с твердым телом. — *Приборы и техника эксперимента*, 2008, № 2, с. 100—107.
93. **Shoshin A.A. et al.** Plasma-Surface interaction during ITER type I ELMs: comparison of simulation with QSPA Kh-50 and the GOL-3 facilities. — *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, № 1T, p. 57—60.
94. **Kovalenko D.V. et al.** Behavior of divertor and first wall armour materials at plasma heat fluxes relevant to ITER ELMs and disruptions. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12, p. 156—163.
95. **Климов Н.С. и др.** Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2009, вып. 2, с. 52—61.
96. **Klimov N.S. et al.** Stainless steel performance under ITER-relevant mitigated disruption photonic heat loads. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S241—S245.
97. **Klimov N. et al.** Experimental study of PFCs erosion under ITER-like transient loads at plasma gun facility QSPA. — *Ibid.*, 2009, vol. 390—391, p. 721—726.
98. **Алябьев И.А. и др.** Моделирование движения расплавленного металлического слоя в условиях, характерных для переходных процессов в ИТЭР. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 76—88.
99. **Лиджигорьев С.Д. и др.** Исследование теплового воздействия мощных потоков водородной плазмы на поверхность вольфрамовой мишени с помощью инфракрасной пирометрии. — Там же, вып. 2, с. 58—65.
100. **Будаев В.П. и др.** Испытания вольфрамовой облицовки дивертора в плазменной установке ПЛИМ. — Там же, с. 49—57.

101. **Пискарев П.Ю. и др.** Покрyтия на обращённой к плазме поверхности первой стенки: анализ и термоциклические испытания электронным пучком на стенде «Цефей-М». — Там же, вып. 1, с. 111—121.
102. **Huber A. et al.** Investigation of the impact on tungsten of transient heat loads induced by laser irradiation, electron beams and plasma guns. — *Fusion Science and Technology*, 2013, vol. 63, № 1Т, p. 197—200.
103. **Huber A. et al.** Impact on the deuterium retention of simultaneous exposure of tungsten to a steady state plasma and transient heat cycling loads. — *Physica Scripta*, 2016, vol. T167, p. 014046.
104. **Arzhannikov A.V. et al.** Surface modification and droplet formation of tungsten under hot plasma irradiation at the GOL-3. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S677—S680.
105. **Burdakov A.V. et al.** Use of pellet injection technology at GOL-3 for plasma fueling and plasma-surface interaction research. — *Fusion Science and Technology*, 2007, vol. 51, № 2Т, p. 355—357.
106. **Shoshin A.A. et al.** Modification of preheated tungsten surface after irradiation at the GOL-3 facility. — *Fusion Engineering and Design*, 2016, vol. 113, p. 66—70.
107. **Shoshin A.A. et al.** Structure modification of different graphite and glassy carbon surfaces under high power action by hydrogen plasma. — *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, № 1Т, p. 268—270.
108. **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.
109. **Vasilyev A.A. et al.** In-situ imaging of tungsten surface modification under ITER-like transient heat loads. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12, p. 553—558.
110. **Vasilyev A.A. et al.** Observation of the tungsten surface damage under ITER-relevant transient heat loads during and after electron beam pulse. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060013.
111. **Vyacheslavov L.N. et al.** Diagnostics of the dynamics of material damage by thermal shocks with the intensity possible in the ITER divertor. — *Physica Scripta*, 2018, vol. 93, p. 035602.
112. **Trunev Yu.A. et al.** Heating of tungsten target by intense pulse electron beam. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060016.
113. **Vyacheslavov L. et al.** In situ study of the processes of damage to the tungsten surface under transient heat loads possible in ITER. — *J. of Nuclear Materials*, 2021, vol. 544, p. 152669.
114. **Vasilyev A.A. et al.** Continuous laser illumination for in situ investigation of tungsten erosion under transient thermal loads. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, Part B, p. 2366—2370.
115. **Wirtz M. et al.** Comparison of thermal shock damages induced by different simulation methods on tungsten. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, p. S833—S836.
116. **Shoshin A.A. et al.** Comparison of tungsten modification after irradiation at different facilities for PSI studies. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060012.
117. **Arakcheev A.S. et al.** Theoretical investigation of cracks formation in tungsten after heat loads. — *J. of Nuclear Materials*, 2015, vol. 463, p. 246—249.
118. **Arakcheev A.S. et al.** Modeling of crack formation after pulse heat load in ITER-grade tungsten. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060010.
119. **Arakcheev A.S. et al.** Calculation of cracking under pulsed heat loads in tungsten manufactured according to ITER specifications. — *J. of Nuclear Materials*, 2015, vol. 467, part 1, p. 165—171.
120. **Arakcheev A.S. et al.** Shape evolution of surface molten by electron beam during cooling stage. — *Fusion Engineering and Design*, 2018, vol. 128, p. 154—157.
121. **Lazareva G.G. et al.** Calculation of heat sink around cracks formed under pulsed heat load. — *J. of Physics: Conference Series*, 2017, vol. 894, p. 012120.
122. **Shi Y., Miloshevsky G., Hassanein A.** Boiling induced macroscopic erosion of plasma facing components in fusion devices. — *Fusion Engineering and Design*, 2011, vol. 86, p. 155—162.
123. **Мартыненко Ю.В.** Перенос расплавленного металла вдоль поверхности при воздействии плазменных потоков, характерных для быстрых процессов в токамаках. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2020, т. 43, вып. 1, с. 75—83.
124. **Arakcheev A.S. et al.** Dynamic observation of X-ray Laue diffraction on single-crystal tungsten during pulsed heat load. — *J. of Synchrotron Radiation*, 2019, vol. 26, p. 1644.
125. **Arakcheev A.S. et al.** Applications of synchrotron radiation scattering to studies of plasma facing components at Siberian Synchrotron and Terahertz Radiation Centre. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060003.
126. **Аракчеев А.С. и др.** Моделирование взаимодействия плазмы с первой стенкой термоядерного реактора — измерения остаточных механических напряжений в вольфраме после облучения на установке ГОЛ-3. — *Журнал структурной химии*, 2016, т. 57, № 7, с. 1389.

127. **Arakcheev A.S. et al.** Status of dynamic diagnostics of plasma material interaction based on synchrotron radiation scattering at the VEPP-4 beamline 8. — *Physics Procedia*, 2016, vol. 84, p. 184—188.
128. **Tolochko B.P. et al.** X-Ray diffractometry with synchrotron radiation for exploration of fast processes in solids with nanosecond time resolution. — *Журнал прикладной спектроскопии*, 2016, т. 83, № 6—16, с. 683—684.
129. **Balash I. et al.** Measurement of the residual stresses dynamics in tungsten during heating. — *AIP Conference Proceedings*, 2020, vol. 2299, p. 040006.
130. **Балаш И.И. и др.** Влияние поверхностных трещин и текстуры на остаточные напряжения в вольфраме после воздействия плазмы. — *Известия Российской академии наук. Серия физическая*, 2023, т. 87, № 5, с. 692—695.
131. **Мартыненко Ю.В., Московкин П.Г.** О капельной эрозии металлов под действием срывов плазмы в токамаках. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2000, вып. 1, с. 65.
132. **Coenen J.W. et al.** Analysis of tungsten melt-layer motion and splashing under tokamak conditions at TEXTOR. — *Nuclear Fusion*, 2011, vol. 51, p. 083008.
133. **Krieger K. et al.** Induced tungsten melting events in the divertor of ASDEX Upgrade and their influence on plasma performance. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, S297—S300.
134. **Rudakov D.L. et al.** Dust studies in DIII-D and TEXTOR. — *Nuclear Fusion*, 2009, vol. 49, p. 085022.
135. **Garkusha I.E. et al.** Experimental study of plasma energy transfer and material erosion under ELM-like heat loads. — *J. of Nuclear Materials*, 2009, vol. 390—391, p. 814—817.
136. **Makhlaj V.A. et al.** Plasma-surface interaction and mechanisms of dust production in ITER ELM simulation experiments with QSPA Kh-50. — *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*, 2012, vol. 6, p. 55—57.
137. **Bazylev B. et al.** Experimental and theoretical investigation of droplet emission from tungsten melt layer. — *Fusion Engineering and Design*. 2009, vol. 84, p. 441—445.
138. **Bazylev B. et al.** Experiments and modeling of droplet emission from tungsten under transient heat loads. — *Physica Scripta*, 2009, № T138, 014061 (5 p.).
139. **Vyacheslavov L. et al.** Novel electron beam based test facility for observation of dynamics of tungsten erosion under intense ELM-like heat loads. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060004.
140. **Vyacheslavov L.N. et al.** Observation of dust particles ejected from the tungsten surface by transient heat flux with small-angle scattering of cw laser light. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12, p. 494—498.
141. **Kasatov A.A. et al.** Observation of dust particles ejected from tungsten surface under impact of intense transient heat load. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060007.
142. **Rohde V. et al.** Arc erosion on W plasma facing components in ASDEX Upgrade. — *J. of Nuclear Materials*, 2013, vol. 438, S800—S804.
143. **Popov V.A. et al.** Theoretical modeling of shielding for plasma flow and electron beam heating. — *AIP Conference Proceedings*, 2016, vol. 1771, p. 060009.
144. **Kikuchi Y. et al.** Vapor shielding effects on energy transfer from plasma-gun generated ELM-like transient loads to material surfaces. — *Physica Scripta*, 2016, № T167, p. 014065.
145. **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.
146. **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.
147. **Беграмбеков Л.Б. и др.** Карбид бора как защитный материал контактирующих с плазмой элементов плазменных и термоядерных установок. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 54—64.
148. **Позняк И.М. и др.** Поведение вольфрама с покрытием из карбида бора при воздействии интенсивных плазменных потоков. — Там же, с. 99—110.
149. **Shoshin A. et al.** Properties of boron carbide ceramics made by various methods for use in ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2019, vol. 146, part B, p. 2007—2010.
150. **Shoshin A. et al.** Qualification of boron carbide ceramics for use in ITER ports. — *IEEE Transactions on Plasma Science*, 2020, vol. 48, p. 1474—1478.
151. **Shoshin A. et al.** Test results of boron carbide ceramics for ITER port protection. — *Fusion Engineering and Design*, 2021, vol. 168, p. 112426.
152. **Гаспарян Ю.М., Крат С.А.** Влияние выбора материала облицовки стенок термоядерных установок на накопление изотопов водорода. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 1, с. 5—14.
153. **Хуснутдинов Р.И. и др.** Моделирование скорости распыления первой стенки токамака атомами изотопов водорода в пристеночной плазме. — Там же, вып. 3, с. 117—128.

154. **Вертков А.В. и др.** Современные диагностики поведения литиевых элементов токамаков. — Там же, 2018, т. 41, вып. 1, с. 35—40.
155. **Люблинский И.Е. и др.** Стационарно работающие литиевые внутрикамерные элементы токамака. — Там же, 2020, т. 43, вып. 1, с. 55—63.
156. **Писарев А.А. и др.** Текущий жидкий литий как материал, обращённый к плазме. — Там же, 2024, т. 47, вып. 1, с.15—28.
157. **Сергеев В.Ю. и др.** Концепция замкнутого литиевого цикла в установке ДЕМО-ТИН с секционированным дивертором. — Там же, с. 29—40.



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

Статья поступила в редакцию 14 января 2025 г.

После доработки 20 мая 2025 г.

Принята к публикации 1 июля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 36—49.



Т-15МД



УДК 621.039.68

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ОБЕСПЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПЕРСОНАЛА УСТАНОВКИ Т-15МД ПРИ РАБОТЕ НА ДЕЙТЕРИЕВОМ ТОПЛИВЕ

П.А. Кизуб¹, Р.О. Ефремов¹, Р.С. Халиков¹, В.И. Шпиньков¹, П.А. Блохин¹, П.П. Хвостенко²,
Н.А. Кирнева^{2,3}, А.П. Хвостенко²

¹Институт проблем безопасного развития атомной энергетики (ИБРАЭ) РАН, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

В настоящее время на токамаке Т-15МД успешно выполняются исследования на водородной плазме, предусмотренные недавно опубликованной Программой [1]. Один из возможных путей дальнейшего развития Программы исследований — проведение экспериментальных кампаний на дейтериевом топливе. Импульсы на дейтерии будут сопровождаться выходом нейтронов D—D-реакции синтеза, что в результате радиационного захвата материалами элементов конструкций приведёт к образованию источника мгновенных гамма-квантов, а активация и трансмутация материалов под воздействием нейтронов — к возникновению остаточного гамма-излучения и остаточного энерговыделения. Появление этих источников излучения обуславливает необходимость выбора инженерных и организационных мер для гарантирования условий радиационной безопасности установки. При выполнении работы расчётным путём подобрана представляющаяся оптимальной конфигурация радиационной защиты, обеспечивающая её практическую реализуемость и безопасность персонала токамака Т-15МД при работе на дейтериевом топливе.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, дейтерий, импульс нейтронов, нейтронное и гамма-излучение, варианты расчёты, мощность дозы, радиационная защита, активация материалов, TDMCC, TRACT-F.

ASSESSMENT OF CAPABILITIES FOR ENSURING RADIATION SAFETY OF PERSONNEL ON THE T-15MD FACILITY DURING OPERATION WITH DEUTERIUM FUEL

P.A. Kizub¹, R.O. Efremov¹, R.S. Khalikov¹; V.I. Shpinkov¹, P.A. Blokhin¹, P.P. Khvostenko²,
N.A. Kirneva^{2,3}, A.P. Khvostenko²

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

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

¹National Research Nuclear University MPhI, Moscow, Russia

Currently, the T-15MD tokamak is successfully conducting research on hydrogen plasma in accordance with the recently published Program [1]. One of the possible ways to further develop the T-15MD tokamak is to conduct experimental campaigns using deuterium fuel. Deuterium pulses will be accompanied by the release of D—D fusion reaction neutrons, which, as a result of radiation capture by the structural materials, will lead to the formation of a source of prompt gamma quanta, and the activation and transmutation of materials will lead to the release of secondary gamma radiation. The appearance of these radiation sources necessitates the selection of technical means and organizational measures to ensure the radiation safety conditions. The paper presents the calculated configurations of the radiation shield that is considered optimal and ensures the practical feasibility and safety of personnel working on the T-15MD tokamak using deuterium fuel.

Key words: T-15MD tokamak, deuterium, neutron impulse, neutron and gamma-radiation, variant calculations, dose rate, radiation shield, material activation, TDMCC, TRACT-F.

1. ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД — крупнейший в России токамак, размещённый на площадке НИЦ «Курчатовский институт» [2] и введённый в эксплуатацию в 2021 г. В 2023 г. выполнен энергетический пуск токамака на водородном топливе [3], а в 2024 г. опубликованы первые экспериментальные результаты,

демонстрирующие получение плазменных разрядов с током до 250 кА, длительностью до 2 с и электронной температурой плазмы до 3 кэВ [3].

Один из возможных путей дальнейшего развития установки для достижения более высоких параметров плазмы — это осуществление дейтериевого режима работы, который позволит повысить время удержания энергии и частиц и, тем самым, повысить температуру и плотность плазмы.

Однако переход токамака Т-15МД на дейтериевое топливо потребует выполнения требований радиационной безопасности, связанных с возникновением следующих источников ионизирующего излучения:

— мгновенного нейтронного излучения, образующегося в результате протекания термоядерной D—D-реакции;

— вторичного гамма-излучения, образующегося в результате взаимодействия термоядерных нейтронов с материалами установки;

— остаточного гамма-излучения, вызванного активацией материалов под действием нейтронов.

В статье [4] показано, что при работе токамака Т-15МД с дейтерием нейтроны с максимальным выходом до 10^{15} н./с [4] и вторичное гамма-излучение порождают радиационные поля вблизи установки, особенно высокой интенсивности в области крыши здания, ввиду недостаточности физических барьеров над установкой. В этой связи для обеспечения радиационной безопасности персонала установки необходимо принятие дополнительных мер радиационной защиты.

Возможен следующий ряд организационных и технических мер:

— использование системы физических барьеров (биологическая защита) на пути распространения ионизирующего излучения, включающей корпус установки, дополнительную специально сооружаемую биологическую защиту (БЗ), а также несущие и ограждающие конструкции здания размещения установки;

— защита расстоянием — установление запретной зоны, на территории которой не допускается нахождение персонала во время импульса;

— защита временем: установление запретного периода, в течение которого не допускается нахождение персонала на рабочих местах во время и после импульса установки; нормирование времени работы персонала в помещениях.

Перечисленные меры защиты должны обеспечивать не превышение допустимых радиационных уровней для персонала и населения, установленных в нормативном документе [5]. С учётом возможного нахождения в составе исследователей, выполняющих работы на токамаке Т-15МД, лиц, не относящихся к категоризованному персоналу, суммарная годовая доза от излучения для него не должна превышать 1 мЗв, а с учётом коэффициента запаса при проектировании биологической защиты, равного 2, — величины 0,5 мЗв [6].

Выбор и обоснование мер радиационной защиты Т-15МД выполнены расчётным путём с использованием отечественных прецизионных программ для ЭВМ (таких как TDMCC [7] и TRACT-F [8]).

Цель данной работы — оценить возможность обеспечения мер радиационной защиты персонала токамака Т-15МД от ионизирующего излучения при импульсах с дейтериевой плазмой. Для этого выполнены варианты расчётные оценки дозовых полей вблизи установки Т-15МД во время и после импульса(ов) для различных конфигураций дополнительной БЗ. Результаты расчётов позволили рассмотреть возможность подбора конфигурации БЗ, определить размер запретной зоны и продолжительность запретного времени для допуска персонала, обеспечивающие не превышение величины допустимой годовой дозы облучения, равной 0,5 мЗв.

2. РАСЧЁТНЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНКИ ДОЗОВЫХ ПОЛЕЙ

Оценки дозовых полей выполнены путём проведения совместных расчётов по двум нейтронно-физическим программам для ЭВМ, моделирующим перенос излучения методом Монте-Карло и нуклидную кинетику согласно методике, представленной в [9].

Для моделирования переноса нейтронного и гамма-излучения использована аттестованная для решения задач с заданными источниками излучения программа TDMCC [7, 9], а для моделирования нуклидной кинетики — программа TRACT-F [8].

Программа TRACT-F разрабатывается в ИБРАЭ РАН и предназначена для моделирования изменений радионуклидных составов и радиационных характеристик конструкционных материалов установок УТС при облучении их высокоэнергетическим нейтронным излучением и вследствие радиоактивного распада нестабильных изотопов. Программа позволяет оценивать для заданных исходного состава материала и моментов времени облучения и/или выдержки следующие радиационные характеристики: изменённый радионуклидный состав материала, наведённую активность, полное и дифференциальное (α , β или γ) энерговыделение, выходы и спектры гамма-излучения, выходы нейтронного излучения в результате процессов спонтанного деления актинидов. Помимо состава материала, исходными данными для расчётов по программе TRACT-F являются нейтронные спектры и плотности потока нейтронов в заданные интервалы времени облучения. Программа содержит и использует протестированные библиотеки:

- нейтронных сечений;
- радиационных характеристик нуклидов;
- выходов продуктов вынужденного нейтронного деления;
- выходов продуктов спонтанного деления.

Программа TRACT-F проходит заключительную стадию аттестации в организации научно-технической поддержки Ростехнадзора «Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности». Получение аттестационного паспорта программы для ЭВМ TRACT-F позволит использовать её для обоснования безопасности проектируемых и эксплуатируемых установок УТС.

3. РАСЧЁТНАЯ МОДЕЛЬ УСТАНОВКИ Т-15МД

Впервые разработанная достаточно детальная трёхмерная расчетная модель установки Т-15МД адаптирована для проведения нейтронно-физических исследований, включает в свой состав токамак и часть здания, в котором он располагается. Конфигурация модели проработана таким образом, чтобы учитывать основные эффекты, связанные с взаимодействием излучений с основными элементами конструкции установки, при этом для оптимизации расчётного времени опущена излишняя детализация.

Модель токамака Т-15МД состоит из первой стенки (ПС), вакуумной камеры (ВК) и электромагнитной системы (ЭМС) (индуктор, катушки тороидального поля и обмотки управления). Материал ПС — графит марки МПГ-8, толщина 25 мм. За ПС размещается ВК толщиной от 5 до 8 мм, изготовленная из стали марки 321 (08X18H10T), обладающей низкой магнитной проницаемостью ($\mu < 1,1$). Индуктор, катушки тороидального поля и обмотки управления представлены в модели в виде однородных композиций, в состав которых входят серебросодержащая медь, стеклослюдинитовая лента и вода. Радиус индуктора 403,5 мм, толщина тороидальных катушек от 258 до 268 мм, толщина катушек управления от 14,2 до 24 мм. Материал корпуса катушек — сталь марки 12X18H10T. Габаритные размеры токамака 3,1 и 4,8 м по радиусу и высоте соответственно.

Сформированная модель токамака в формате программы TDMCC представлена на рис. 1.

Источник мгновенных термоядерных нейтронов внутри вакуумной камеры представлен в виде цилиндрической трубы высотой 0,7 м с внутренним и внешним радиусами 0,75 и 2,35 м соответственно (изображено на рис. 1 в красном цвете). Частицы генерируются изотропно по углу с энергиями 2,45 и 14,1 МэВ (99 и 1% соответственно). Основной выход нейтронов с энергией 14,1 МэВ выбран из ожидаемой в [4] минимальной скорости образования и удержания трития в D—D-режиме Т-15МД. Расчёты выполнены для следующих параметров предполагаемого плазменного разряда:

- максимальный выход составляет 10^{16} нейтронов за импульс длительностью 10 с [4];
- в течение рабочего дня выполняется 32 импульса с периодичностью 15 мин;
- максимальное число импульсов на дейтерии за экспериментальную кампанию — 1000.

Модель здания, помимо внешних стен и крыши, включает экспериментальный зал, пультовую и другие смежные помещения.

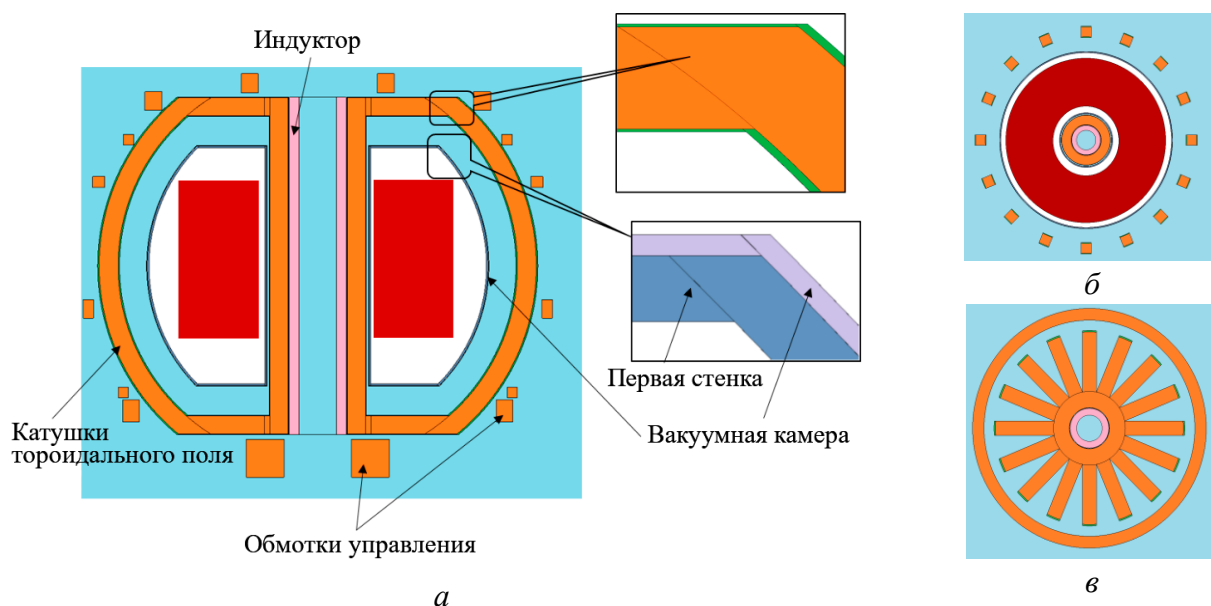


Рис. 1. Сечение модели Т-15МД в трёх проекциях: *а* — XZ ($Y = 0$ см); *б* — XY ($Z = 0$ см); *в* — XY ($Z = 238$ см)

Для сбора данных о фактической конфигурации элементов помещений установки, составе и конфигурации инженерно-технологических систем и оборудования силами ИБРАЭ РАН проведено лазерное сканирование экспериментального зала и смежных помещений. Результаты сканирования поэтапно обработаны [10], и созданы цифровые (рис. 2), а затем и САПР-модели [11]. Анализ САПР-модели позволил разработать трёхмерную модель здания в формате программы TDMCC (рис. 3).

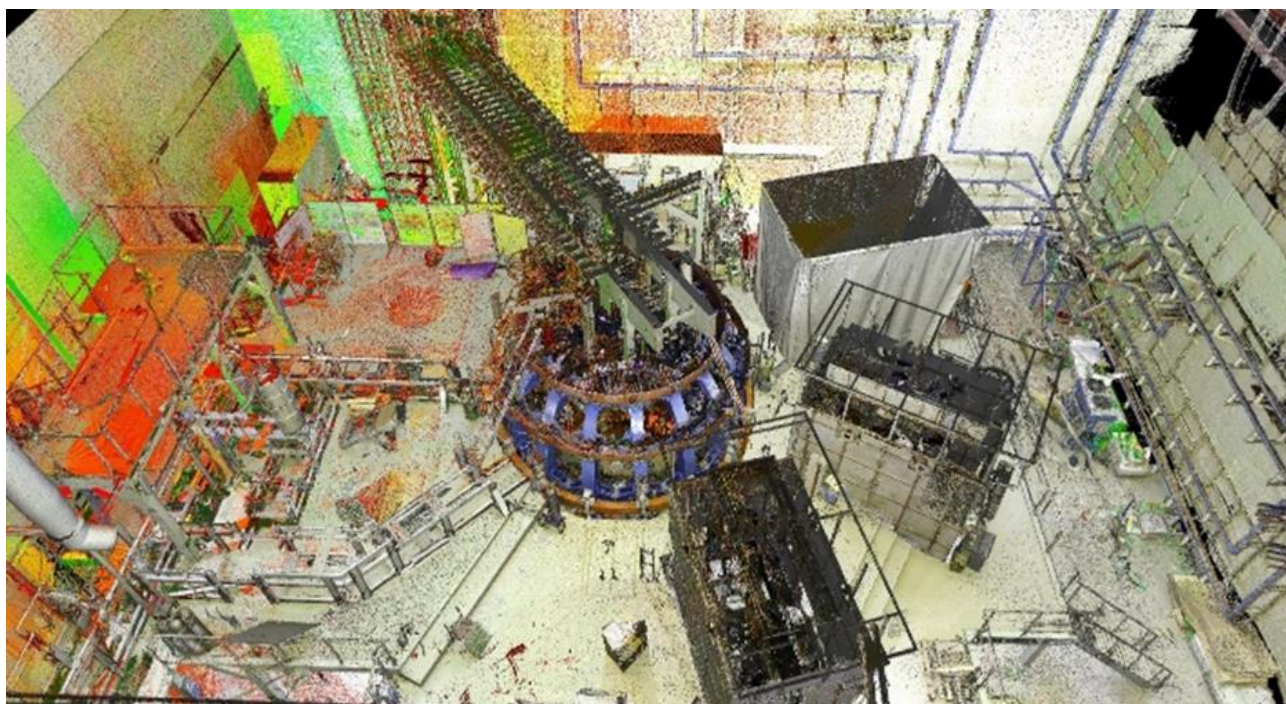


Рис. 2. Цифровая модель экспериментального зала токамака Т-15МД

Габаритные размеры экспериментального зала: ширина до стен 27 м, высота до верхней точки крыши 28 м. В экспериментальном зале присутствуют две «теневые» защиты из тяжёлого бетона с наполнителем из стали и чугуна с добавлением карбида бора плотностью $4,6 \text{ г/см}^3$ — перед воротами и возле входа. Крыша представляет собой трёхсекционную конструкцию, нижняя и верхняя наклонные

части которой выполнены из бетонных перекрытий, а средняя вертикальная часть — из стекла. Под установкой расположены три ряда деревянных перекрытий. Возле установки расположены три инжектора быстрых атомов, выполненные из немагнитной стали.

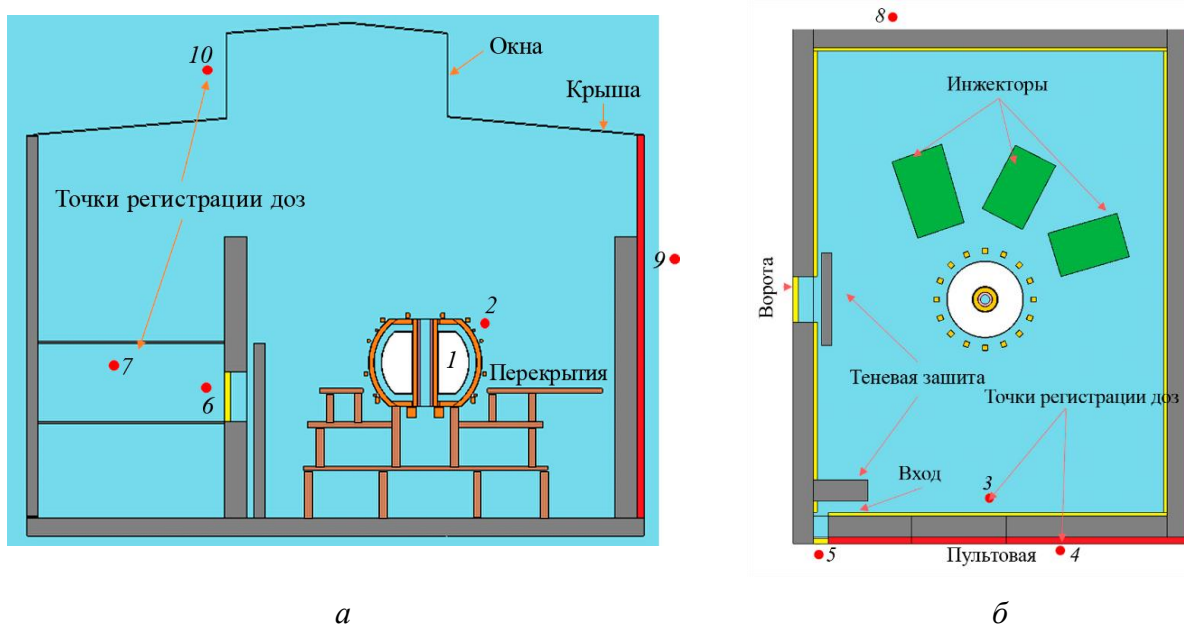


Рис. 3. Модель здания установки Т-15МД: *а* — вертикальная проекция; *б* — горизонтальная проекция; 1—10 — области регистрации эффективной дозы (МЭД) от нейтронного и вторичного гамма-излучения для оценки радиационной обстановки внутри здания и на прилегающей территории

Для оценки радиационной обстановки внутри здания и на прилегающей территории вычислялись значения мощности эффективной дозы (МЭД) от нейтронного и вторичного гамма-излучения в регистрационных областях 1—10, отмеченных на рис. 3. Как показал анализ результатов предварительных расчётов в 230 регистрационных областях, значения МЭД именно в этих 10 областях, а также в 50 и 100 м от установки (итого 12 областей) определяют принятие решений при формировании организационных и технических мер в отношении радиационной безопасности.

При расчётах МЭД использовали коэффициенты перевода флюенса нейтронов и гамма-квантов как функцию их энергии в эффективную дозу из НРБ-99/2009 [5] при облучении параллельными пучками нейтронного и гамма-излучения в передне-задней геометрии.

4. ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ВО ВРЕМЯ ИМПУЛЬСА НА ДЕЙТЕРИИ

С использованием разработанной модели установки Т-15МД и программы TDMCC проведены варианты расчёты МЭД от мгновенного нейтронного и вторичного гамма-излучения в указанных 12 областях для различных конфигураций БЗ. В качестве материалов БЗ выбран полиэтилен с 10%-ным массовым содержанием бора для замедления быстрых и поглощения тепловых нейтронов, а также несколько вариантов очехловки: свинец и сталь СТ-3 для снижения потоков гамма-излучения. Рассмотрены следующие конфигурации БЗ:

- сферическая толщиной 20 см (см. рис. 4, *а*) без очехловки;
- цилиндрическая с верхним перекрытием («короб») толщиной 20 см (см. рис. 4, *б*) с очехловкой из свинца;
- «арочная», представляющая собой дополнительно «наращенные» стены толщиной 25 см (см. рис. 4, *в*) с очехловкой из стали СТ-3.

Толщина очехловки для всех рассмотренных вариантов составляла 2 см.

Полученные значения МЭД приведены в табл. 1.

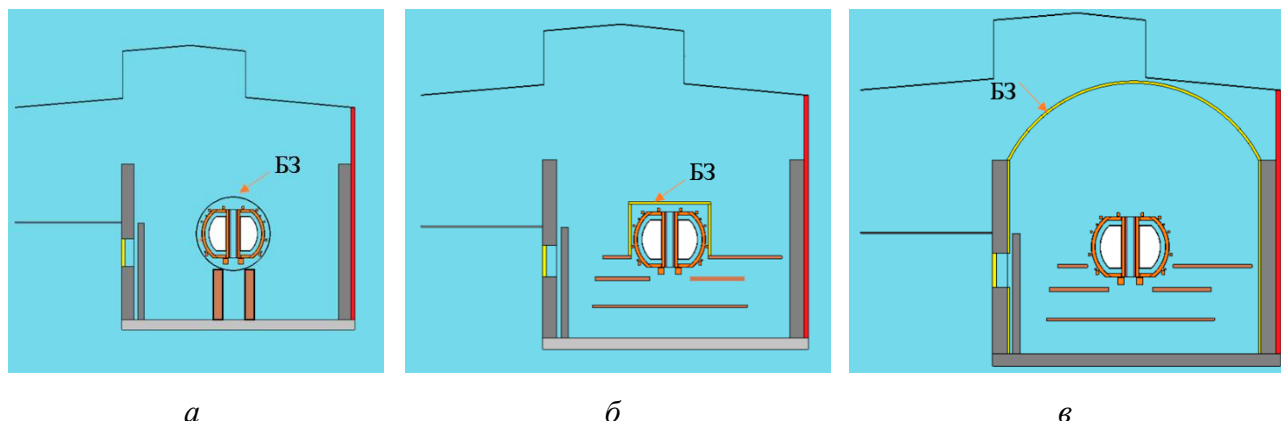


Рис. 4. Конфигурации БЗ: а — сферическая; б — «короб»; в — арочная

Таблица 1. Прогнозируемые эффективные дозы от мгновенного импульсного нейтронного излучения и вторичного гамма-излучения в различных областях здания и на прилегающей территории за 1000 импульсов на дейтерии установки Т-15МД без и с дополнительной БЗ, мЗв

Область регистрации (см. рис. 3 и 4)		Без БЗ	«Сфера», 20 см	«Короб», 20 см	«Арка», 25 см
Внутри установки	1	<i>n</i>	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$
		γ	$2,3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$
На поверхности установки	2	<i>n</i>	$1,6 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^6$	$9,1 \cdot 10^5$
		γ	$7,8 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^4$	$3,9 \cdot 10^3$
В экспериментальном зале перед пультовой	3	<i>n</i>	$2,7 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^4$
		γ	$1 \cdot 10^3$	540	480
В центре пультовой	4	<i>n</i>	300	5	10
		γ	5	0,1	0,4
В пультовой у двери	5	<i>n</i>	350	4	12
		γ	10	0,3	1
За воротами, на поверхности ворот	6	<i>n</i>	800	8	30
		γ	30	0,7	3
За воротами, в 3 м от ворот	7	<i>n</i>	$1,4 \cdot 10^3$	20	50
		γ	30	0,7	3
За разборной стеной (криогенный зал)	8	<i>n</i>	$1,7 \cdot 10^3$	20	50
		γ	10	1	1
За глухой стеной (гиротронный зал)	9	<i>n</i>	750	5	30
		γ	2	0,3	0,4
За окном крыши (снаружи здания)	10	<i>n</i>	$6,1 \cdot 10^4$	650	$2,3 \cdot 10^3$
		γ	270	110	100
В 50 метрах от установки	11	<i>n</i>	—	—	—
		γ	—	—	—
В 100 метрах от установки	12	<i>n</i>	280	4	8
		γ	0,9	0,2	0,1

Анализ приведённых в табл. 1 расчётных значений доз излучения после 1000 десятисекундных импульсов на дейтерии токамака Т-15МД позволил сделать следующие выводы:

— внутри вакуумной камеры доза нейтронного излучения (*n*-доза) всегда составляет $3 \cdot 10^4$ Зв, т.е. наличие и конфигурация БЗ не оказывают влияния на данную величину. Значения доз вторичного

гамма-излучения (γ -доз) при наличии БЗ выше, что связано с образованием гамма-квантов в материалах защиты при прохождении через них термоядерных нейтронов. Однако γ -дозы на три порядка меньше, чем n -дозы, поэтому их рост практически не сказывается на суммарной дозе ($n+\gamma$ -доза);

— наличие сферической БЗ на внешней поверхности токамака приводит к увеличению n -доз вследствие отражения частиц от её стенок. Защита в форме «короб» приводит к уменьшению n -дозы из-за уменьшения sky shine-эффекта (отражения от атмосферы). «Арочная» конфигурация БЗ практически не влияет на величину n -дозы ввиду своей удалённости от установки, при этом суммарная $n+\gamma$ -доза может составлять $1,7 \cdot 10^3$ Зв. Полученные значения доз в экспериментальном зале для различных конфигураций БЗ значительно превышают радиационные нормы, установленные в [5], что говорит о необходимости запрета нахождения персонала в этом помещении во время импульса на дейтерии;

— БЗ в форме «арки» — единственный из рассмотренных вариантов защиты, который обеспечивает в пультовой уменьшение радиационных доз до допустимых значений. Суммарная доза составила $\sim 0,5$ мЗв, что удовлетворяет требованиям НРБ-99/2009 и ОСПОРБ-99/2010 по предельному дозовому воздействию на некатегорированный персонал с учётом коэффициента запаса, равного 2. Следует отметить, что n -доза в центре помещения (0,4 мЗв) больше, чем у двери в экспериментальный зал (0,1 мЗв) (хотя дверь находится ближе к токамаку), что связано со sky shine-эффектом;

— в зале за воротами, а также в криогенном и гиротронном залах минимальные n -дозы получены для БЗ в форме «арки». Однако полученные значения доз превышают 0,5 мЗв, что говорит о необходимости запрета нахождения персонала в этих помещениях во время импульса на дейтерии. Стоит отметить также влияние sky shine-эффекта: n -доза у ворот составляет 2 мЗв, а в трёх метрах от них — 3 мЗв;

— кроме того, из-за sky shine-эффекта ожидаются высокие значения n - и γ -доз в области крыши здания (сотни мЗв для БЗ в форме «арки»). При этом пребывание людей на крыше здания во время импульса исключительно маловероятно;

— в 50 и 100 м от установки БЗ в форме «арки» — единственная из рассмотренных защит, которая способствует уменьшению радиационных доз до допустимых значений: $n+\gamma$ -дозы составили 0,47 и 0,2 мЗв соответственно.

Таким образом, на основании предварительных оценок можно сказать, что во время импульса на дейтерии токамака Т-15МД радиационную безопасность персонала могут обеспечить БЗ в форме «арки» из борированного полиэтилена толщиной 25 см и 50-метровая запретная зона пребывания персонала.

5. ОЦЕНКА РАДИАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ

На основании рассчитанных по TDMCC [7] нейтронных спектров в материалах токамака, инжекторов, БЗ (в форме «арки») и конструкционных материалах экспериментального зала (рис. 5, 6) выполнено расчётное моделирование облучения этих материалов с использованием программы TRACT-F [8]. В результате моделирования определены радионуклидные составы и радиационные характеристики (удельные активности и энерговыделения) материалов для различного числа импульсов в различные времена после облучения. В частности, рассмотрены один 10-секундный импульс, 32 импульса с периодичностью 15 мин (имитация одного рабочего дня) и 1000 импульсов с периодичностью 15 мин (имитация экспериментальной кампании). Полученные для этих режимов облучения кривые зависимостей удельной активности (суммарные по всем радионуклидам) материалов обмотки индуктора, первой стенки, вакуумной камеры (ВК), корпуса обмотки тороидального поля (ОТП), обмотки тороидального поля, а также материалов БЗ и стены в пультовую от времени выдержки после облучения изображены на рис. 7.

Сразу после облучения в материалах конструкций доминируют короткоживущие радионуклиды, которые образуются во время 10-секундного импульса плазмы и очень быстро распадаются. Поэтому, как видно из рисунков, в начальный момент выдержки после 32 импульсов и после 1000 импульсов удельные активности материалов практически совпадают, а значительные различия начинают наблюдаться только через несколько часов или суток после облучения, когда основной вклад в активность

начинают вносить радионуклиды с большим периодом полураспада. На рисунках указаны доминирующие в определённые периоды выдержки радионуклиды. Значения удельных активностей материалов установки Т-15МД после одного импульса приведены в табл. 2.

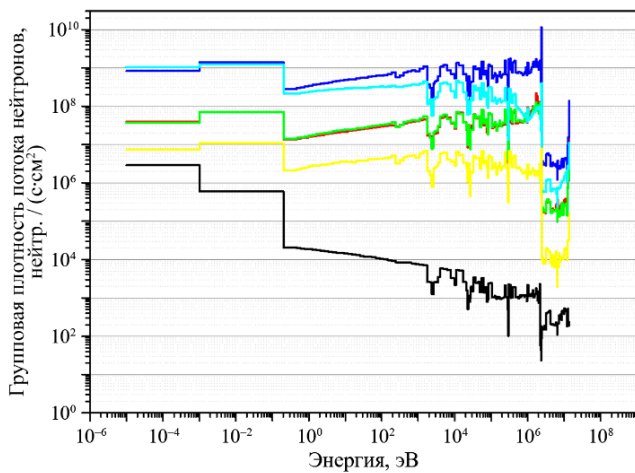


Рис. 5. Групповые плотности нейтронных потоков в элементах конструкций токамака Т-15МД в зависимости от энергии: — индуктор; — ВК; — катушка; — графит; — корпус катушки внутренней; — корпус катушки внешний

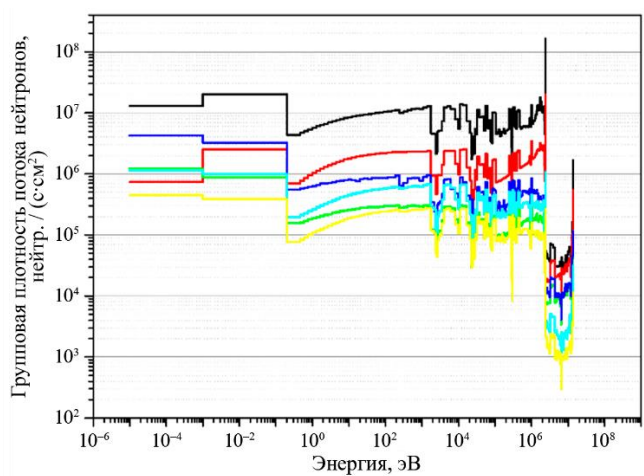
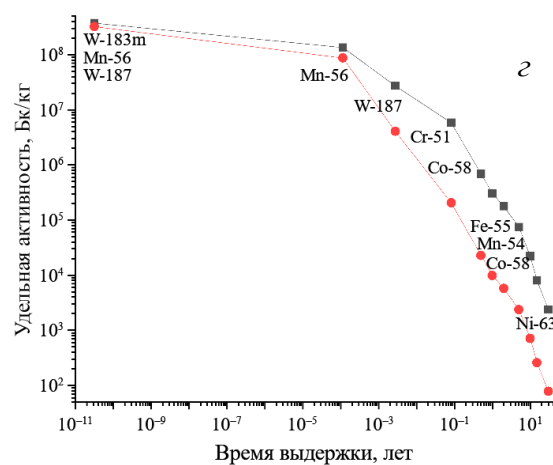
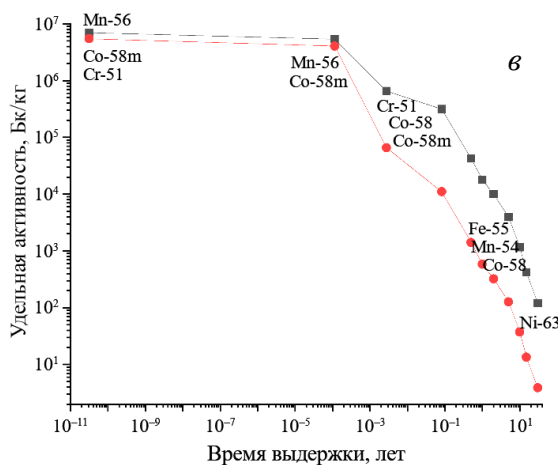
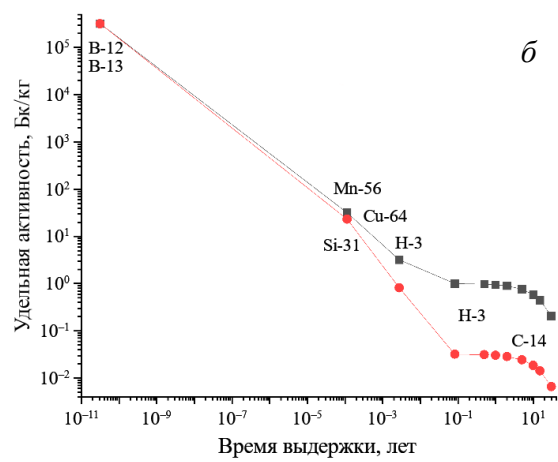
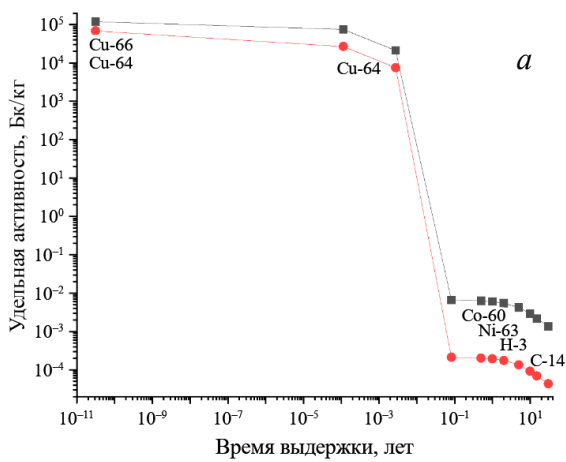


Рис. 6. Групповые плотности нейтронных потоков в элементах конструкций экспериментального зала в зависимости от энергии (СТЗ — сталь марки Ст-3): — защита, СТЗ внутренний; — защита, СТЗ внешний; — теньевая защита; — защита, борированный полиэтилен; — инжектор; — стена



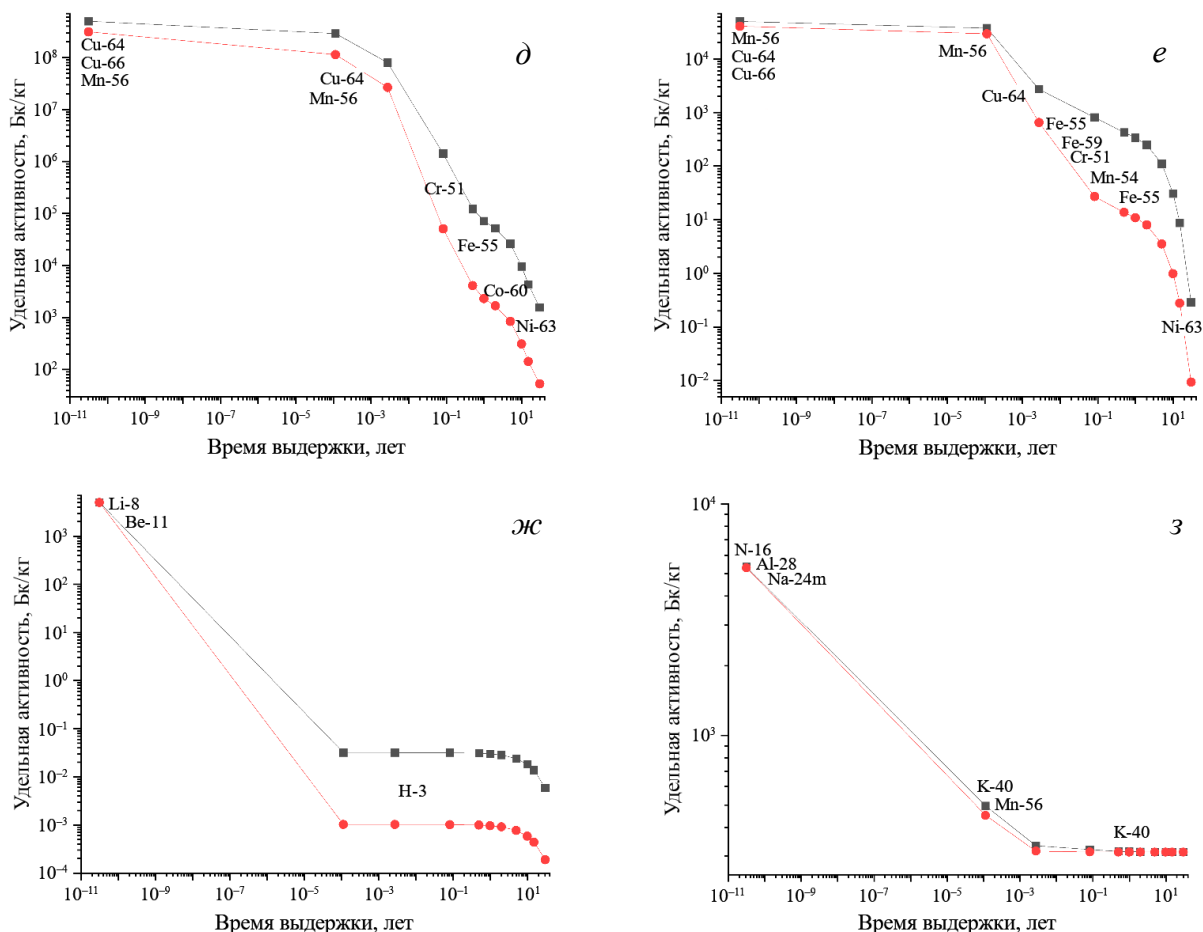


Рис. 7. Зависимости удельных активностей элементов конструкций и экспериментального зала токамака Т-15МД от времени выдержки после 32 и 1000 импульсов: *а* — обмотка индуктора; *б* — графит первой стенки; *в* — корпус ВК (сталь 08Х18Н10Т); *г* — корпус катушки (внутренний); *д* — катушка; *е* — внутренняя очехловка БЗ (сталь СТ-3); *ж* — БЗ (борированный полиэтилен); *з* — стена в пультовую (тяжёлый бетон); ■ — 1000 импульсов; ● — 32 импульса

С целью оценки возможного плавления и возгорания рассчитано удельное энерговыделение в полиэтилене БЗ. На рис. 8 представлены прогнозируемые кривые зависимости удельного энерговыделения от времени выдержки после экспериментальной кампании.

Таблица 2. Удельная активность материалов установки Т-15МД после одного импульса на дейтерии, Бк/кг

Элемент	Время выдержки				
	0,001 с	1 ч	1 день	30 дней	1 год
Индуктор	$3,6 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^2$	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$6,0 \cdot 10^{-6}$
Графит	$3,2 \cdot 10^5$	1,6	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^{-4}$
Вакуумная камера	$5,9 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^2$	18,3
Корпус катушки внутренний	$2,2 \cdot 10^8$	$6,1 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^5$	$6,4 \cdot 10^3$	$3,1 \cdot 10^2$
Катушка	$1,7 \cdot 10^8$	$5,2 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^3$	75,3
Корпус катушки внешний	$1,5 \cdot 10^6$	$4,3 \cdot 10^4$	$9,3 \cdot 10^2$	42,1	3,1
Очехловка БЗ внутренняя (СТ-3)	$5,2 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^3$	26,6	$8,5 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^{-1}$
БЗ (борированный полиэтилен)	$5,0 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$3,0 \cdot 10^{-5}$
Очехловка БЗ внешняя (СТ-3)	38,7	9,3	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$5,3 \cdot 10^{-3}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
Инжектор	$2,9 \cdot 10^6$	$8,8 \cdot 10^4$	$2,0 \cdot 10^3$	98,8	5,9
Теневые защиты	$4,7 \cdot 10^5$	$5,0 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$
Пультовая	$5,1 \cdot 10^3$	$3,2 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^2$

Проведена консервативная оценка изменения температуры полиэтилена БЗ за время облучения и выдержки по формуле

$$\Delta T = \frac{Wt}{C},$$

где ΔT — изменение температуры, К; W — удельное энерговыделение, кВт/кг; t — время, прошедшее с начала облучения; C — теплоёмкость полиэтилена, кДж/(кг·К).

Принято, что энерговыделение в материале БЗ составляло порядка 10^{-11} кВт/кг (см. рис. 8) в течение всей 1000-импульсной экспериментальной кампании и 30-летней выдержки.

Для оценки взято минимальное значение теплоёмкости полиэтилена (1,8 кДж/(кг·К)):

$$\Delta T = \frac{10^{-11} \frac{\text{кВт}}{\text{кг}} \cdot 10^9 \text{ с}}{1,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}} \approx 5,5 \cdot 10^{-3} \text{ К}.$$

Проведённая консервативная оценка показывает, что ожидаемое изменение температуры в полиэтилене БЗ незначительно и, следовательно, плавиться и гореть материал не будет.

6. ОЦЕНКА РАДИАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ ОТ ОСТАТОЧНОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВИРОВАННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Радиационная обстановка вблизи установки Т-15МД с «арочной» БЗ оценена в различные периоды времени после одного и 32 предполагаемых импульсов на дейтерии. Для этого проведены варианты расчёты МЭД в различных областях (см. рис. 3) с использованием программы TDMCC и описанной модели, в которой в качестве источников гамма-излучения выступали облучённые материалы (материалы установки, инжекторы, теньевые защиты, стены, БЗ).

Для оценок дозовых полей от активированных материалов с помощью программы TRACT-F определены спектры остаточного гамма-излучения в них (рис. 9).

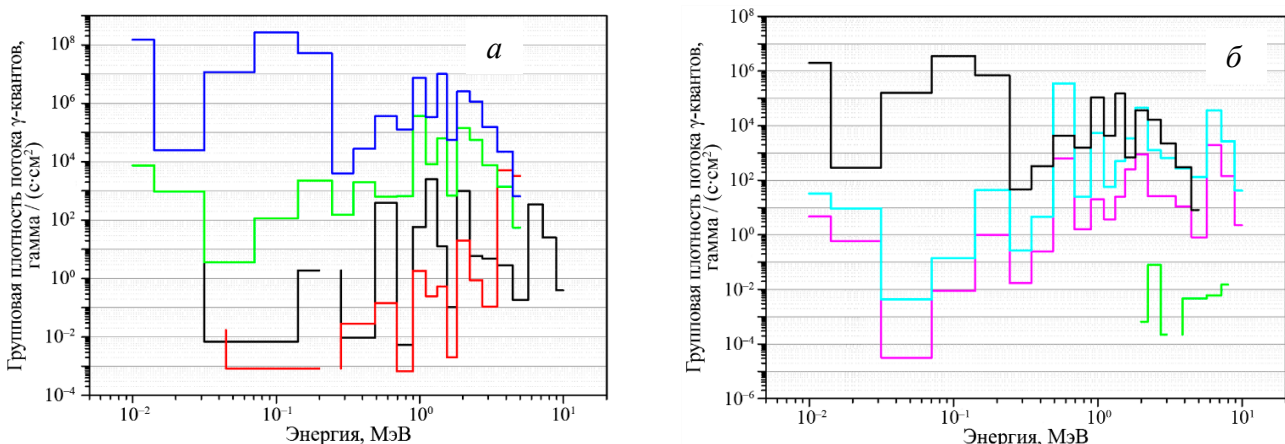


Рис. 9. Групповые плотности потоков гамма-квантов в материалах токамака Т-15МД после одиночного 10-секундного импульса: — корпус катушки, — ПС, — ВК, — индуктор (а); — стена, — теньевая защита, — БЗ (бор), — инжектор (б)

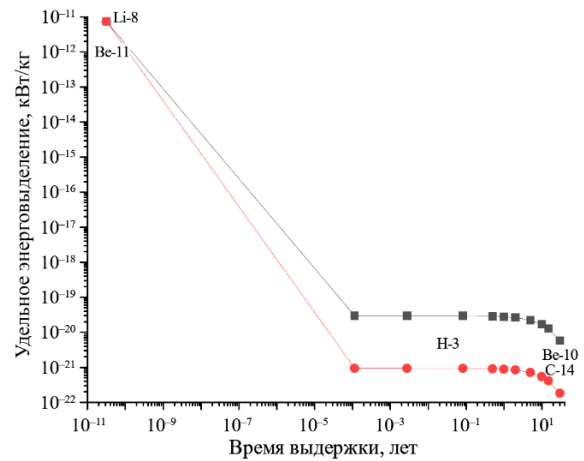


Рис. 8. Зависимости удельного энерговыделения в полиэтилене от времени выдержки после 32 (●) и 1000 импульсов (■)

Пространственные распределения источников гамма-излучения соответствовали расположению материалов в токамаке (сталь, графит, серебросодержащая медь, стеклослюдинитовая лента), БЗ (полиэтилен, сталь), кирпичных и бетонных конструкциях помещений. При этом предполагалось, что в результате нейтронного облучения материалы токамака и БЗ будут активированы во всём объёме, а стены и перекрытия — на глубину 1 см [9, 12]. Источники гамма-излучения моделировались с изотропным угловым распределением и с гамма-спектрами, оцененными с использованием программы TRACT-F (см. рис. 9). Расчёты МЭД проведены для времён 0, 12 ч, 24 ч и 10 сут после облучения.

Полученные значения МЭД остаточного гамма-излучения активированных материалов в различных областях для различных времён после одного и 32 импульсов на дейтерии представлены в табл. 3. На рис. 10 в виде графиков приведены зависимости мощности дозы от прошедшего времени после одного и 32 импульсов в экспериментальном, криогенном залах и за окном в верхней части здания токамака.

Таблица 3. Расчётные значения МЭД гамма-излучения активированных материалов в различных областях вблизи токамака Т-15МД сразу после одного и 32 импульсов на дейтерии, а также через 12 ч, 24 ч и 10 сут, мкЗв/ч (БЗ в форме «арки»)

Область регистрации	Время после последнего импульса							
	0,001 с		12 ч		24 ч		10 сут	
	1 импульс	32 импульса	1 импульс	32 импульса	1 импульс	32 импульса	1 импульс	32 импульса
На поверхности установки	$1,8 \cdot 10^3$	$3,8 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^1$	$7,4 \cdot 10^2$	3,6	$4,7 \cdot 10^1$	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$3,9 \cdot 10^{-1}$
В центре пультовой	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$8,9 \cdot 10^{-6}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$
За воротами	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6}$
Криогенный зал	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-6}$
Гиротронный зал	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$8,6 \cdot 10^{-5}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-5}$	$3,1 \cdot 10^{-4}$	$2,2 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
За окном	$1,4 \cdot 10^1$	$2,6 \cdot 10^1$	$5,2 \cdot 10^{-2}$	5,2	$9,6 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$9,4 \cdot 10^{-4}$
Над крышей	$1,3 \cdot 10^1$	$2,6 \cdot 10^1$	$4,9 \cdot 10^{-2}$	4,7	$8,5 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$7,5 \cdot 10^{-5}$	$9,0 \cdot 10^{-4}$
В 50 метрах от установки	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$4,6 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-7}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$

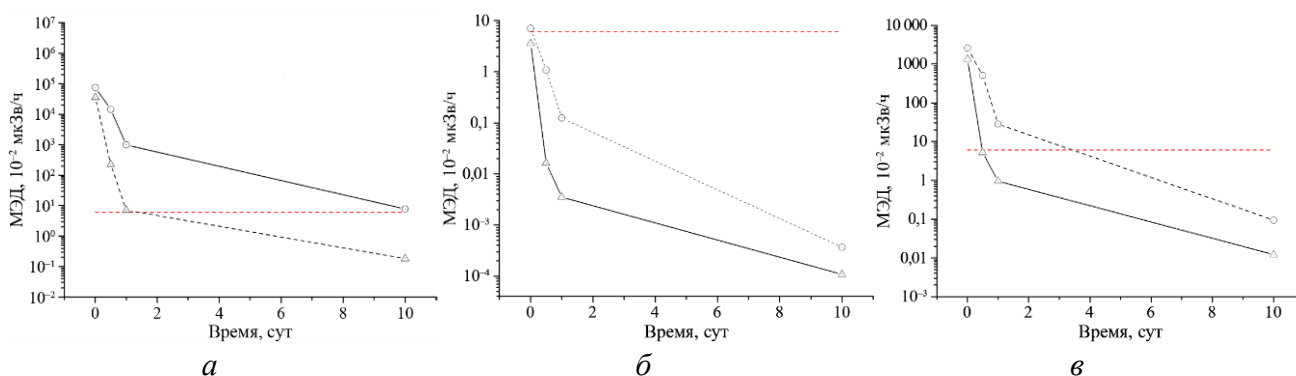


Рис. 10. Мощность дозы от гамма-излучения активированных материалов в зависимости от времени после одного и 32 импульсов на дейтерии (для варианта БЗ в форме «арки»): а — в экспериментальном зале; б — в криогенном зале; в — за окном здания установки: - - - - — допустимый уровень для населения; - -Δ- - — МЭД после одного импульса; —○— — МЭД после 32 импульсов

Анализ приведённых в табл. 3 расчётных значений МЭД гамма-излучения активированных материалов в результате облучения одним и 32 импульсами на дейтерии токамака Т-15МД позволил сделать следующие выводы:

— в экспериментальном зале МЭД не будет превышать 0,06 мкЗв/ч (проектного значения МЭД, используемого при перепроектировании радиационной защиты для помещений пребывания некатегоризированного персонала в соответствии с [5]) через 5 сут после одного импульса и через 10 сут после 32 импульсов (см. рис. 10, а);

— в криогенном зале МЭД не будет превышать 0,06 мкЗв/ч сразу после одного импульса и через несколько часов после 32 импульсов (см. рис. 10, б);

— за окном здания МЭД не будет превышать 0,06 мкЗв/ч через 12 ч после одного импульса и 4 сут после 32 импульсов (см. рис. 10, в);

— в пультовой, зале за воротами, гиротронном зале и в 50 м от токамака МЭД не будет превышать 0,06 мкЗв/ч сразу после импульсов.

Следует отметить, что в 50 м от установки при числе импульсов более 32 прогнозируется необходимость введения запретного периода для пребывания персонала, поскольку для 32 импульсов радиационный уровень уже на грани допустимого.

Таким образом, при формировании экспериментальной кампании с дейтерием следует ориентироваться на радиационные условия в 50 м от установки, обусловленные как импульсным излучением, так и остаточным гамма-излучением.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выполнены нейтронно-физические исследования, демонстрирующие возможность обеспечения радиационной безопасности персонала установки Т-15МД при работе на дейтериевом топливе. Для этого проведены варианты расчёты дозовых полей вблизи токамака во время и после импульсов на дейтерии с применением программ для ЭВМ TDMCC и TRACT-F. При этом использовалась трёхмерная модель токамака и части здания, в которой он располагается, разработанная на основании проектных данных и результатов лазерного сканирования экспериментального зала. Анализ вариантов расчётов позволил определить меры радиационной защиты, обеспечивающие радиационную безопасность персонала. В частности, в качестве мер радиационной защиты могут выступать:

— дополнительная БЗ «арочной» формы, выполненная из полиэтилена с 10%-ным массовым содержанием бора, толщиной 25 см и стальной очехловкой толщиной 1 см (с двух сторон от полиэтилена). БЗ представляет собой дополнительно «наращенные» стены экспериментального зала и купол над установкой (возможно, раздвижной для удобства работы с монтажным краном над токамаком). Такая конфигурация не «конфликтует» с существующими ограничениями имеющейся инфраструктуры: расположение стен, потолка, монтажных кранов, а также оборудования, подводящего электроэнергию;

— ограничение зоны пребывания персонала во время импульса: пребывание персонала только в пультовой и на расстоянии более 50 м от токамака;

— ограничение времени пребывания персонала в помещениях. Сразу после 32 импульсов персонал может находиться только в пультовой, зале за воротами и гиротронном зале, а также в 50 м от токамака. В экспериментальном зале возможно пребывание персонала через 10 сут после 32 импульсов, в криогенном зале — через несколько часов, на крыше здания над токамаком — через 4 сут;

— ограничение зоны пребывания населения: допускается присутствие людей из населения только на расстоянии далее 50 м от установки.

Следует отметить, что указанные меры радиационной защиты определены при рассмотрении термоядерного источника, генерирующего 10^{16} нейтронов за импульс длительностью 10 с, и с учётом 1000 импульсов в кампании. С уменьшением этих величин (фактически, интегрального выхода нейтронов), к примеру, на порядки величины дозы от мгновенного нейтронного и вторичного гамма-излучения уменьшатся также на порядки величины, при этом также уменьшится активация материалов и соответственно мощности доз от остаточного гамма-излучения. Таким образом, в случае, если предложенные меры радиационной защиты затруднят проведение экспериментов на установке, представляется возможным найти компромисс между параметрами импульса на дейтерии и конфигурацией биологической защиты, размером запретной зоны и длительностью запретных времён пребывания персонала.

Полученные оценки дозовых воздействий на персонал и население могут быть использованы при обосновании безопасности работы токамака Т-15МД на дейтериевом топливе.

Авторы работы выражают большую благодарность и признательность:

— Дмитрию Михайловичу Лунову, ведущему инженеру ИБРАЭ РАН, за проведение лазерного сканирования экспериментального зала и помощь в обработке полученных данных;

— Владимиру Ивановичу Хрипунову, ведущему специалисту НИЦ «Курчатовский институт», за полезные замечания и предложения, высказанные при обсуждениях данной работы.

Соавторы из НИЦ «Курчатовский институт» принимали участие в работе над статьёй в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Велихов Е.П., Ковальчук М.В. и др.** Программа физических исследований на токамаке Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, Спецвып. 4, с. 9—183.
2. **Хвостенко П.П. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — Там же, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
3. **Велихов Е.П., Ковальчук М.В. и др.** Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15МД. — Там же, 2024, т. 47, вып. 2, с. 5—14.
4. **Хрипунов В.И.** Оценка источников и полей излучения на установке Т-15МД. — Там же, 2020, т. 43, вып. 1, с. 9—38.
5. **Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009).** СанПиН 2.6.1.2523-09.
6. **Основные санитарные правила обеспечения радиационной безопасности (ОСПОРБ-99/2010).** Санитарные правила и нормативы СП 2.6.1.2612-10.
7. **Семенова Т.В., Житник А.К., Артемьева Е.В., Волков Н.А., Ломтева К.С., Шукаева О.Н.** Верификация программы TDMCC для решения задач радиационной защиты от заданных источников нейтронного и фотонного излучения. — В сб.: Супервычисления и математическое моделирование, 2018, с. 490—498.
8. **Блохин А.И., Блохин П.А., Сипачев И.В.** Возможности расчетного кода TRACT для решения задач характеристики радионуклидного состава РАО и ОЯТ. — Радиоактивные отходы, 2018, № 2 (3), с. 95—104.
9. **Кизуб П.А., Блохин П.А., Коновалов В.Ю., Казиева С.Т., Блохин А.И., Ванев Ю.Е.** Моделирование радиационной обстановки около импульсного генератора нейтронов с использованием программного комплекса КОРИДА. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2023, т. 46, вып. 4, с. 92—100.
10. **Середович А.В.** Методика создания цифровых моделей объектов нефтегазопромислов средствами наземного лазерного сканирования. Дис. канд. тех. наук. М., 2007. 165 с.
11. **Линге И.И.** Цифровые модели объектов вывода из эксплуатации: практический опыт и перспективные возможности. — В сб.: Радиационная защита и радиационная безопасность в ядерных технологиях. Сборник материалов XI Российской научной конференции, 2022, с. 137—147.
12. **Веселкин А.П., Егоров Ю.А., Емельянов И.Я., Орлов Ю.В., Панкратьев Ю.В.** Спектры быстрых нейтронов за материалами и композициями защиты ядерных реакторов. Атлас. — М.: Атомиздат, 1970.



Полина Александровна Кизуб, старший научный сотрудник; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия
kizub@ibrae.ac.ru



Руслан Олегович Ефремов, младший научный сотрудник; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия
efremov.ro@ibrae.ac.ru



Руслан Салаватович Халиков, младший научный сотрудник; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия
khalikov@ibrae.ac.ru



Вячеслав Игоревич Шпиньков, главный специалист; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия
shvi@ibrae.ac.ru



Павел Анатольевич Блохин, к.т.н., заведующий отделением; Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, 115191, Москва, ул. Большая Тульская, д. 52, Россия
blokhin@ibrae.ac.ru



Петр Павлович Хвостенко, научный руководитель комплекса, д.т.н., лауреат премий имени И.В. Курчатова и А.П. Александрова, Заслуженный работник атомной промышленности Российской Федерации; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Khvostenko_PP@nrcki.ru



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



Александр Петрович Хвостенко, заместитель начальника отдела, лауреат премии И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1, Россия
Khvostenko_AP@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 5 июля 2025 г.

После доработки 29 августа 2025 г.

Принята к публикации 2 сентября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 50—63.



ТРТ



УДК 533.9.07

ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАБОТЫ ИНЖЕКТОРА АТОМАРНОГО ПУЧКА ТОКАМАКА С РЕАКТОРНЫМИ ТЕХНОЛОГИЯМИ

Е.В. Грабовский¹, И.А. Барыков¹, М.Э. Громова¹, Н.Б. Родионов¹, В.В. Колмогоров², И.В. Шиховцев²

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

²ИЯФ СО РАН, Новосибирск, Россия

В настоящее время ведутся работы по созданию комплекса токамака с реакторными технологиями (ТРТ). Одним из основных средств дополнительного нагрева плазмы токамака рассматривается атомарный пучок. Для токамака ТРТ предлагаются три двоянных инжектора дейтерия. Сложная система инжектора требует соответствующую инфраструктуру. В работе предлагаются решения по поддержанию работы инжекторов в экспериментальном зале ТРТ, инженерному обеспечению систем электроснабжения, криосистем, систем охлаждения, средств откачки и иным.

Ключевые слова: плазма, токамак, инжектор, инфраструктура.

ENSURING THE OPERATION OF THE ATOMIC BEAM INJECTOR OF A TOKAMAK WITH REACTOR TECHNOLOGIES

E.V. Grabovski¹, I.A. Barykov¹, M.E. Gromova¹, N.B. Rodionov¹, V.V. Kolmogorov², I.V. Shikhovtsev²

¹JSC «SSC RF Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research», Moscow, Troitsk, Russia

²Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

At present, work is underway to create a tokamak complex with reactor technologies (TRT). Atomic beam is considered as one of the main tools of additional heating of tokamak plasma. Three twin deuterium injectors are proposed for the TRT tokamak. The complex injector system requires an appropriate infrastructure. The paper proposes solutions for maintaining the injectors in the TRT experimental hall, engineering of power supply systems, cryo-systems, cooling systems, pumping facilities and others.

Key words: plasma, tokamak, injector, infrastructure.

1. ВВЕДЕНИЕ. РАЗРАБОТКА ТРТ И ИНЖЕКТОРЫ АТОМАРНОГО ПУЧКА

Атомарные пучки являются одним из основных средств дополнительного нагрева плазмы токамака. Высокую эффективность нагрева атомарными пучками продемонстрировали эксперименты на токамаках JT-60U, [1], KSTAR [2], EAST [3], JET [4], ДПП-D [5]. В настоящее время лидером по исследованию физики и техники атомарных пучков является ИЯФ СО РАН [6], где разработаны системы инжекции, которые способны длительное время обеспечивать нагрев плазмы атомарным пучком. Преимущество нейтральной инжекции для токамаков изложены в статье [7]. Расчёты обосновали использование пучков дейтерия энергией 500 кэВ. В указанной работе энергия выбрана из условия глубокого проникновения пучка в плазму при тангенциальном введении пучка.

Нагрев атомарными пучками рассматривается как один из основных методов дополнительного нагрева плазмы токамака с реакторными технологиями (ТРТ) [8]. Для токамака ТРТ предлагаются следующие параметры инжектора:

- энергия пучка 400—500 кэВ;
- длительность импульса инжектора не менее 100 с.

Для нагрева плазмы ТРТ будут применяться три двоянных инжектора.

Мощность атомарных пучков одного двоянного инжектора будет составлять ~7 МВт на водороде и на дейтерии ~5,7 МВт [8]. Нейтральные пучки такой энергии с высокой эффективностью могут быть

получены посредством ускорения отрицательных ионов с последующей их нейтрализацией в плазменной мишени.

Сдвоенный инжектор имеет следующие размеры [8]: высоковольтная платформа длиной 11 м и шириной 6 м, от неё отходят тракты ускорения, нейтрализации и сепарации пучка до ввода пучка в порт токамака длиной около 9 м. Высота высоковольтной платформы 5 м, не включая высоковольтные изоляторы. В каждый инжекционный порт токамака предлагается направить два атомарных пучка. Инжекционные тракты расположены один над другим под углом, ускорительные трубки и нейтрализаторы пучков работают независимо. В состав инжектора входят два источника ионов, низкоэнергетический тракт с поворотными магнитами (LEBT) и системой откачки, две высоковольтные ускорительные трубки, квадрупольные магниты, два нейтрализатора, два сепаратора с приёмниками ионов, приёмники атомарного пучка, необходимые на стадии отладки.

Сложная система инжектора требует соответствующую инфраструктуру. Для этого необходимо разработать решения по размещению инжекторов, поддержанию их работы в экспериментальном зале ТРТ, инженерному обеспечению систем электроснабжения, криосистем, систем охлаждения, средств откачки и иным.

2. СИСТЕМЫ ИНФРАСТРУКТУРЫ ИНЖЕКТОРА

Для работы каждого модуля инжектора нейтралов, состоящего из двух пучков, потребуются следующие инженерные сети и коммуникации:

- система электроснабжения: 3 фазы, напряжение 6—10 кВ;
- системы охлаждения оборудования: замкнутая система охлаждения деионизированной водой;
- система демпфирования перенапряжений (снабберы);
- система мягкого пуска высоковольтных источников питания;
- вакуумная система;
- система хранения элегаза;
- средства перемещения и монтажа.

Состав, электроснабжение и размещение системы электропитания. В состав системы электропитания инжекторов входят источник трёхфазного напряжения, выпрямитель со сглаживанием, преобразователь импульсного напряжения частотой 1 кГц, высоковольтные трансформаторы на 100—500 кВ. Высоковольтный контур должен состоять из четырёх выпрямителей по 100 кВ/25 А, включённых последовательно, полной электрической мощностью 8 МВт. Выпрямители размещаются в баке диаметром 3 м и высотой 6 м, наполненном элегазом под давлением 6 атм. Выпрямители изолированы по обоим выводам. В каждом баке находится трёхфазный трансформатор с первичной обмоткой на 3 кВ/1 кГц и 12 последовательно включённых выпрямительных секций по 8,5 кВ/25 А. Четыре бака трансформаторов между собой будут соединены элегазовым фидером, который пройдёт через защитную бетонную стенку зала токамака к платформе с ионными источниками и ускорительными трубками. От нейтронного излучения фидеры должны быть защищены борированным полиэтиленом или другими материалами. Эскизные схемы расположения оборудования представлены на рис. 1 и 2. Часть электрооборудования будет находиться в экспериментальном зале токамака ТРТ (см. рис. 1), часть оборудования должна быть расположена вне экспериментального зала токамака ТРТ (см. рис. 2).

Для расположения энергетического оборудования предполагается сооружение пристройки вплотную к зданию ТРТ. Эта пристройка будет иметь три этажа. Для трёх дейтериевых инжекторов потребуются пристройка 1500 м². Первый и второй этажи занимает оборудование, третий этаж занят крановыми путями.

Электропитание осуществляется с помощью фидера диаметром 800 мм. Фидер монтируется на высоте 10 м и облицовывается нейтронопоглощающей защитой.

На высоковольтной платформе инжектора находятся ионные источники с трактом низкой энергии, компрессоры криокулеров криогенных насосов (18 шт.), высокочастотные разделительные трансформаторы (8 шт.), система термостабилизации для поддержания высокой температуры электродов ионного

источника, системы питания цезиевого источника, напуска газа, азотный танк с системой автоматической подачи азота.

От источников питания вне экспериментального зала ТРТ на ионный источник подаётся ускоряющее напряжение 100 кВ/25 А, вытягивающее напряжение 25 кВ/25 А, высокочастотная мощность 4 МГц/100 кВт к каждому из восьми высокочастотных (ВЧ) трансформаторов, напряжение на ускорительные трубки 400 кВ/20 А, состоящее из потенциалов 100—200—300—400 кВ. Для питания двух ускорительных трубок одного инжектора необходим источник питания 400 кВ/20 А, состоящий из четырёх последовательно соединённых выпрямителей по 100 кВ/20 А.

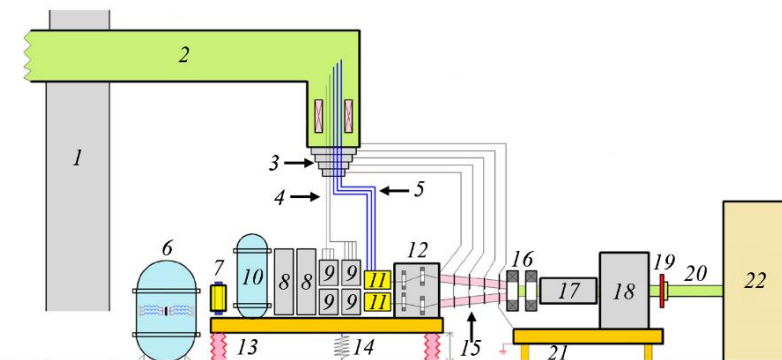


Рис. 1. Оборудование одного дейтериевого инжектора, вид сбоку в зале ТРТ: 1 — стена зала ТРТ; 2 — элегазовый высоковольтный фидер (5—6 атм); 3 — коаксиальные высоковольтные электродовы в фидере (0, -100, -200, -300, -400 кВ от границы фидера внутрь); 4 — восемь ВЧ-кабелей по 100 кВт; 5 — три высоковольтных кабеля -125 кВ; 6 — трансформатор питания платформы 1-1; 7 — трансформатор 10 кВ/400 В; 8 — стойка; 9 — ВЧ-трансформатор; 10 — азот; 11 — ионный источник; 12 — вакуумный бак с криопанелями и поворотными магнитами; 13 — платформа 1-1 (потенциал -400 кВ относительно земли); 14 — водяной дроссель (охлаждение ионных источников и ВЧ-трансформаторов); 15 — ускорительные трубки; 16 — магнитные линзы; 17 — нейтрализатор с системой питания; 18 — магнитный сепаратор и приёмник ионов; 19 — шиббер; 20 — патрубок ТРТ; 21 — платформа 1-2 (земляной потенциал); 22 — ТРТ

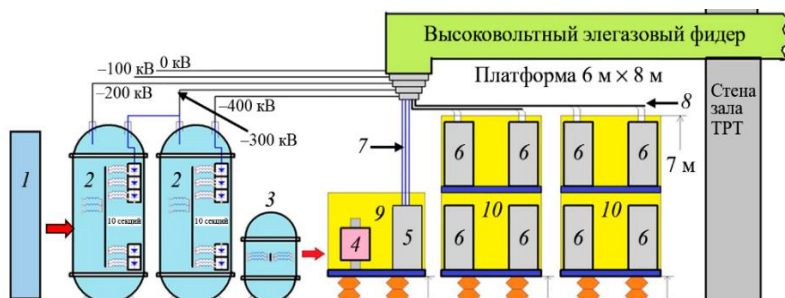


Рис. 2. Оборудование одного дейтериевого инжектора, вид сбоку в зале энергетики инжекторов ТРТ: 1 — четыре инвертора 1 кГц/2,5 МВт; 2 — четыре выпрямителя -100 кВ/25 А; 3 — трансформатор 10 кВ/10 кВ; 4 — PSM-трансформаторы; 5 — PSM-модули; 6 — ВЧ-генераторы; 7 — три высоковольтных кабеля по -125 кВ; 8 — восемь ВЧ-кабелей по 100 кВт; 9 — платформа 2-1 (под потенциалом -400 кВ); 10 — платформа 2-2 (под потенциалом -400 кВ)

На заземлённой платформе инжектора находятся фокусирующие линзы, нейтрализаторы с системой питания и откачки, магниты, сепараторы, водоохлаждаемые приёмники ионов. Для питания дуговых разрядов нейтрализаторов необходимо к каждому подвести мощность 300—400 кВт и организовать соответствующее охлаждение.

Для питания двух ионных источников инжектора планируется использование трёх сухих многообмоточных трансформаторов с воздушно-барьерной изоляцией. Это уменьшает их вес по сравнению с литой изоляцией. Вторичные обмотки каждого трансформатора подключаются к выпрямителям, которые подключаются последовательно и формируют ускоряющее и вытягивающее напряжение. Перед поставкой АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» необходимо испытание всех шести ионных источников на полную мощность и плановую длительность 100 с.

Ориентировочная площадь для размещения электрооборудования инжектора составляет около 500 м².

Система водяного охлаждения. Тепловые потери инжектора и систем питания оцениваются мощностью 7 МВт, которые должны быть сняты системой водяного охлаждения. Оценим объём воды, необходимый для охлаждения узлов инжектора. За время рабочего импульса установки $t = 100$ с суммарная выделяющаяся энергия составит не менее $Q = P \cdot t = = 7 \cdot 10^6 \cdot 100 = 0,65$ ГДж. Пусть за время импульса охлаждающая жидкость (вода) нагреется на $\Delta T = 30$ °С. Массу

воды m можно рассчитать из уравнения $Q = c \cdot m \cdot \Delta T$, где c — удельная теплоёмкость воды 4200 Дж/(кг·К). Масса воды, необходимая для съёма такого количества тепла, составляет около $m \sim 5,5$ т. Для трёх инжекторов эта величина будет около 16,5 т. Особенность системы охлаждения в том, что её части находятся при различных потенциалах: на нулевом, -380 кВ, -500 кВ и на промежуточных потенциалах электродов ускорительной трубки -100 , -200 , -300 кВ.

Первый контур находится под нулевым (земляным) потенциалом. На заземлённых элементах инжектора, находящихся в зале ТРТ, должно выделяться 2,7 МВт тепловой мощности. Для обеспечения снятия такой мощности необходимо нагреть во время «выстрела» около 2,2 т воды на 30° . Предполагается, что контур охлаждения будет состоять из двух баков для воды, насоса и патрубков охлаждения. В баке с водой содержится ~ 3 т холодной дистиллированной деионизованной воды. Во время импульса эта вода с помощью насоса по патрубкам охлаждения снимает тепло с нагреваемых элементов и переливается во второй бак с расходом 30 л/с. При такой конструкции длина охлаждающих патрубков не будет превышать 10 м, они могут быть проводящими, т.е. стальными. Гидравлический расчёт показывает, что потери давления в таких стальных патрубках диаметром 50 мм не будут превосходить 4 атм. С учётом потерь давления в охлаждаемых элементах оборудования потери давления не должны превышать 10 атм. Насос должен обеспечивать такое давление. Питание насоса, находящегося на земляном потенциале, должно быть подано в зал ТРТ.

Второй контур системы охлаждения находится под потенциалом -380 кВ, третий — под потенциалом -500 кВ. Эскизная схема контуров представлена на рис. 3.

Для охлаждения элементов в этих контурах необходимо прокачивать по 1 т воды за время импульса. Каждый контур охлаждения состоит из двух баков для воды, насоса и патрубков охлаждения. В баке с водой содержится холодная дистиллированная деионизованная вода с удельным сопротивлением 1 МОм·см. Во время импульса эта вода с помощью насоса по патрубкам охлаждения снимает тепло с нагреваемых элементов и переливается во второй бак с расходом 10 л/с. При этом баки и насос каждого контура должны быть установлены на диэлектрических платформах, выдерживающих соответствующие напряжения. При такой конструкции длина охлаждающих патрубков не будет превышать 10 м. Основные части линий можно сделать проводящими, а часть — с диэлектрической развязкой, так как они будут подходить к ионному источнику и элементы системы охлаждения не должны создавать дополнительной ёмкости. Гидравлический расчёт показывает, что потери давления в трубах диаметром 50 мм не будут превосходить 0,6 атм., а в трубах диаметром 30 мм не будут превосходить 6 атм. С учётом потерь давления в охлаждаемых элементах аппаратуры потери давления не должны превышать 10 атм. Питание каждого насоса должно быть доставлено в зал ТРТ с помощью соответствующих высоковольтных фидеров с элегазовой изоляцией через разделительные трансформаторы 380/380 В 50 Гц с вторичной обмоткой под постоянным потенциалом

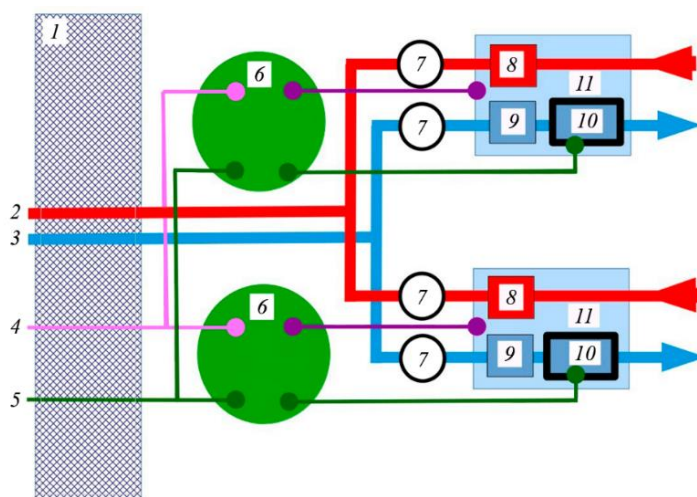


Рис. 3. Эскизная схема второго и третьего контуров системы охлаждения: 1 — бетонная защита зала ТРТ; 2 — контур отвода горячей воды; 3 — контур подачи холодной воды; 4 — электропитание 6 кВ, 50 Гц; 5 — электропитание 380 В, 50 Гц; 6 — бак с разделительным трансформатором 380/380 и высоковольтным выпрямителем, создающим на вторичной обмотке переменное напряжение 380 В под постоянным напряжением -380 , -500 кВ; 7 — физическое ручное разъединение водопроводных труб; 8 — баки для горячей дистиллированной деионизованной воды (ДДВ) на диэлектрических платформах, объём не менее $1,25$ м³; 9 — баки для холодной ДДВ на диэлектрических платформах, объём не менее $1,25$ м³; 10 — насос прокачки воды по охлаждающим контурам инжектора; 11 — диэлектрическая платформа, каждая платформа находится под постоянным потенциалом -380 , -500 кВ относительно земли

–380, –500 кВ. Трансформаторы электропитания охлаждения инжектора должны находиться на платформе инжектора и входить в его состав.

Четвёртый контур системы охлаждения предназначен для снятия тепла с электродов ускорительной трубки инжектора, находящихся под потенциалами –100, –200 и –300 кВ.

Контур охлаждения состоит из двух баков для воды, насоса, патрубков и диэлектрического дросселя. В баке с водой содержится 100 л холодной дистиллированной деионизованной воды. Во время импульса эта вода с помощью насоса по патрубкам охлаждения и диэлектрическому дросселю снимает тепло с нагревающихся элементов и переливается во второй бак с суммарным расходом 0,8 л/с. Под инжектором в зале ТРТ установлен водяной диэлектрический дроссель. Эскизная схема дросселя представлена на рис. 4. Длина шлангов дросселя определяется исходя из недопустимости пробоя по воде высоковольтных частей инжектора на землю. Максимальное напряжение на промежуточных электродах ускорительных трубок инжектора –300 кВ. Расчётная величина напряжённости поля в дросселе около 100 В/см, т.е. необходимая длина шлангов $l = 300\,000\text{ В}/100\text{ (В/см)} = 3000\text{ см} = 30\text{ м}$. Через дроссель вода как подаётся, так и снимается с тепловых элементов инжектора, т.е. общая длина шлангов в дросселе будет не менее 60 м. Дроссель будет расположен под высоковольтной платформой инжектора.

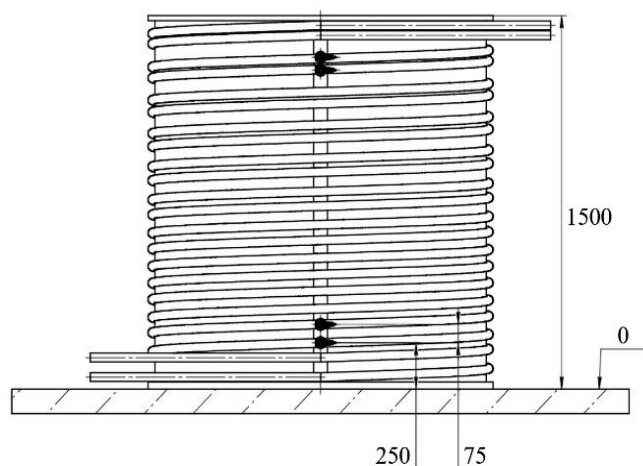


Рис. 4. Схема диэлектрического дросселя системы охлаждения

выстрела около 2 т воды на 30°. Контур охлаждения состоит из двух баков для воды, насоса и патрубков охлаждения. В баке с водой содержится 2,5 т холодной дистиллированной деионизованной воды. Во время импульса эта вода с помощью насоса по патрубкам охлаждения снимает тепло с нагревающихся элементов и переливается во второй бак с расходом 25 л/с. При такой конструкции длина охлаждающих патрубков не будет превышать 10 м. Гидравлический расчёт показывает, что потери давления в патрубках диаметром 50 мм не будут превосходить 4 атм. С учётом потерь давления в охлаждаемых элементах аппаратуры потери давления не должны превышать 10 атм.

В помещениях размещения оборудования инфраструктуры инжектора необходимо расположить бак объёмом 8 м³ для приёма горячей деионизованной воды из систем охлаждения инжектора, расположенных как в зале ТРТ, так и вне зала. Необходимы насосы с системой труб диаметром 100 мм для перекачки горячей воды из баков зала ТРТ во внешний бак и обратно. Патрубки на время импульса и подачи высокого напряжения на элементы инжектора механически отсоединяются от баков в зале ТРТ. После снятия высокого напряжения патрубки пристыковываются к бакам, и с помощью насоса нагретая вода перекачивается во внешний бак. В течение 1 ч между рабочими импульсами установки горячая вода во внешнем баке через теплообменник охлаждается до комнатной температуры водой АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ». Затем охлаждённая вода через патрубки, механически пристыкованные к бакам в зале ТРТ, распределяется к следующему рабочему импульсу. После этого патрубки механически отсоединяются от каждого контура охлаждения в зале ТРТ.

Гидравлический расчёт показывает, что потери давления в таких полиэтиленовых патрубках диаметром 30 мм не будут превосходить 0,2 атм., а в змеевиках охлаждения на электродах диаметром 8 мм не будет превосходить 5,5 атм. Насос должен обеспечивать давление 10 атм. (с запасом).

В помещениях размещения оборудования инфраструктуры инжектора необходимо разместить пятый контур системы охлаждения, который находится под нулевым (земляным) потенциалом.

На заземлённых элементах инфраструктуры инжектора должно выделяться 2,3 МВт тепловой мощности. Для обеспечения снятия такой мощности необходимо нагреть во время

За интервал времени между рабочими импульсами установки (около 1 ч) теплоноситель должен быть охлаждён до комнатной температуры. Для этих целей в схеме присутствует теплообменник, первичный контур которого подключён к системе подачи дистиллированной воды. В качестве охладителя выступает техническая вода. Мощность теплообменника должна составлять величину не менее 200 кВт.

Для обеспечения необходимых параметров прокачки воды через теплообменник в контур охлаждения помещён водяной насос.

В здании размещения оборудования инфраструктуры необходимо разместить дополнительный бак хранения дистиллированной деионизованной воды. В данном баке вода должна храниться при проведении ремонтных и регламентных работ в системе водоохлаждения. Охлаждающая вода должна быть очищена деионизованной водой, чтобы она имела высокое сопротивление. ГНЦ РФ ТРИНИТИ может обеспечить производство такой воды.

Кроме того, в процессе пуско-наладочных, а также испытательных работ на инжекторе необходимо предусмотреть отдельное водяное охлаждение для приёмников атомарных пучков дейтерия суммарной мощностью 6,5 МВт. Такое охлаждение не будет использоваться во время работы инжектора вместе с токамаком.

Оборудование для обеспечения вакуумной откачки. Криогенные насосы разработаны в ИЯФ СО РАН им. Г.И. Будкера и будут входить в состав оборудования инжектора. Они устанавливаются в вакуумном объёме тракта низкой энергии на высоковольтной платформе, в камерах откачки на входе и выходе нейтрализаторов на нулевом потенциале.

Оборудование, обеспечивающее работу криогенных насосов, будет находиться при нулевом потенциале в здании размещения оборудования инфраструктуры инжектора. Оно будет состоять из генератора жидкого азота, танка, в котором будет осуществляться накопление жидкого азота, и водяного охлаждения генератора технической водой.

В вакуумном объёме планируется установить несколько криопанелей, которые будут охлаждаться 16 двухступенчатыми криогенными рефрижераторами, аналогичными RDE 418 SA (1,8 Вт при 4,2 К), с замкнутым циклом гелия и обеспечивать скорость откачки 1 млн л/с. Потребление жидкого азота этой системой откачки составляет около 100 л/ч. Подача жидкого азота должна быть непрерывной и будет осуществляться из танка, расположенного на высоковольтной платформе. Исходя из суточного потребления жидкого азота, объём танка для жидкого азота составляет 3 м³.

Для создания жидкого азота будет использован генератор жидкого азота из атмосферного воздуха. Азот производится на месте и хранится в сосуде Дьюара. Стандартный генератор жидкого азота состоит из воздушного компрессора, блока фильтров, азотного генератора, криогенного рефрижератора и сосуда Дьюара. Воздушный компрессор и блок фильтров подают чистый сухой сжатый воздух в азотный генератор. Азотный генератор использует сжатый воздух для производства газообразного азота. Газообразный азот поступает в сосуд Дьюара, где он сжижается и хранится. Для сжижения азота используется криогенный рефрижератор. Предлагаемый генератор полностью автоматический и остановится при наполнении сосуда Дьюара. Жидкий азот можно извлечь из сосуда Дьюара независимо от того, работает криогенный рефрижератор или нет. Работа криогенного рефрижератора основана на замкнутом цикле расширения гелия. Система состоит из двух основных компонентов: гелиевой компрессорной установки, которая сжимает хладагент и отводит тепло из системы, и охлаждающей головки, которая пропускает хладагент через один или более циклов расширения для его охлаждения до криогенных температур. Газообразный хладагент, используемый в криогенном рефрижераторе, — гелий 99,999%-ной чистоты. Гибкие трубки из нержавеющей стали подают сжатый гелий из компрессорной установки к охлаждающей головке, а гелий низкого давления — в обратном направлении.

Компрессор с масляной смазкой сжимает чистый гелий низкого давления, возвращающийся от охлаждающей головки. Теплота сжатия отводится через теплообменник, а масло от процесса сжатия удаляется в серии масляных сепараторов и фильтров. Сжатый гелий затем подаётся к охлаждающей головке посредством гибкой гелиевой трубки высокого давления. В охлаждающей головке адиабатическое расширение гелия и последующий отвод тепла позволяют достигнуть криогенных температур. Гелий низкого давления затем возвращается в компрессорную установку через гелиевую гибкую трубку низкого давления.

В начале каждого рабочего дня жидкий азот из танка накопления должен быть перелит в танк, расположенный на высоковольтной платформе. Перекачка жидкого азота из одного танка в другой осуществляется по металлическим азотопроводам. После перекачки жидкого азота азотопровод должен быть механически отсоединён от бака, находящегося на высоковольтной платформе. Доставка азота будет осуществляться через помещения, находящиеся на первом этаже здания 220. Необходимо обеспечить безопасный режим работы персонала в данных помещениях.

Система газонапуска. Для управления шиберами диаметром 800 мм, установленными на ионных источниках, будет использоваться сухой воздух под давлением 6 атм. Для его получения отдельно от системы сжатого воздуха, где точка росы и пылесодержание не лимитируются, можно применить поршневой компрессор с устройством осушки. Вблизи него будет установлен газовый пульт с манометрами и измерителем точки росы.

Экономические характеристики. Экономические характеристики описанного оборудования, необходимого для функционирования инжекторов, должны быть в соответствии с ГОСТами на проектирование рассчитаны в процессе создания проекта. При этом следует учесть, что к площадке АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» может быть подключено необходимое для инжекторов энергопитание, имеются система создания деионизованной воды и технологические службы, обладающие квалификацией для обслуживания инфраструктуры инжектора.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время в России проектируется токамак с реакторными технологиями. Отличительной особенностью токамака являются высокотемпературные сверхпроводящие обмотки, большое магнитное поле 8 Тл и длительный режим рабочего импульса не менее 100 с. Основным средством дополнительного нагрева плазмы токамака будет инжекция атомарных пучков энергией 500 кэВ. В состав системы инжекционного нагрева входят три сдвоенных инжектора с общей мощностью нагрева плазмы 21 МВт, которые должны работать не менее 100 с. Для обеспечения работы инжекторов требуется создать обеспечивающую инфраструктуру. В данной работе рассмотрено размещение системы электропитания инжекторов. Показано, что ориентировочная площадь для размещения электрооборудования для трёх инжекторов составляет около 1500 м². Это означает, что размещение оборудования будет как в пределах экспериментального зала, так и за пределами здания. В структуре электропитания для обеспечения качественной электроизоляции предлагается использовать элегаз. Оценки по тепловому балансу показали, что для охлаждения системы инжекции во время работы требуется снять мощность около 20 МВт. Для этого предложена система водяного охлаждения, которая включает пять водяных контуров. Для работы крионасосов с целью обеспечения вакуума будут созданы криогенная система получения жидкого азота и гелиевая система.

Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом» по государственному контракту от 22.04.2024 № Н.4к.241.09.24.1043 и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Conceptual Design Report on JT-60 SA, 05-2. Physical Assessment.pdf.**
2. **Lee G.S. and the KSTAR Team.** Design and Construction of the KSTAR Tokamak. — Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, №10, p. 1515.
3. **Gao X., Yang Y., Zhang T. et al.** Key issues for long-pulse high- β_N operation with the Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST). — Ibid., 2017, vol. 57, p. 056021.
4. **Ryter F. et al.** Experimental studies of electron transport. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, vol. 43, A323.
5. **Prater R. et al.** Highly Localized Electron Cyclotron Heating and Current Drive and Improved Core Transport in DIII-D. — In: Proc. of 18th IAEA Fusion Energy Conf. Sorrento, Italy, 4—10 Oct., 2000, IAEA-CN-77/EX8/1.
6. **Бельченко Ю.И., Давыденко В.И., Дейчули П.П. и др.** Исследования по физике и технике ионных и атомарных пучков в ИЯФ СО РАН. — УФН, 2018, т. 188, № 6, с. 595—650.

7. **Леонов В.М., Коновалов С.В., Жоголев В.Е., Кавин А.А., Красильников А.В., Куянов А.Ю., Лукаш В.Э., Минеев А.Б., Хайрутдинов Р.Р.** Сценарии разряда токамака с реакторными технологиями — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 986—997.
8. **Бельченко Ю.И., Бурдаков А.В., Давыденко В.И. и др.** Возможная схема инжектора атомарного пучка для нагрева плазмы и генерации тока в токамаке TRT. — Там же, 2021, т. 47, № 11, с. 1031—1037.



Евгений Валентинович Грабовский, начальник отделения, к.т.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
angara@triniti.ru



Иван Анатольевич Барыков, младший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
iabarykov@triniti.ru



Мария Эдуардовна Громова, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
gromova@triniti.ru



Николай Борисович Родионов, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
nbrodник@triniti.ru



Вячеслав Вячеславович Колмогоров, заведующий лабораторией, д.т.н.; ИЯФ СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, д. 11, Россия
V.V.Kolmogorov@inp.nsk.su



Игорь Владимирович Шиховцев, и.о. заведующего лабораторией, к.ф.-м.н.; ИЯФ СО РАН, 630090, Новосибирск, просп. акад. Лаврентьева, д. 11, Россия
I.V.Shikhovtsev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 29 декабря 2024 г.

После доработки 16 октября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 64—71.



УДК 533.932, 621.039.616

АНАЛИЗ ПИКIROВАННОСТИ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПРИ ЦЕНТРАЛЬНОМ ЭЦР-НАГРЕВЕ В ТОКАМАКЕ Т-10

В.Ф. Андреев, А.С. Асеев, А.А. Борщеговский, С.Е. Лысенко, Т.Б. Мялтон, И.Н. Рой, Д.С. Сергеев

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье представлены результаты анализа уплотнения профиля плотности и изменения обратной градиентной длины спада профиля плотности (ОГДСП) после включения центрального ЭЦР-нагрева в токамаке Т-10. Рассмотрены две серии экспериментов с разной средней хордовой плотностью в омическом режиме перед включением нагрева. В каждой серии от импульса к импульсу последовательно изменялся полный ток плазмы при фиксированной средней плотности и мощности ЭЦР-нагрева. При этом мощность ЭЦР-нагрева в несколько раз превышала мощность омического нагрева. Было показано, что на стадии с ЭЦР-нагревом пикированность профиля плотности и профиль ОГДСП становятся практически одинаковыми в каждой серии экспериментов. Данное обстоятельство указывает на формирование «жесткого» профиля ОГДСП при мощном центральном ЭЦР-нагреве. Свойство «жесткости» профиля ОГДСП требует его учёта в транспортных моделях при анализе эволюции плотности.

Ключевые слова: токамак, нагрев на электронно-циклотронном резонансе (ЭЦР), вынос плотности, пикированность профиля плотности, обратная градиентная длина спада профиля плотности.

ANALYSIS OF DENSITY PROFILE PEAKING DURING ON-AXIS ECR HEATING IN THE T-10 TOKAMAK

V.F. Andreev, A.S. Aseev, A.A. Borshchegovskij, S.E. Lysenko, T.B. Myalton, I.N. Roy, D.S. Sergeev

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The article presents the results of the analysis of the density profile peaking factor and the inverse gradient length of the density profile falloff after switching-on the on-axis ECR heating in the T-10 tokamak. Two series of experiments with different average chord densities in the ohmic regime before switching on the heating are considered. In each series, the total plasma current was changed from pulse to pulse at a fixed average density and the ECR heating power. In this case, the ECR heating power was several times higher than the ohmic heating power. It was shown that at the stage with ECR heating, the density profile peaking factor and the inverse gradient length of the density profile falloff become almost the same in each series of experiments. This circumstance indicates the formation of a “rigid” inverse gradient length of density profile fall-off with high-power on-axis ECR heating. Such rigid property of the inverse gradient length of density profile fall-off requires its consideration in transport models, when analyzing the density evolution.

Key words: tokamak, electron cyclotron resonance heating (ECRH), density pump-out, density profile peaking factor, inverse gradient length of the density profile fall-off.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты с центральным нагревом на частоте электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР) показали, что существует вынос частиц из зоны нагрева на периферию — так называемый эффект «density pump-out». Данный эффект наблюдался экспериментально в разных режимах на многих токамаках [1—5] и стеллараторах [6—8].

Следует отметить, что исследование выноса частиц при центральном ЭЦР-нагреве важно для токамака-реактора ИТЭР, так как основной вклад тепла в реакторе будут давать α -частицы, при этом большая часть тепла пойдёт к электронам в центральной области плазмы. Также на ИТЭР планируется дополнительно до 40 МВт ЭЦР-мощности. Изучение переноса частиц важно и для токамака Т-15МД, в котором будет 8 МВт мощности, вводимой с помощью ЭЦР-нагрева.

Известно, что пикированность профиля плотности в токамаке является результатом внутреннего пинча частиц, однако природа этого эффекта до сих пор остаётся неизвестной. Согласно теоретическим представлениям за скорость пинчевания частиц v_n , в основном, могут отвечать следующие три механизма: неоклассический Вейеровский пинч (Ware pinch) [9], турбулентное равнораспределение по степеням свободы (turbulent equipartition — ТЕР) [10] и турбулентная термодиффузия (TTD) [11].

Последние два механизма связаны с развитием или подавлением ионной температурно-градиентной неустойчивости (ITG) и неустойчивости на запертых электронах (TEM). Согласно теории ТЕР, скорость пинчевания частиц пропорциональна кривизне линий магнитного поля $\frac{1}{qH} \frac{\partial qH}{\partial r}$ (q — запас устойчивости,

H — геометрический фактор, $H = B_0 \frac{dVol}{2R_0 dr}$, B_0 — тороидальное магнитное поле, R_0 — большой радиус, Vol — объём плазмы, а теория турбулентной термодиффузии даёт поток частиц, пропорциональный логарифмическому градиенту электронной температуры $\frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r}$.

В исследованиях эффекта «density pump-out» при включении центрального ЭЦР-нагрева на токамаке ASDEX Upgrade [12] его объясняли изменением термодиффузионного потока в рамках теории неустойчивостей ITG и TEM. В режимах, когда наблюдается уплощение профиля плотности при ЭЦР-нагреве, доминирует неустойчивость TEM (низкая плотность плазмы), а в режимах, где не наблюдается существенного изменения профиля плотности при ЭЦР-нагреве (высокая плотность плазмы), доминирует неустойчивость ITG.

В работе [5] гирокинетическое моделирование (TGLF) показало, что после включения ЭЦР-нагрева и достижения плазмой нового равновесия действительно происходит переход от ITG к TEM около середины радиуса. Однако он происходит в центре плазмы только через 100 мс, что существенно превосходит энергетическое время жизни. С другой стороны, вынос плотности начинается сразу после включения ЭЦР-нагрева. Линейное гирокинетическое моделирование с TGLF также показывает, что одновременно с выносом плотности происходит увеличение турбулентности, а доплеровское обратное рассеяние (DBS) измеряет мгновенное увеличение флуктуаций плотности в том же радиальном месте. Таким образом, численные расчёты вместе с экспериментальными измерениями показывают, что начало выноса плотности после включения ЭЦР-нагрева является не результатом смены типа турбулентности (перехода от ITG к TEM), а результатом роста турбулентности, за которым следует переход от ITG к TEM. Это подчёркивает необходимость изучения не только стационара после ЭЦР-нагрева, но и самой динамики переходного процесса.

Анализ экспериментальных данных токамака TCV показал, что уплощение профиля плотности, вызванное включением центрального ЭЦР-нагрева в L-моду при низкой плотности плазмы, не может быть объяснено только за счёт уменьшения неоклассического Вейеровского пинча [13]. Необходимо также учитывать изменение аномального (турбулентного) потока частиц, который возникает именно при включении ЭЦР-нагрева.

В работе [14] было показано, что при мощном центральном ЭЦР-нагреве на стеллараторе L-2M формировались даже провальные профили электронной плотности. Эти профили определялись выносом плотности из зоны нагрева, который возникает в результате эффекта «density pump-out».

В некоторых работах утверждается, что с ростом плотности вынос частиц из зоны нагрева уменьшается, но в нашей работе [3] и в работе [4] было показано, что с ростом плотности эффект «density pump-out» растёт до некоторого значения и только потом начинает уменьшаться.

В [4] для изучения эффекта «density pump-out» использовались разные методы нагрева (ECRH, ICRF, NBI) и везде для плотности $\bar{n}_e < 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ наблюдался вынос частиц из зоны нагрева, и с ростом плотности этот эффект увеличивался.

Таким образом, к настоящему времени нет однозначного объяснения эффекта «density pump-out», поэтому требуется его дальнейшее изучение.

Отметим, что одной из важных характеристик профиля плотности, которая характеризует вынос частиц из зоны ЭЦР-нагрева, является изменение пикированности профиля плотности. Пикированность профиля плотности используется как в различных транспортных моделях при анализе эволюции плотности, так и в расчётах по giroкинетическим кодам.

Пикированность профиля плотности можно определить из следующих соотношений [15]:

$$p_n^{(1)} = \frac{nl(0,4a)}{nl(0,8a)}; \quad (1)$$

$$p_n^{(2)} = \frac{n_e(0)}{\langle n_e \rangle}. \quad (2)$$

В формуле (1) $nl(0,4a)$ и $nl(0,8a)$ — результаты хордовых измерений, выполненных по двум интерферометрическим каналам, расположенным на расстоянии $h_1 = 12,6$ см и $h_2 = 25,2$ см от центра камеры, $a = 30$ см — малый радиус токамака. В формуле (2) $\langle n_e \rangle$ — средняя по объёму плотность плазмы.

Следующим важным параметром, характеризующим пикированность плотности плазмы, является величина $1/L_n$ — обратная градиентная длина спада профиля плотности (ОГДСП):

$$1/L_n = \frac{\partial n(\rho)}{\partial \rho} / n_e(\rho) = n_e'(\rho) / n_e(\rho), \quad (3)$$

«inversed electron density gradient length».

Таким образом, целью данной работы является анализ изменения пикированности плотности плазмы и профиля ОГДСП при центральном ЭЦР-нагреве вследствие эффекта «density pump-out» для разных параметров плазмы: средней хордовой плотности и полного тока плазмы на токамаке Т-10.

2. ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В статье подробно анализируются две серии экспериментов на токамаке Т-10 (малый радиус $a_0 = 0,3$ м, большой радиус $R_0 = 1,5$ м). В обеих сериях экспериментов были следующие одинаковые параметры: фиксированное магнитное поле $B = 2,33$ Тл и мощность центрального ЭЦР-нагрева $P_{EC} = 1,1$ МВт (2 гиротрона 130 ГГц) длительностью 200 мс, при этом вклад мощности осуществлялся по центру плазменного шнура. Ввод мощности осуществлялся перпендикулярно магнитному полю. В статье приводится поглощённая ЭЦР-мощность, которая составляет порядка ~90% от вводимой мощности.

В первой серии экспериментов на стационарной омической стадии при фиксированной центральной хордовой плотности плазмы $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ полный ток плазмы изменялся в диапазоне $180 < I_p < 300$ кА.

Во второй серии экспериментов на стационарной омической стадии при фиксированной центральной хордовой плотности плазмы $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ полный ток плазмы также изменялся в диапазоне $210 \text{ кА} < I_p < 300 \text{ кА}$.

Плотность плазмы измерялась с помощью восьмиканального микроволнового и семиканального лазерного интерферометров [16—19].

В этих сериях экспериментов электронная температура измерялась только на периферии плазмы, начиная с 15 см. Поэтому в данной статье ограничимся анализом только эволюции плотности, так как сказать что-то определённое об изменении давления и обратной градиентной длины электронной температуры затруднительно.

На токамаке Т-10 в соответствии с результатами, приведёнными в работе [17], переход из режима LOC (Linear Ohmic Confinement) в режим SOC (Saturated Ohmic Confinement) для омического режима происходит при средней плотности $\bar{n}_e \sim 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а для режима с ЭЦР-нагревом переход от линейной зависимости удержания от плотности к насыщенной наблюдается при средней плотности $\bar{n}_e \sim 4,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Поэтому обе серии экспериментов, анализируемые в данной статье, относятся к линейному режиму удержания.

Отметим следующую особенность рассмотренных импульсов. В обеих сериях экспериментов мощность центрального ЭЦР-нагрева в несколько раз превышала омическую мощность, которая составляла

$P_{\text{OH}} \sim 180$ кВт. Это означает, что результаты анализа, приведённые в данной статье, относятся к случаю мощного нагрева, который может реализовываться, например, в ИТЭР при вкладе мощности от термоядерных α -частиц.

На рис. 1 приведена эволюция средней центральной хордовой плотности \bar{n}_e для 1-й и 2-й серий экспериментов.

Хорошо видно, что во время ЭЦР-нагрева плотность падает, так система газонапуска не успевает поддержать заданную программу по плотности.

Перед тем, как перейти к результатам, отметим, что в качестве локальных значений плотности $n_e(\rho, t)$ будем использовать данные, которые получены после абелизации экспериментальных хордовых сигналов. Описание постановки и решения задачи абелизации подробно приведено в работе [20].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Перед тем, как привести результаты анализа двух серий экспериментов, отметим, почему выбраны именно они:

- обе серии экспериментов были проведены в один и тот же день;

- таким образом, состояние стенки вакуумной камеры токамака было примерно одинаковым для обеих серий импульсов. Это важно, так как на эволюцию плотности при ЭЦР-нагреве сильно влияет поток со стенок камеры, т.е. состояние стенок камеры токамака;

- гиротроны давали одинаковую мощность при центральном ЭЦР-нагреве;

- обе серии импульсов проводились в одинаковой последовательности, т.е. фиксировалась средняя хордовая плотность плазмы и последовательно увеличивался полный ток плазмы от импульса к импульсу;

- таким образом, обе серии экспериментов были проведены в максимально близких между собой экспериментальных условиях;

- поэтому при сравнении результатов можно считать, что на них не влияют особенности экспериментальных условий в разных сериях импульсов.

В статье проанализирована пикированность профиля плотности, вычисленная по формуле (1), так как пикированность плотности по формуле (2) подразумевает использование локальной плотности в центре плазмы. Однако при центральном ЭЦР-нагреве происходит сильное уплощение профиля плотности, в результате точность вычисления центральной плотности при решении задачи абелизации оказывается недостаточной для надёжного использования формулы (2).

На рис. 2, а приведена временная зависимость пикированности профиля плотности $p_n^{(1)}$ для первой серии экспериментов, на рис. 2, б — для второй серии экспериментов на омической стадии ($600 < t < 650$ мс) и на стадии центрального ЭЦР-нагрева ($650 \text{ мс} < t < 850$ мс).

Результаты показали следующее:

- пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ на стационарной омической стадии тем больше, чем меньше полный ток плазмы I_p и чем больше средняя центральная хордовая плотность \bar{n}_e ;

- после включения центрального ЭЦР-нагрева примерно через ~ 20 — 30 мс пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ выходит на новое стационарное значение;

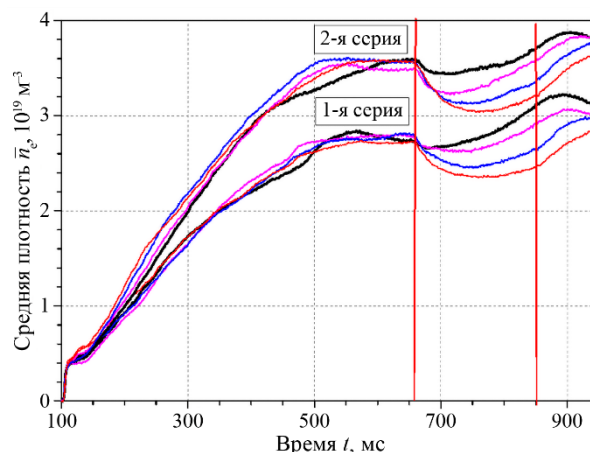


Рис. 1. Временная эволюция средней центральной хордовой плотности в первой серии экспериментов при $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($I_p = 300$ (—), 260 (—), 220 (—), 180 кА (—)) и во второй серии при $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($I_p = 300$ (—), 270 (—), 240 (—), 210 кА (—)). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

— пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ на стадии с ЭЦР-нагревом оказывается тем выше, чем больше средняя хордовая плотность \bar{n}_e на омической стадии разряда, при этом пикированность слабо зависит от полного тока плазмы I_p .

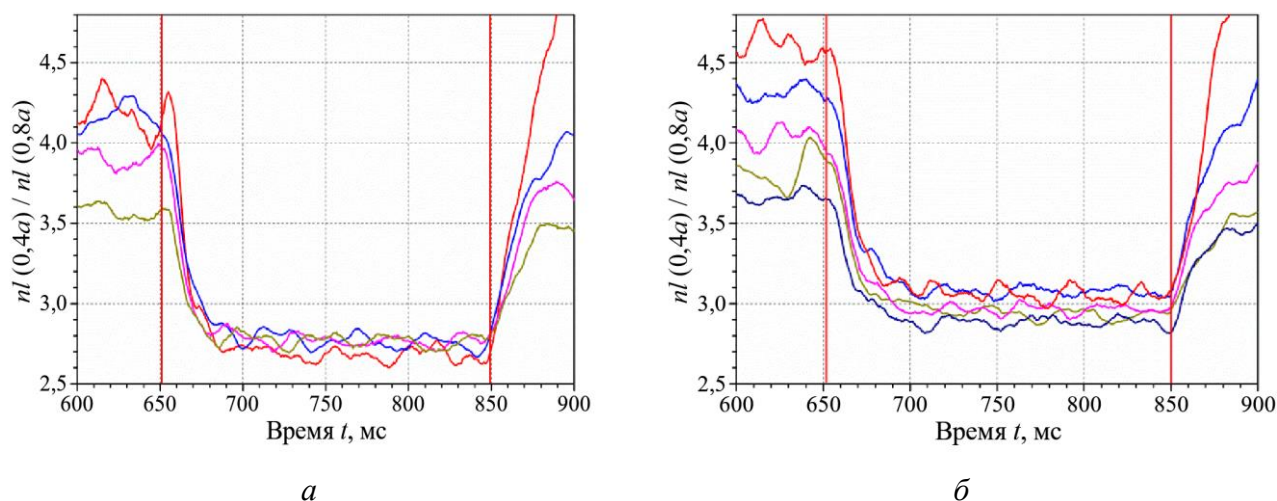


Рис. 2. Временная эволюция пикированности профиля плотности $p_n^{(1)}$ в первой серии импульсов: (— № 62258, $I_p = 180$ кА, $q = 3,88$, — № 62261, $I_p = 220$ кА, $q = 3,17$, — № 62263, $I_p = 260$ кА, $q = 2,68$, — № 62265, $I_p = 300$ кА, $q = 2,33$) (а) и во второй серии импульсов (— № 62266, $I_p = 300$ кА, $q = 2,33$, — № 62267, $I_p = 300$ кА, $q = 2,33$, — № 62268, $I_p = 270$ кА, $q = 2,58$, — № 62269, $I_p = 240$ кА, $q = 2,91$, — № 62270, $I_p = 210$ кА, $q = 3,32$) (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

Далее для первой серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ сравним эволюцию профиля плотности и профиля ОГДСП для импульса № 62258 с током плазмы $I_p = 180$ кА и импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА. Отметим, что эти импульсы максимально отличаются между собой по эффекту «density pump-out», т.е. по выносу плотности из зоны центрального ЭЦР-нагрева.

На рис. 3 приведены временные зависимости основных параметров плазмы для импульса № 62258.

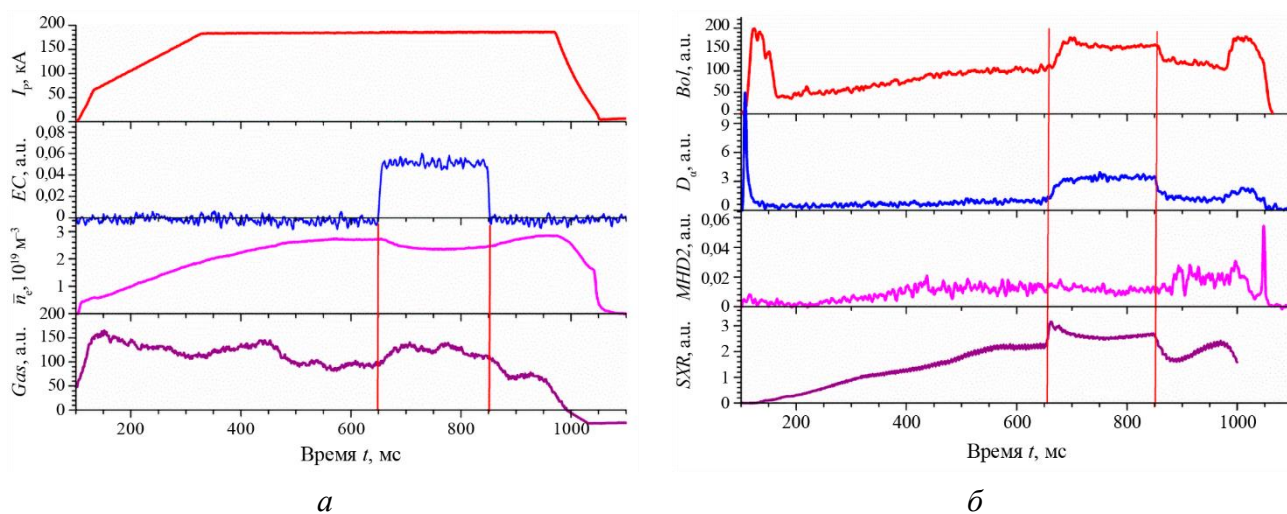


Рис. 3. Временная эволюция тока плазмы I_p , ЭЦР-нагрева EC , центральной хордовой плотности, газонапуска Gas (а), интегральных радиационных потерь Bol , сигнала Da , сигнала магнитного зонда $MHD2$, центральной хорды мягкого рентгена SXR (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

На рис. 4 показаны временные зависимости этих же параметров плазмы для импульса № 62265.

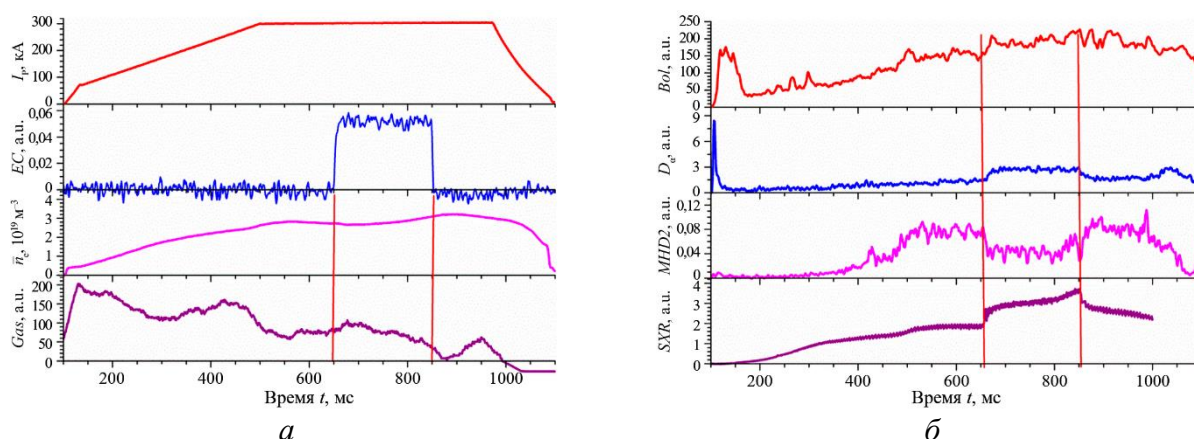


Рис. 4. Временная эволюция тока плазмы I_p , ЭЦР-нагрева EC , средней центральной хордовой плотности \bar{n}_e , газонапуска Gas (а), интегральных радиационных потерь Bol , сигнала D_α , сигнала с магнитного зонда $MHD2$, центральной хорды мягкого рентгена SXR (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

На рис. 3, 4 видно, что после включения ЭЦР-нагрева происходит уменьшение средней центральной хордовой плотности \bar{n}_e и также уменьшается газонапуск. Отметим, что рост сигнала D_α указывает на увеличение потока нейтральных частиц со стенки камеры. Увеличение сигнала Bol свидетельствует об увеличении мощности радиационных потерь, а уменьшение сигнала магнитного зонда $MHD2$ указывает на то, что при включении ЭЦР-нагрева не возбуждаются дополнительные МГД-колебания.

Сравнение временных зависимостей для импульсов № 62258 и № 62265 показывает, что основное отличие наблюдается в изменении центральной хордовой плотности, газонапуска и мягкого рентгеновского излучения. Эти данные указывают на то, что для токов плазмы 180 и 300 кА поток со стенки камеры разный и именно это обстоятельство может определять величину эффекта «density pump-out».

На рис. 5, а приведена эволюция полного числа частиц N_e для импульса № 62258 (ток $i_p = 180$ кА) и импульса № 62265 (ток $I_p = 300$ кА), а на рис. 5, б — зависимость газонапуска от времени для этих же импульсов.

Полное число частиц вычисляется суммированием данных по всем хордам измерения плотности, поэтому разница на омической стадии определяется именно профилем плотности. У тока $I_p = 300$ кА гораздо более широкий профиль, и вычисленное таким образом общее количество частиц у него будет больше, чем у тока $I_p = 180$ кА, у которого более пикированный профиль плотности.

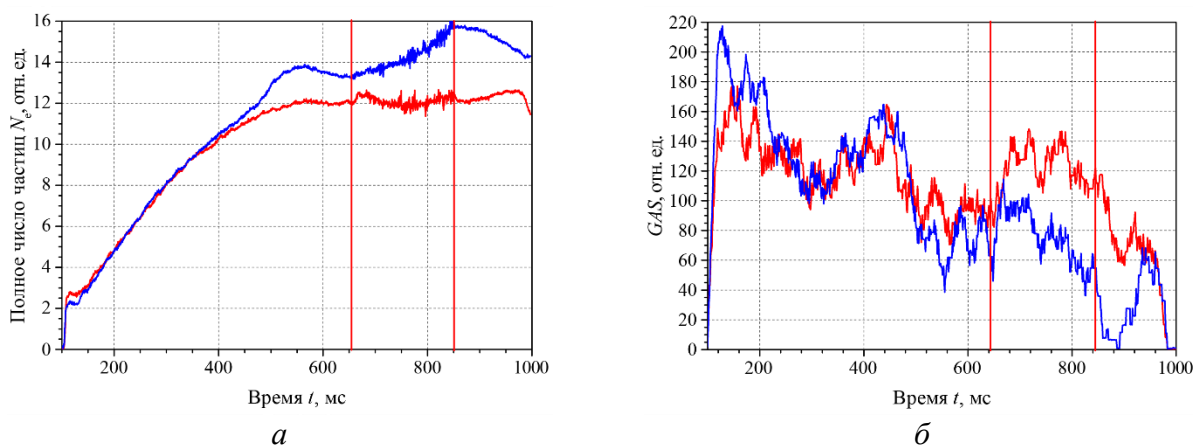


Рис. 5. Временная эволюция: полного числа частиц для импульсов № 62258 (—) и № 62265 (—) (а), зависимость газонапуска от времени (б): — — $I_p = 180$ кА, $\bar{n}_e = 2,7$; — — $I_p = 300$ кА, $\bar{n}_e = 2,7$. Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными линиями

На рис. 5, *a* хорошо видно существенное различие в эволюции полного числа частиц после включения ЭЦР-нагрева. Для импульса № 62258 с током $I_p = 180$ кА полное число N_e слабо изменяется, хотя при этом увеличивается газонапуск (красная кривая на рис. 5, *b*) и растёт поток нейтральных частиц со стенки вакуумной камеры (сигнал D_w). Это означает, что вынос частиц из зоны ЭЦР-нагрева превосходит этот суммарный поток. Противоположная картина наблюдается для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА, где полное число частиц N_e сильно растёт даже при уменьшении газонапуска. Это означает, что поток нейтралов со стенки камеры превосходит вынос плотности из зоны нагрева.

На рис. 6, *a* приведена временная эволюция хордовых сигналов $nl(t)$ для импульса № 62258 с током $I_p = 180$ кА, а на рис. 6, *b* — для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА.

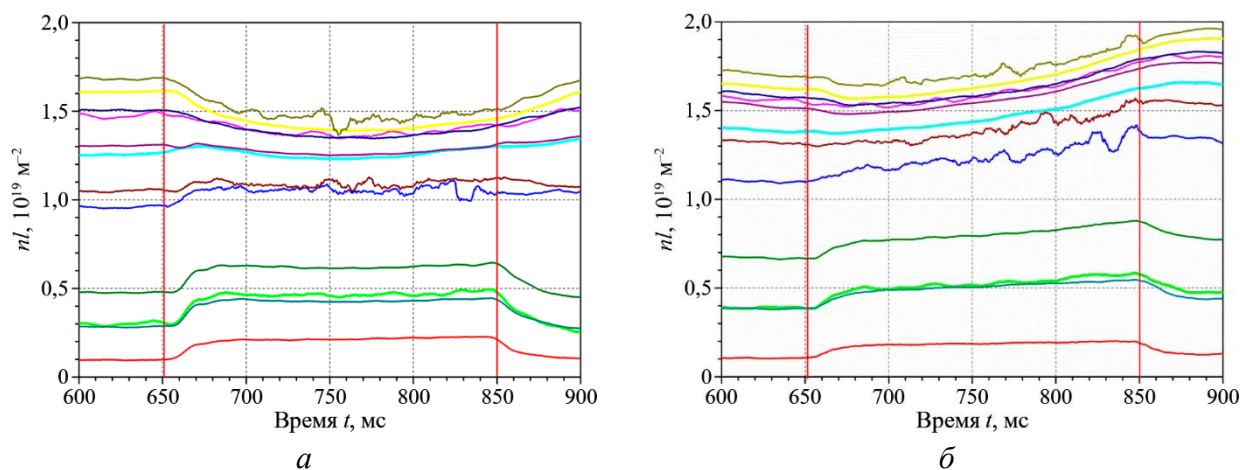


Рис. 6. Временная эволюция хордовых сигналов $nl(t)$ для импульса № 62258 с током плазмы $I_p = 180$ кА (*a*) и для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА (*b*). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными линиями

Хорошо видно, что изменение хордовых сигналов для двух импульсов (см. рис. 6) сильно различается. Для тока $I_p = 180$ кА наблюдается значительный вынос плотности из центральной области, однако для тока плазмы $I_p = 300$ кА вынос плотности из зоны нагрева гораздо меньше. Также для тока $I_p = 300$ кА на стадии ЭЦР-нагрева нет стационара, т.е. всё время происходит изменение плотности.

На рис. 7, *a* показана эволюция профиля плотности $n_e(\rho, t)$ для импульса № 62258 с током $I_p = 180$ кА, на рис. 7, *b* — для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА.

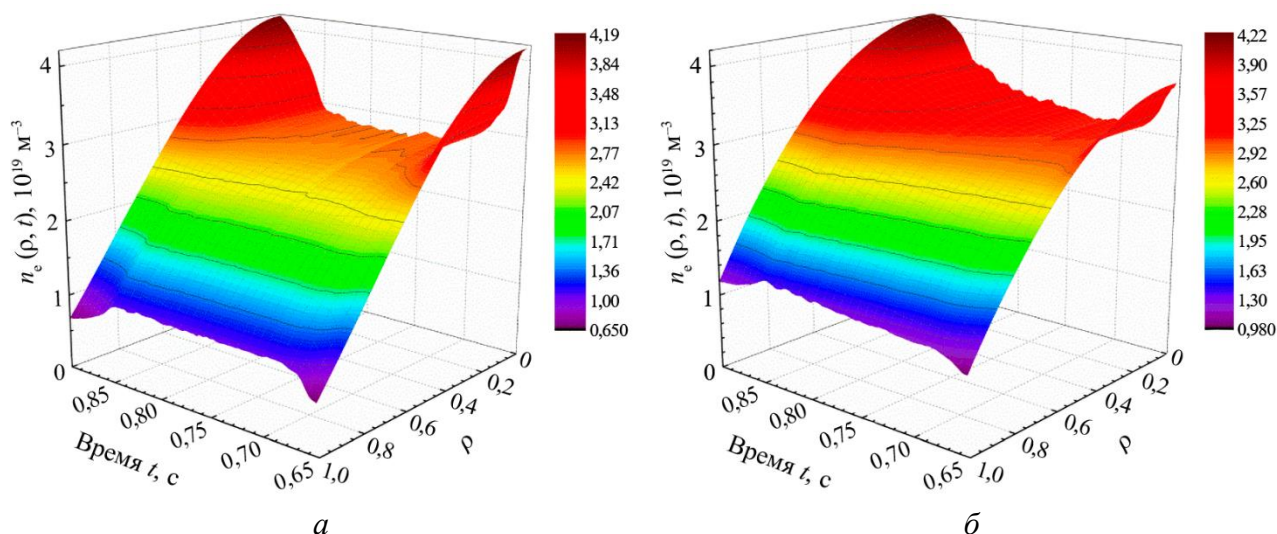


Рис. 7. Временная эволюция профиля плотности $n_e(\rho, t)$ для импульса № 62258 с током плазмы $I_p = 180$ кА (*a*) и импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА (*b*)

Локальные значения плотности, приведённые на рис. 7 и на следующих рисунках, получены в результате абелизации экспериментальных хордовых сигналов [20]. На рисунках видно, что после включения ЭЦР-нагрева происходит уплощение профиля плотности в центральной области плазмы и увеличение плотности на периферии плазмы.

На рис. рис. 8, *a* показана временная эволюция ОГДСП для импульса № 62258 с током $I_p = 180$ кА, на рис. 8, *б* — для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА.

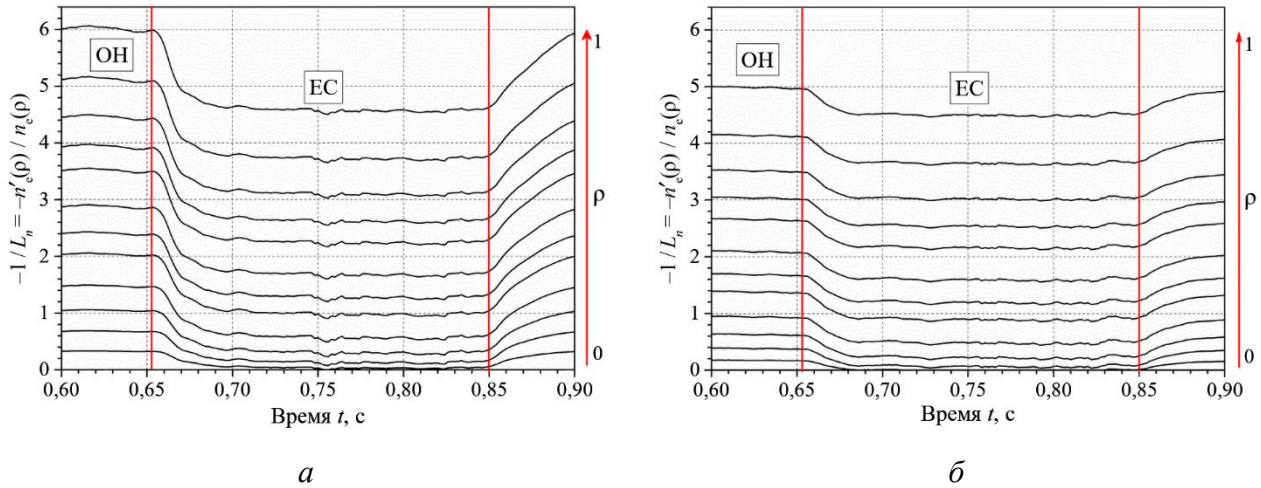


Рис. 8. Эволюция ОГДСП для импульса № 62258 с током плазмы $I_p = 180$ кА (*a*) и для импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА (*б*). Вертикальные линии соответствуют длительности ЭЦР-нагрева

Отметим, что примерно через ~ 20 — 30 мс после включения ЭЦР-нагрева ОГДСП практически перестаёт изменяться для обоих импульсов.

На рис. 9, *a* приведены профили плотности для импульса № 62258 с током плазмы $I_p = 180$ кА и импульса № 62265 с током $I_p = 300$ кА на омической стадии и спустя 80 мс после включения нагрева, на рис. 9, *б* — профиль ОГДСП для тех же моментов времени.

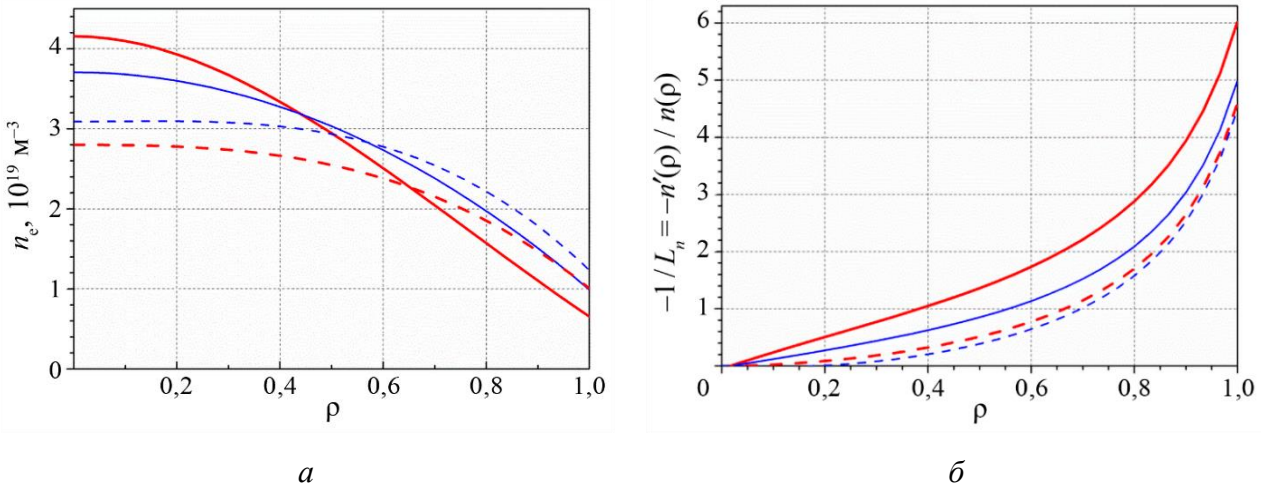


Рис. 9. Профили плотности для импульса № 62258 (красные кривые) и № 62265 (синие кривые) на омической стадии (сплошные кривые) и на стадии с ЭЦР-нагревом (пунктирные кривые) (*a*); профили ОГДСП для импульса № 62258 (красные кривые) и № 62265 (синие кривые) на омической стадии (сплошные кривые) и на стадии с ЭЦР-нагревом (пунктирные кривые) (*б*): — — № 62258, $I_p = 180$ кА, $\Delta t = 0$ мс; — — № 62265, $I_p = 300$ кА, $\Delta t = 0$ мс; - - - № 62258, $I_p = 180$ кА, $\Delta t = 80$ мс; - - - № 62265, $I_p = 180$ кА, $\Delta t = 80$ мс

Результаты показывают, что при одинаковой средней хордовой плотности \bar{n}_e на стационарной омической стадии чем меньше полный ток в плазме, тем сильнее проявляется эффект «density pump-out».

Также видно, что на омической стадии профили плотности и профили ОГДСП различаются для импульсов с разной величиной тока плазмы. Однако на стадии с ЭЦР-нагревом, хотя центральные хордовые плотности различаются между собой (см. рис. 1), характеристики плотности, такие как градиенты и профили ОГДСП, близки между собой. Это означает, что пикированность профиля плотности у них одинаковая. Это хорошо видно на рис. 9, б, где профили ОГДСП на стадии с ЭЦР-нагревом практически совпадают.

На рис. 10, а приведены профили ОГДСП на омической стадии для первой серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, на рис. 10, б — профили ОГДСП на стадии с центральным ЭЦР-нагревом для этих же импульсов.

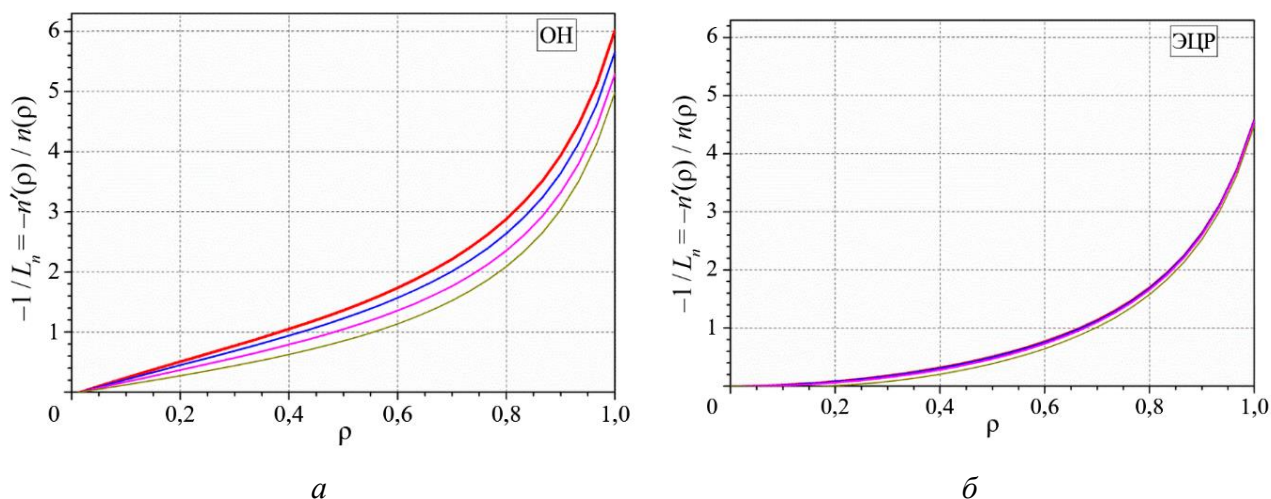


Рис. 10. Профили ОГДСП для первой серии импульсов при $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на омической стадии разряда (а) и на стадии с ЭЦР-нагревом (б): — № 62258, $I_p = 180 \text{ кА}$; — № 62258, $I_p = 220 \text{ кА}$; — № 62258, $I_p = 260 \text{ кА}$; — № 62258, $I_p = 300 \text{ кА}$

Таким образом, результаты анализа первой серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ показали следующее. Профили ОГДСП на омической стадии для импульсов с током плазмы в диапазоне от $I_p = 180 \text{ кА}$ до $I_p = 300 \text{ кА}$ разные, и чем меньше ток, тем профиль ОГДСП более пикированный. После включения центрального ЭЦР-нагрева примерно через $\sim 20\text{—}30 \text{ мс}$ происходит перестройка профиля ОГДСП. В результате профили ОГДСП становятся практически одинаковыми для всех токов из данного диапазона.

Приведём результаты анализа второй серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Сравним эволюцию профилей плотности и ОГДСП для импульса № 62270 с током плазмы $I_p = 210 \text{ кА}$ и импульса № 62267 с током $I_p = 300 \text{ кА}$. Эти импульсы значительно различаются по эффекту «density pump-out».

На рис. 11 для импульса № 62270 показаны временные зависимости основных параметров плазмы.

На рис. 12 для импульса № 62267 приведены временные зависимости этих же параметров плазмы.

Из рис. 11 и 12 видно, что после включения ЭЦР-нагрева происходит уменьшение средней центральной хордовой плотности \bar{n}_e и газонапуска. Увеличение сигнала D_a указывает на рост потока нейтральных частиц со стенки вакуумной камеры. Также видно уменьшение сигнала магнитного зонда MHD2, что может свидетельствовать о том, что после включения ЭЦР-нагрева не возбуждаются дополнительные МГД-колебания.

Сравнение временных зависимостей для двух значений тока плазмы показывает, что основное отличие наблюдается в величине газонапуска, мягком рентгеновском излучении и уменьшении центральной хордовой плотности. Данное обстоятельство может указывать на разное влияние потока со стенок для тока плазмы $I_p = 180 \text{ кА}$ и $I_p = 300 \text{ кА}$.

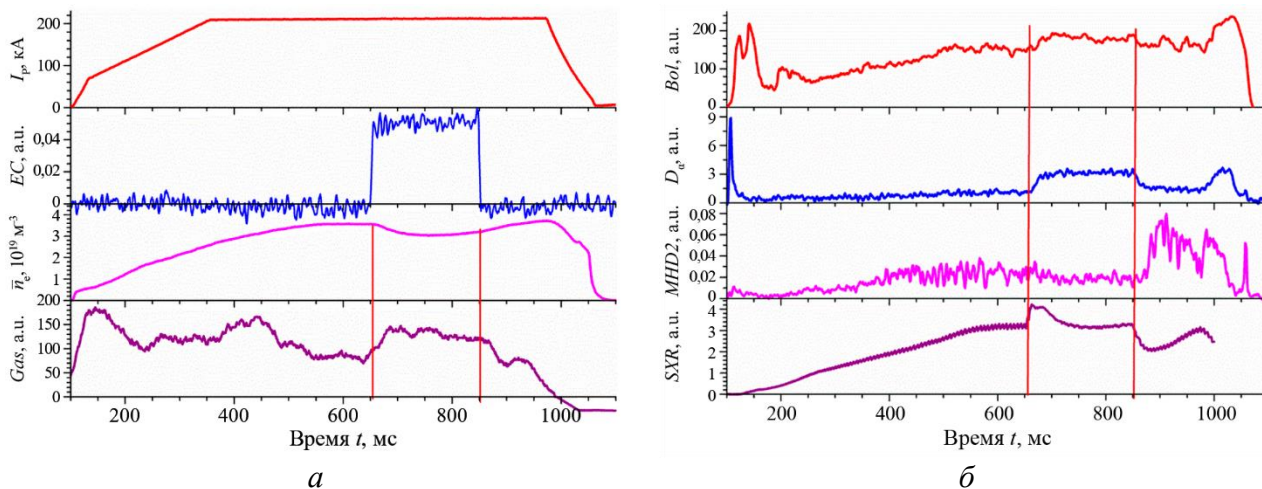


Рис. 11. Временная эволюция тока плазмы I_p , ЭЦР-нагрева EC , центральной хордовой плотности \bar{n}_e , газонапуска Gas (а), интегральных радиационных потерь Bol , сигнала D_α , сигнала магнитного зонда $MHD2$, центральной хорды мягкого рентгена SXR (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

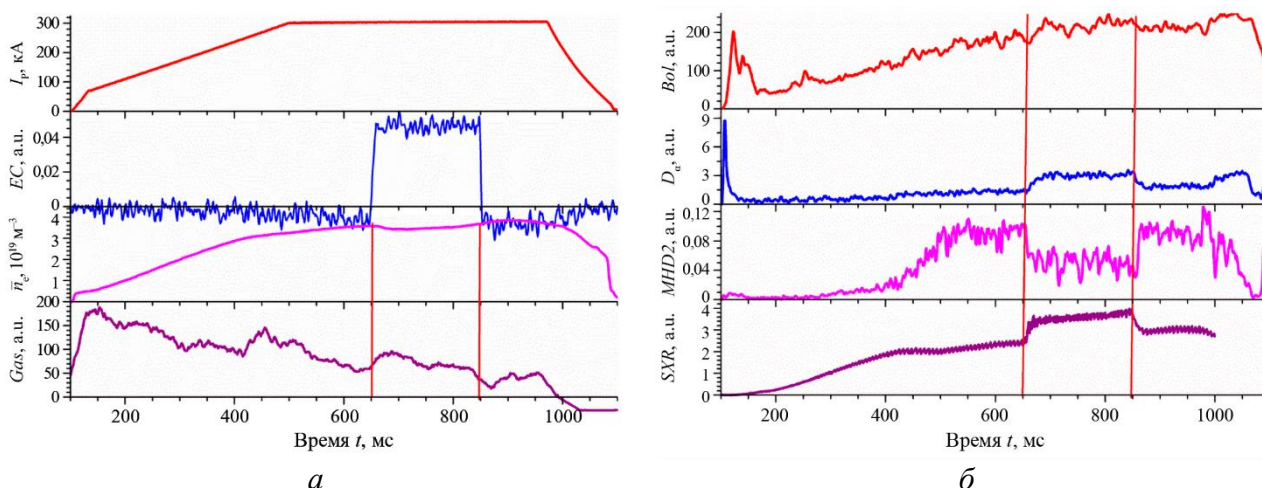


Рис. 12. Временная эволюция тока плазмы I_p , ЭЦР-нагрева EC , средней центральной хордовой плотности \bar{n}_e , газонапуска Gas (а), интегральных радиационных потерь Bol , сигнала D_α , сигнала магнитного зонда $MHD2$, центральной хорды мягкого рентгена SXR (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

На рис. 13, а приведена эволюция полного числа частиц N_e для импульса № 62270 ($I_p = 210$ кА) и импульса № 62267 ($I_p = 300$ кА), на рис. 13, б — зависимость газонапуска от времени для этих же импульсов. Полное число частиц, так же как и для первой серии экспериментов, вычисляется суммированием данных по всем хордам измерения плотности, поэтому разница на омической стадии определяется профилем плотности.

На рис. 13, а видно различие в эволюции полного числа частиц N_e после включения ЭЦР-нагрева. Для импульса № 62270 с током $I_p = 210$ кА полное число N_e даже падает, хотя растёт газонапуск (красная кривая на рис. 13, б) и увеличивается поток нейтральных частиц со стенок вакуумной камеры (сигнал D_α). Это означает, что вынос частиц из зоны центрального ЭЦР-нагрева превосходит этот суммарный поток. Противоположная картина наблюдается для импульса № 62267 с током $I_p = 300$ кА, где полное число частиц N_e растёт даже при уменьшении газонапуска. Вероятно, в этом случае поток нейтралов со стенок вакуумной камеры превосходит вынос плотности из зоны нагрева.

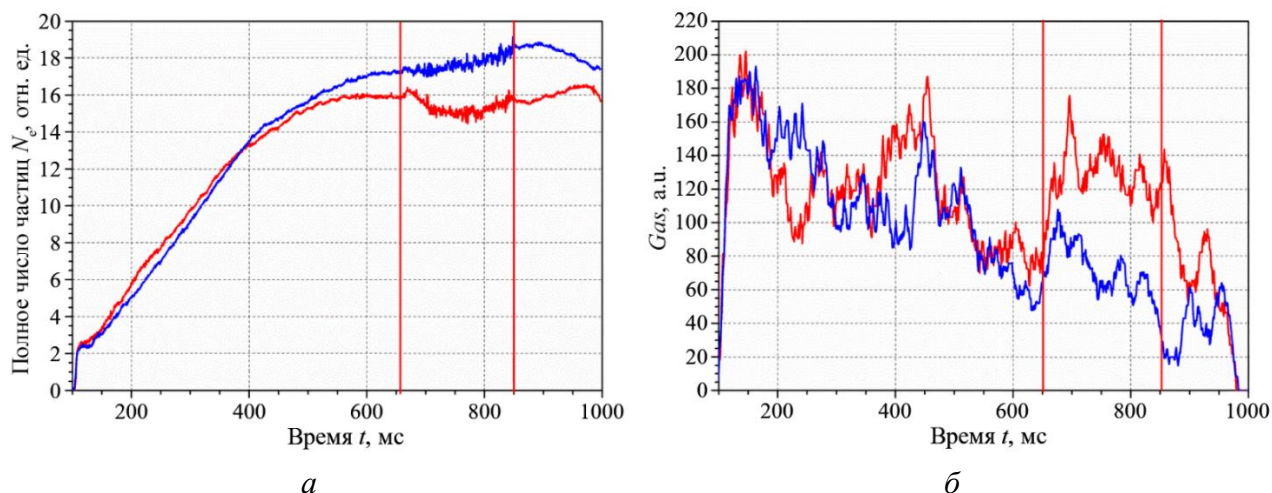


Рис. 13. Временная эволюция полного числа частиц для импульсов № 62270 и № 62267 (*a*), зависимость газонапуска от времени (*б*): — № 62270, $I_p = 210$ кА, $\bar{n}_e = 3,5$; — № 62267, $I_p = 300$ кА, $\bar{n}_e = 3,5$. Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными линиями

На рис. 14, *a* приведена временная эволюция хордовых сигналов $nl(t)$ для импульса с током $I_p = 210$ кА, на рис. 14, *б* — для импульса с током $I_p = 300$ кА.

Хорошо видно, что для импульса с током $I_p = 210$ кА наблюдается большой вынос плотности из центральной области, в то время как для тока плазмы $I_p = 300$ кА вынос плотности из зоны ЭЦР-нагрева существенно меньше. Также следует отметить, что в этом импульсе хордовые сигналы на стадии с ЭЦР-нагревом не выходят на стационарные значения. Это означает изменение плотности в течение всей стадии ЭЦР-нагрева.

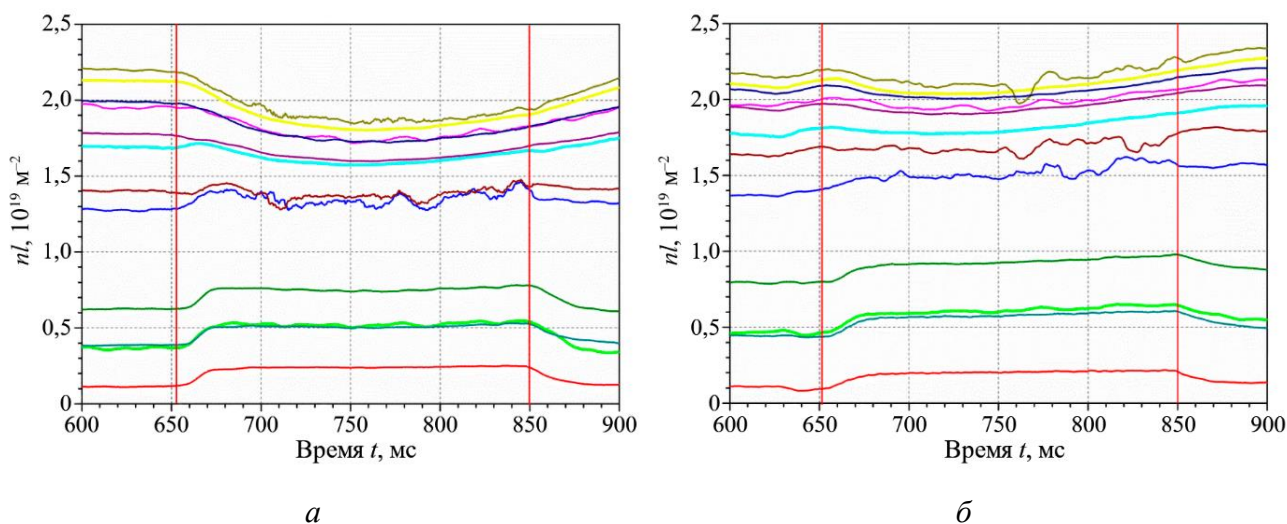


Рис. 14. Эволюция хордовых сигналов $nl(t)$ для импульса № 62270 с током $I_p = 210$ кА (*a*) и для импульса № 62267 с током $I_p = 300$ кА (*б*). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

На рис. 15, *a* показана эволюция профиля плотности $n_e(\rho, t)$ для импульса № 62270 с током $I_p = 210$ кА, на рис. 15, *б* — для импульса № 62267 с током $I_p = 300$ кА.

Из рисунков видно, что после включения центрального ЭЦР-нагрева происходит уплощение профиля электронной плотности в центральной области плазмы и увеличение плотности на периферии плазменного шнура.

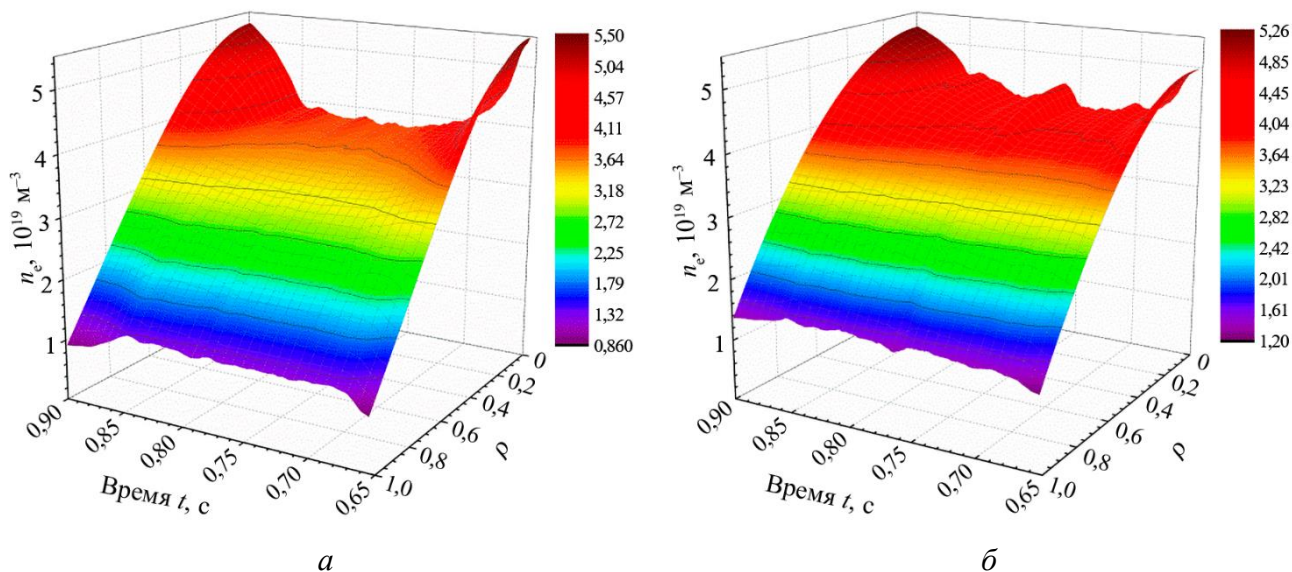


Рис. 15. Временная эволюция плотности $n_e(r, t)$ для импульса № 62270 с током плазмы $I_p = 210$ кА (а) и № 62267 с током $I_p = 300$ кА (б)

На рис. 16, а приведена временная эволюция ОГДСП для импульса № 62270 с током $I_p = 210$ кА, на рис. 16, б — для импульса № 62267 с током $I_p = 300$ кА.

Хорошо видно, что через ~20—30 мс после включения ЭЦР-нагрева ОГДСП практически перестают изменяться для обоих импульсов.

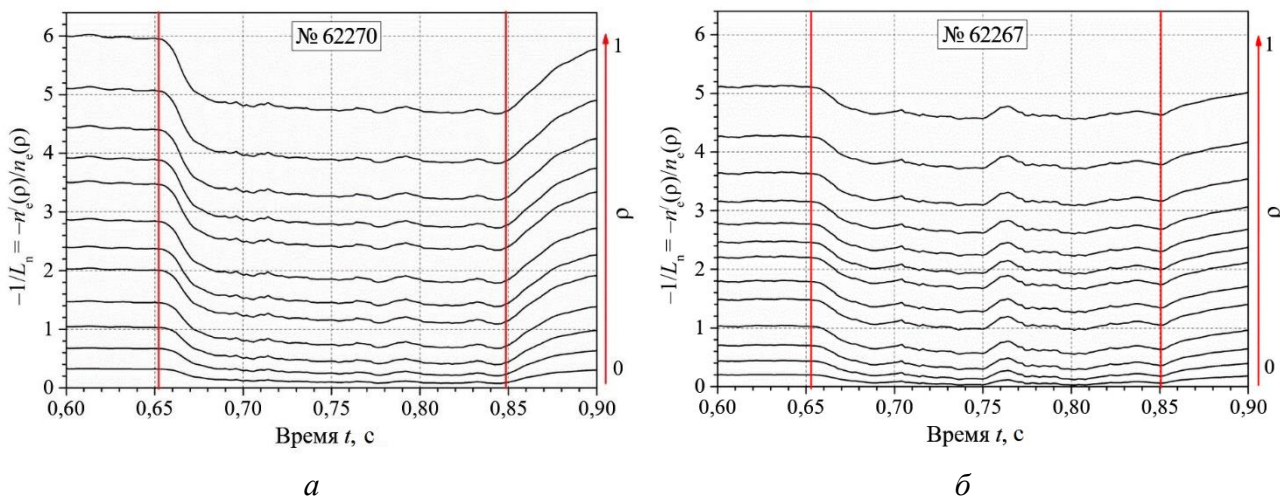


Рис. 16. Временная эволюция ОГДСП для импульса № 62270 с током плазмы $I_p = 210$ кА (а) и для импульса № 62267 с током $I_p = 300$ кА (б). Длительность ЭЦР-нагрева обозначена двумя красными вертикальными прямыми

На рис. 17, а показаны профили плотности для импульсов № 62270 и № 62267 на омической стадии и спустя 80 мс после включения нагрева, на рис. 17, б — профили ОГДСП для тех же моментов времени.

Полученные результаты показали следующее. Профили плотности на стационарной омической стадии различаются, также различаются и профили ОГДСП. Однако на стадии с ЭЦР-нагревом профили плотности имеют примерно одинаковую пикированность. Это хорошо видно на рис. 17, б, где профили ОГДСП на стадии с ЭЦР-нагревом близки между собой при разных токах плазмы.

На рис. 18, а приведены профили ОГДСП на омической стадии для второй серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, на рис. 18, б — профили ОГДСП для стадии с ЭЦР-нагревом для тех же импульсов.

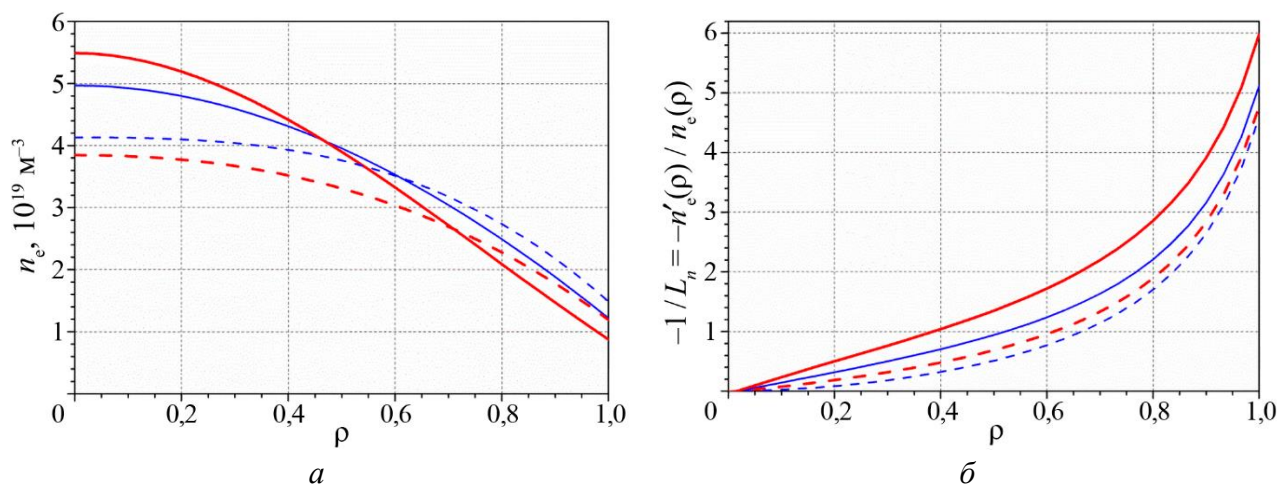


Рис. 17. Профили плотности для тока плазмы $I_p = 210$ кА (красные кривые) и тока $I_p = 300$ кА (синие кривые) на омической стадии (сплошные кривые) и на стадии с ЭЦР-нагревом (пунктирные кривые) (а); профили ОГДСП для тока $I_p = 210$ кА (красные кривые) и для тока $I_p = 300$ кА (синие кривые) на омической стадии (сплошные кривые) и на стадии с ЭЦР-нагревом (пунктирные кривые) (б): — — № 62267, $\Delta t = 0$ мс; — — № 62270, $\Delta t = 0$ мс; - - - - № 62267, $\Delta t = 80,00$ мс; - - - - № 62270, $\Delta t = 80,00$ мс

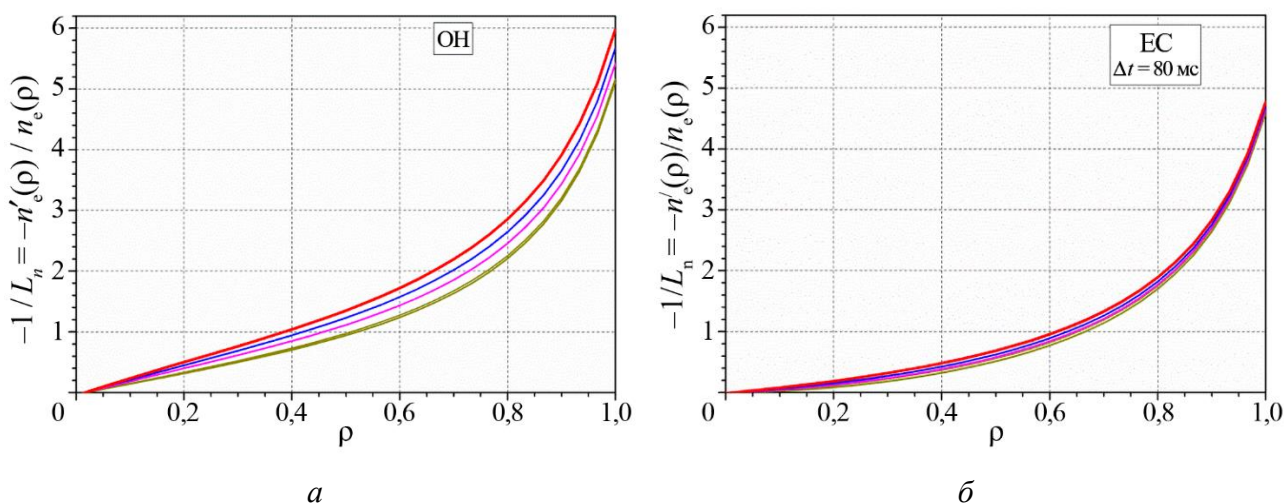


Рис. 18. Профили ОГДСП для серии экспериментов с плотностью $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на омической стадии разряда (а) и на стадии с ЭЦР-нагревом (б): — — № 62266 и № 62267 соответственно, $I_p = 300$ кА; — — № 62268, $I_p = 270$ кА; — — № 62269, $I_p = 240$ кА; — — № 62270, $I_p = 210$ кА

Таким образом, анализ второй серии импульсов со средней центральной хордовой плотностью $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ показал следующее. Профили плотности на стационарной омической стадии для тока плазмы в диапазоне от $I_p = 210$ кА до $I_p = 300$ кА разные, и чем меньше ток, тем профиль ОГДСП более пикированный. После включения центрального ЭЦР-нагрева через $\sim 20\text{—}30$ мс происходит перестройка профиля ОГДСП. В результате все профили ОГДСП становятся практически одинаковыми, хотя при этом профили плотности разные.

Далее сравним профили ОГДСП для обеих серий экспериментов. На рис. 19, а приведены профили ОГДСП на омической стадии, на рис. 19, б — на стадии с центральным ЭЦР-нагревом для всех импульсов обеих серий экспериментов.

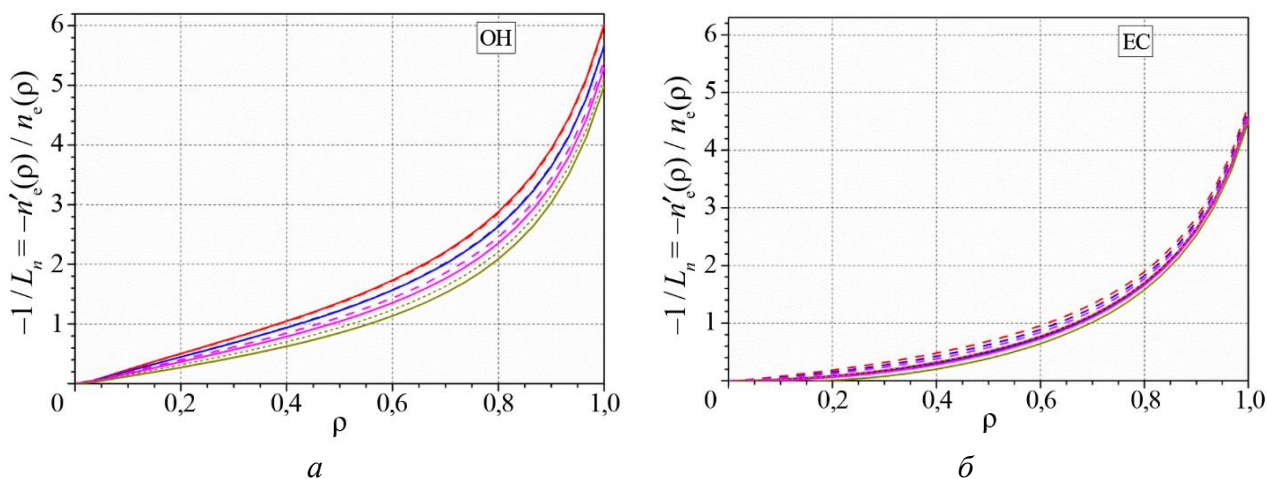


Рис. 19. Профили ОГДСП для первой серии с $\bar{n}_e = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и второй серии с $\bar{n}_e = 3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на омической стадии разряда (а), на стадии с ЭЦР-нагревом (б): первая серия: — № 62258, $I_p = 180 \text{ кА}$, — № 62261, $I_p = 220 \text{ кА}$, — № 62263, $I_p = 260 \text{ кА}$, — № 62265, $I_p = 300 \text{ кА}$, — № 62261; вторая серия: - - - № 62270, $I_p = 210 \text{ кА}$, - - - № 62269, $I_p = 240 \text{ кА}$, - - - № 62268, $I_p = 270 \text{ кА}$, - - - № 62267, $I_p = 300 \text{ кА}$

На рисунках хорошо видно, что на омической стадии разряда профили ОГДСП для одинаковых токов плазмы, но при разных средних плотностях практически совпадают. Однако на стадии с ЭЦР-нагревом все профили ОГДСП для двух серий экспериментов оказываются близки между собой независимо от тока плазмы и средней хордовой плотности.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных двух серий экспериментов с центральным ЭЦР-нагревом показал следующее.

На стационарной омической стадии пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ зависит от тока плазмы при одинаковой средней хордовой плотности. Это вполне ожидаемо, так как при увеличении полного тока плазмы происходит уширение профиля плотности и, как следствие, уменьшение его пикированности $p_n^{(1)}$, что вполне согласуется с теорией ТЕР [10], в которой профиль плотности определяется коэффициентом запаса устойчивости q .

После включения центрального ЭЦР-нагрева при разных токах плазмы и двух средних хордовых плотностях пикированность $p_n^{(1)}$ изменяется в течение примерно $\sim 20\text{—}30 \text{ мс}$, а потом выходит на новое стационарное значение. Отметим, что в дальнейшем профили плотности продолжают изменяться, но уже с новой пикированностью $p_n^{(1)}$. Возможно, что длительность переходной стадии также зависит от времени выхода ЭЦР-мощности на максимальное значение, которое определяется питанием гиротронов.

Похожие результаты были получены на токамаке TCV [21]. Анализ стационарных разрядов с центральным ЭЦР-нагревом показал, что дополнительный нагрев оказывает сильное влияние на профиль электронной плотности. В отсутствие МГД-активности или сильных внутренних транспортных барьеров ЭЦР-нагрев приводит к уширению профилей плотности по сравнению с омическими профилями. В L-режиме и при наличии слабых внутренних транспортных барьеров пикированность профиля плотности зависит от коэффициента запаса устойчивости на краю и мощности ЭЦР-нагрева. Однако при мощности свыше критической ($\sim 0,5 \text{ МВт}$) зависимость пикированности от мощности насыщается. При этом омическая мощность в рассматриваемых импульсах составляла порядка $\sim 0,13 \text{ МВт}$, что в несколько раз меньше мощности ЭЦР-нагрева.

Отметим, что в работе [22] на большом количестве импульсов токамаков ASDEX Upgrade, JET, Alcator C-MOD, JT-60U было показано, что пикированность профиля плотности уменьшается с ростом столкновительности. Аналогичные результаты приведены и в работе [23] для установки DIII-D. Поэтому результаты по пикированности профиля плотности, полученные на токамаке T-10, вполне соответствуют результатам, указанным в этих работах.

Анализ экспериментальных данных показал, что на стадии с ЭЦР-нагревом профиль ОГДСП слабо зависит от полного тока плазмы и средней плотности (см. рис. 19). Фактически, это указывает на формирование «жесткого» профиля обратной градиентной длины спада профиля плотности. Можно предположить, что такой профиль ОГДСП определяется тем, что мощность ЭЦР-нагрева в ~ 5 — 6 раз больше омической мощности и соответственно происходит значительное увеличение турбулентного потока при приближении к критическому градиенту плотности. Однако это требует дополнительных исследований и анализа импульсов с разной мощностью нагрева.

Следует отметить, что нормированная величина профиля R/L_n на половине радиуса для анализируемых омических режимов T-10 составляет примерно $R/L_n \approx 1,7$ — $2,4$ ($R = 1,5$ м — большой радиус). В работе [22] приводится близкое значение на половине радиуса $R/L_n \approx 2$ — $2,5$, которое получено в результате моделирования транспорта и гирокинетических расчётов. Близкая величина для $1/L_n$ также дана в работе [4], в которой показано, что во время ЭЦР-нагрева происходит уплощение плотности. Однако профиль $1/L_n$ изменяется слабо в течение всей стадии нагрева и на радиусе $\rho = 0,5$ составляет примерно $1/L_n \approx 0,5$ м⁻¹, а на краю $1/L_n \approx 7$ — 9 м⁻¹. Аналогичная картина для $1/L_n$ наблюдается и при NBI-нагреве [4]. Поэтому профили $1/L_n$, полученные на T-10, находятся в согласии с результатами на других установках, в том числе с дивертором.

Известно, что профиль ОГДСП входит во многие транспортные модели, например, основанные на тенденции сохранения нормированных профилей температуры и давления плазмы при различных внешних воздействиях. Можно выделить работу [24], в которой самоорганизация плазмы рассматривается на основе модели канонических профилей электронной температуры и давления, а также работу [25], в которой проводилось моделирование плотности при ЭЦР-нагреве на токамаке T-10 с использованием этой модели. Также профиль ОГДСП используется в гирокинетических расчётах, в которых анализируются развитие и подавление ITG и TEM [12, 19, 26, 27].

В работе [3] на токамаке T-10 сравнивались данные по выносу плотности из центра плазмы после включения центрального ЭЦР-нагрева с результатами измерений электростатического потенциала и его флуктуаций. На приведённом в работе [3] рис. 15 хорошо виден заметный пик на фоновой турбулентности во время ЭЦР-нагрева, а амплитуда и частота ГАМ (геодезическая акустическая мода) увеличиваются. Поэтому можно заключить, что центральный ЭЦР-нагрев на токамаке T-10 сопровождается изменением электростатического потенциала: в омической фазе потенциал имеет большие отрицательные значения, а во время ЭЦР-нагрева его абсолютная величина уменьшается. Увеличение фоновой турбулентности может свидетельствовать о появлении аномального потока частиц после включения центрального ЭЦР-нагрева.

В работе [8] для изучения эффекта возникновения запертых электронов на LHD мощный ЭЦР-нагрев вкладывался в области с минимальным изменением напряжённости магнитного поля. Быстрое локальное уменьшение электронной плотности и изменение электрического потенциала до положительных значений наблюдались в течение 5 мс после начала нагрева. Это указывает на то, что поток, направленный наружу, усиливается ЭЦР-нагревом. Измеренный поток приблизительно пропорционален плотности в диапазоне от $0,4 \cdot 10^{19}$ до $0,8 \cdot 10^{19}$ м⁻³, и его нельзя было объяснить теорией «single-particle» для увеличения потока за счёт перехода от пролётных к запертым электронам, вызванным ЭЦР-нагревом [30]. Поэтому либо нужна другая модель для объяснения эффекта возникновения запертых электронов, вызванных ЭЦР-нагревом, либо аномальный транспорт частиц является доминирующим.

В работе [28] при многоимпульсном ЭЦР-нагреве на стеллараторе J-2M изучение турбулентных флуктуаций плотности показало, что максимальная интенсивность флуктуаций плотности плазмы в центральной области наблюдается при максимальных скоростях изменения плотности в центре и на краю

плазменного шнура. Этот результат соответствует результату экспериментов на T-10 [29], где было продемонстрировано, что повышенный уровень флуктуаций плотности при активной перестройке профиля плотности указывает на существенный турбулентный перенос частиц.

Отметим, что сравнение результатов для тока плазмы $I_p = 180$ кА и тока $I_p = 300$ кА показывает, что основное отличие наблюдается в величине выноса частиц из центра, а остальные параметры, такие как пикированность плотности $p_n^{(1)}$ и профиль ОГДП, близки между собой. Это различие можно объяснить увеличением потока с лимитера, так как у тока $I_p = 300$ кА широкий профиль плотности и соответственно более сильное взаимодействие с лимитером в отличие от тока $I_p = 180$ кА, у которого узкий профиль плотности.

Подробный анализ экспериментов по исследованию эффекта «density pump-out» на токамаке T-10, проведённый в [3], показал, что с ростом тока плазмы и при фиксированных других параметрах эффект «density pump-out» уменьшается. Это может указывать на возрастающую роль потока нейтральных частиц со стенки камеры, когда с ростом тока плазмы происходит более интенсивное взаимодействие плазма—стенка.

Однако в работе [3] было показано, что при фиксированном токе плазмы и мощности ЭЦР-нагрева при увеличении средней хордовой плотности эффект «density pump-out» сначала растёт до некоторого критического значения плотности, а только потом начинает уменьшаться. Данная картина наблюдается при разных токах плазмы. Так как при фиксированном токе с ростом плотности влияние нейтралов со стенки в центре плазмы падает, то можно предположить, что важным фактором является изменение коэффициентов переноса после включения ЭЦР-нагрева.

Это означает, что после включения ЭЦР-нагрева на эффект «density pump-out» могут одновременно влиять два разнонаправленных процесса: первый — изменение коэффициентов переноса, приводящее к выносу плотности из центра плазмы; второй — увеличение потока нейтралов со стенки камеры из-за возрастающего взаимодействия плазма—стенка, приводящего к увеличению поступления плотности в плазму.

Таким образом, полученные в данной работе результаты анализа двух серий экспериментов дают интересную и полезную информацию, которую можно использовать для модернизации транспортных моделей переноса плотности при центральном ЭЦР-нагреве, что и является темой наших дальнейших исследований.

4. ВЫВОДЫ

В статье представлен анализ уплощения профиля плотности после включения центрального ЭЦР-нагрева с использованием параметров пикированности $p_n^{(1)}$ и обратной градиентной длины спада профиля плотности $1/L_n$ при фиксированном магнитном поле. Результаты для двух серий экспериментов с разной средней хордовой плотностью и полным током плазмы показывают существование так называемого «жёсткого» профиля $1/L_n$ при мощном центральном ЭЦР-нагреве. Эта информация может быть использована для модернизации транспортных моделей переноса плотности при центральном ЭЦР-нагреве:

— после включения центрального ЭЦР-нагрева происходит уплощение профиля электронной плотности и соответственно снижение его пикированности $p_n^{(1)}$;

— пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ на стационарной омической стадии зависит от полного тока плазмы и средней хордовой плотности;

— профиль $1/L_n$ на стационарной омической стадии зависит от полного тока плазмы, но слабо зависит от средней хордовой плотности;

— пикированность профиля плотности $p_n^{(1)}$ на стадии с центральным ЭЦР-нагревом зависит от средней хордовой плотности на омической стадии, но слабо зависит от полного тока плазмы;

— профиль $1/L_n$ на стадии с центральным ЭЦР-нагревом слабо зависит от средней хордовой плотности и полного тока плазмы;

— в анализируемых импульсах на стадии с мощным центральным ЭЦР-нагревом формируется «жесткий» профиль $1/L_n$, который может определяться увеличением турбулентного потока при приближении к критическому градиенту плотности;

— уменьшение выноса плотности из центра плазмы при увеличении полного тока может быть объяснено увеличением потока нейтральных частиц, вызванного более интенсивным взаимодействием с лимитером.

Работа проведена в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт». Анализ и обработка экспериментов поддержаны Российским научным фондом, грант № 23-72-00042.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

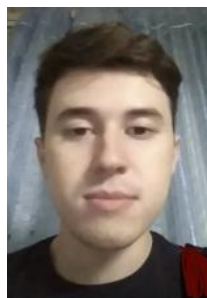
1. **TFR Group.** The electron resonance experiment on TFR. — Nucl. Fusion, 1988, vol. 28, p. 1995—2025; doi: 10.1088/0029-5515/28/11/006.
2. **Erckmann V., Gasparino U.** Electron cyclotron resonance heating and current drive in toroidal fusion plasmas. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 36, p. 1869—1962; doi: 10.1088/0741-3335/36/12/001.
3. **Andreev V.F., Borschegovskij A.A., Chistyakov V.V. et al.** Experimental study of density pump-out effect with on-axis electron cyclotron resonance heating at the T-10 tokamak. — Ibid., 2016, vol. 58, 055008 (12 p.); doi: 10.1088/0741-3335/58/5/055008.
4. **Wang S., Liu H., Jie Y. et al.** Experimental study of density pump-out on EAST. — Plasma Sci. Technol., 2017, vol. 19, 015102 (8 p.); doi: 10.1088/1009-0630/19/1/015102.
5. **Wang X., Mordijck S., Doyle E.J. et al.** Understanding ECR density pump-out in DIII-D H-mode plasmas. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, 116046 (9 p.); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7f99>.
6. **Renner H., Anabitarte E., Ascasibar E. et al.** Initial operation of the Wendelstein 7AS advanced Stellarator. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1989, vol. 31, p. 1579—1596; doi: 10.1088/0741-3335/31/10/008.
7. **Stroth U., Geist T., Koponen J.P.T. et al.** Evidence for convective inward particle transport in a stellarator. — Phys. Rev. Lett., 1999, vol. 82, p. 928—931; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.928>.
8. **Makino R., Kubo S., Ido T. et al.** Local and Fast Density Pump-out by ECRH in LHD. — Plasma and Fusion Research., 2013, vol. 8, 2402115 (5 p.); doi: 10.1585/pfr.8.2402115.
9. **Ware A.A.** Pinch Effect for Trapped Particles in a Tokamak. — Phys. Rev. Lett., 1970, vol. 25, № 15, p. 916—919; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.25.15>.
10. **Nycander J., Yankov V.V.** Anomalous pinch flux in tokamaks driven by the longitudinal adiabatic invariant. — Phys. Plasmas, 1995, vol. 2, p. 2874—2876; doi: 10.1063/1.871186.
11. **Miskane F., Garbet X., Dezairi A., D. Saifaoui.** Anomalous particle pinch in tokamaks. — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7, p. 4197—4207; <https://doi.org/10.1063/1.1308082>.
12. **Angioni C., Peters A.G., Garbet X. et al.** Density response to central electron heating: theoretical investigations and experimental observations in ASDEX Upgrade. — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, p. 827—845; doi: 10.1088/0029-5515/44/8/003.
13. **Zabolotsky A., Weisen H., TCV Team.** Observation and empirical modelling of the anomalous particle pinch in TCV. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 735—746; doi: 10.1088/0741-3335/45/5/315.
14. **Мещеряков А.И., Вафин И.Ю., Гришина И.А.** Профили электронной температуры в условиях центрального ЭЦР-нагрева плазмы в стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 1, с. 22—28; doi: 10.31857/S0367292120120057.
15. **Kirneva N.A., Gubarev I.V., Kislov D.A., Trukhina E.V., and T-10 team.** Density profile behavior in T-10 experiments with gas puffing. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2008, vol. 50, 065004 (13 p.); doi:10.1088/0741-3335/50/6/065004.
16. **Багдасаров А.А., Бузанкин В.В., Васин Н.Л. и др.** Девятиканальный интерферометр субмиллиметрового диапазона для измерения концентрации электронов на установке «Токамак Т-10». — В сб.: Диагностика плазмы, вып. 4 (11). — М.: Энергоатомиздат, 1981, с. 141—146.
17. **Esipchuk Yu.V., Kirneva N.A., Borschegovskij A.A. et al.** High density experiments with gas puffing and ECRH in T-10. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793—806; <https://doi.org/10.1088/0741-3335/45/5/320>.

18. Горбунов Е.П., Денисов В.Ф., Нестеров П.К. и др. Применение многоканального лазерного интерферометра вертикального зондирования для измерения профиля плотности плазмы на токамаке Т-15. — Физика плазмы, 1992, т. 18, с. 162—165.
19. Горбунов Е.П., Кулешов Е.М., Нестеров П.К. и др. Девятиканальный интерферометр субмиллиметрового диапазона для установки Т-15. — В сб.: Диагностика плазмы, вып. 6. — М.: Энергоатомиздат, 1989, с. 135—137.
20. Сковорода А.А., Андреев В.Ф., Касьянова Н.В., Спицин А.В. Исследование углеродных полых наносфер и зернограничных фазовых переходов в металлах как примеры плазменного материаловедения. — Физика плазмы, 2013, т. 39, № 7, с. 647—654; doi: 10.7868/S036729211307007X.
21. Zabolotsky A., Weisen H., and TCV Team. Density profile peaking in the presence of ECRH heating in TCV. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2006, vol. 48, p. 369—383; doi: 10.1088/0741-3335/48/3/003.
22. Angioni C., Fabre E., Greenwald E. et al. Particle transport in tokamak plasmas, theory and experiment. — Ibid., 2009, vol. 59, 12407 (14 p.).
23. Mordijck S., Wang X., Doyle E.J. et al. Particle transport in low-collisionality H-mode plasmas on DIII-D. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, 113025 (8 p.).
24. Днестровский Ю.Н. Самоорганизация горячей плазмы. — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2013.
25. Днестровский Ю.Н., Вершков В.А., Данилов А.В. и др. Моделирование поведения плотности плазмы при ЭЦР-нагреве на Т-10. — Физика плазмы, 2018, т. 44, № 1, с. 3—20; doi: 10.7868/S0367292118010067.
26. Mantica P., Bonanomi N., Mariani A. et al. The role of electron-scale turbulence in the JET tokamak: experiments and modeling. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, p. 096014 (14 p.); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ac146e>.
27. Kiefer C.K., Angioni C., Tardini G. et al. Validation of quasi-linear turbulent transport model against plasma with dominant electron heating for the prediction ITER PFPO-1 plasmas. — Ibid., 2021, vol. 61, 000035 (17 p.); <https://doi.org/10.1088/1741-4326/abfc9c>.
28. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г. и др. Потери энергии и микротурбулентность при многоимпульсном ЭЦР-нагреве плазмы на стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2019, т. 45, № 8, с. 685—694.
29. Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F. et al. Density fluctuations as an intrinsic mechanism of pressure profile formation. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, 063014 (15 p.); doi: 10.1088/0029-5515/55/6/063014.
30. Itoh K., Itoh S., Fukuyama A. Density Clamping and Power Deposition Profile in rf Heating Plasma in Toroidal Helical System. — J. Phys. Soc. Jpn., 1989, vol. 58, № 2, p. 482—488; <https://doi.org/10.1143/JPSJ.58.482>.

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



Валерий Филиппович Андреев, начальник лаборатории, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова
Andreev_VF@nrcki.ru



Артем Сергеевич Асеев, аспирант, лаборант-исследователь
savuyor@gmail.com



Александр Алексеевич Боршеговский, старший научный сотрудник, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова
Borshegowskiy_AA@nrcki.ru



Сергей Евгеньевич Лысенко, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова
Lysenko_SE@nrcki.ru



Татьяна Борисовна Мялтон, науч-
ный сотрудник, ветеран атомной
энергетики и промышленности
Myalton_TB@nrcki.ru



Игорь Николаевич Рой, началь-
ник лаборатории
Roy_IN@nrcki.ru



Дмитрий Сергеевич Сергеев, стар-
ший научный сотрудник, лауреат
премии им. И.В. Курчатова
Sergeev_DS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 31 января 2025 г.

После доработки 30 мая 2025 г.

Принята к публикации 1 июля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 72—90.



МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТОКАМАКЕ МИФИСТ-0 В НАЧАЛЕ РАЗРЯДА

И.И. Пашков, А.С. Пришвицын, Н.Е. Ефимов, Ф.С. Подolyako, С.А. Крат

НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Представлена модель расчёта распределения полоидальных магнитных полей в токамаке МИФИСТ-0, реализованная в среде COMSOL Multiphysics. Модель позволяет производить расчёт пространственно-временного распределения полоидальных магнитных полей по заданной зависимости тока в элементах магнитной системы токамака от времени с учётом проводящей вакуумной камеры и тороидального соленоида с выделенным направлением тороидальной компоненты тока. Параметры модели были подобраны на основании экспериментальных данных о распределении полоидального магнитного потока, полученных при помощи петель измерения напряжения обхода токамака МИФИСТ-0. При помощи разработанной модели расчёта магнитных полей подобран набор входных параметров импульса токамака, при реализации которого происходит успешное начало разряда.

Ключевые слова: токамак, численное моделирование, электромагнитные поля, плазменный пробой.

SIMULATION OF MAGNETIC FIELDS IN THE MEFHIST-0 TOKAMAK AT THE BEGINNING OF DISCHARGE

I.I. Pashkov, A.S. Prishvitsyn, N.E. Efimov, F.S. Podolyako, S.A. Krat

National Research Nuclear University MEPHI, Moscow, Russia

A model for calculating the distribution of poloidal magnetic fields in the MEFHIST-0 tokamak, implemented in the COMSOL Multiphysics environment, is presented. The model makes it possible to calculate the spatiotemporal distribution of poloidal magnetic fields according to a given dependence of the current in the elements of the tokamak magnetic system vs. time, taking into account a conductive vacuum chamber and a toroidal solenoid with a preferential direction of the toroidal current component. The model parameters were selected based on experimental data on the distribution of the poloidal magnetic flux obtained using voltage loop of the MEFHIST-0 tokamak. Using the developed model for calculating magnetic fields, a set of input parameters of the tokamak pulse is selected, for which the discharge is successfully initiated.

Key words: tokamak, numerical simulation, electromagnetic fields, plasma breakdown.

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало разряда в токамаке протекает в несколько этапов: формирование магнитной конфигурации, пробой и ионизация рабочего газа, рост тока по плазме и формирование замкнутых магнитных поверхностей. Пробой рабочего газа происходит за счёт формирования «электронной лавины». Затравочные электроны, всегда присутствующие в рабочем газе, ускоряются вихревым электрическим полем и движутся вдоль магнитных линий тороидального магнитного поля. Разгоняясь, электроны приобретают энергию, достаточную для ударной ионизации частиц рабочего газа. Если при этом один затравочный электрон спровоцирует более одного акта ионизации, прежде чем столкнется со стенкой, начнётся лавинное размножение электронов. Увеличение концентрации плазмы ведёт к увеличению её проводимости и, как следствие, появлению тока по плазме. При этом ток по плазме создаёт собственное магнитное поле, за счёт чего происходит формирование замкнутых магнитных поверхностей.

Для успешного формирования электронной лавины должен быть выполнен критерий Таунсенда [1]

$$\alpha L_{\text{eff}} > 1, \quad (1)$$

где, α — коэффициент размножения электронов, м^{-1} ; L_{eff} — эффективная длина пробега электрона вдоль магнитной силовой линии, м.

Из формулы (1) следует, что основным условием пробоя становится высокая эффективная длина пробега электрона вдоль магнитной силовой линии. Данный параметр связан с соотношением тороидального и полоидального магнитных полей в области пробоя:

$$L_{\text{eff}} \approx 0,25a \frac{B_t}{B_p}, \quad (2)$$

где a — условный размер области пробоя, м; B_t — индукция тороидального поля в области пробоя, Тл; B_p — средняя индукция полоидальных полей в области пробоя, Тл.

Следовательно, основным условием успешного пробоя газа является низкий уровень полоидальных (рассеянных) полей в некоторой области вакуумной камеры.

Низкий уровень полоидальных полей в области пробоя может быть обеспечен двумя способами: использованием магнитопровода индуктора или же компенсацией рассеянных полей от центрального соленоида полоидальными катушками. При этом свободному распространению магнитного поля от центрального соленоида и полоидальных катушек мешает проводящая стенка вакуумной камеры. Токи, наведённые в ней, искажают распределение магнитного поля внутри вакуумной камеры, поэтому их влияние необходимо учитывать при расчёте магнитной конфигурации. Сложная геометрия вакуумной камеры современных токамаков не позволяет проводить такие расчёты аналитически, требует использования специализированных кодов или инструментов.

Для расчёта магнитного поля с учётом проводящей вакуумной камеры требуется учитывать как токи в обмотках токамака, так и токи, наводимые в вакуумной камере вихревым электрическим полем. Для этого можно применять конечно-элементный метод решения уравнений магнитного потока. Такой подход применялся, в частности, на токамаке JET [2, 3]. Этот подход для токамака JET был оправдан присутствием магнитопровода индуктора, а для токамака МИФИСТ-0, оснащённого воздушным индуктором, был обоснован выбором инструментария его реализации. Для создания модели расчёта магнитных полей выбрана среда физического моделирования COMSOL Multiphysics 5.6 [4], так как она является готовым и относительно простым инструментом решения задач физического моделирования. Среда COMSOL Multiphysics является верифицированным средством создания моделей физических процессов и, в частности, применялась в многочисленных исследованиях, связанных с электромагнитными системами [5, 6].

В дальнейшем планируется применить более простой с точки зрения расчёта метод, основанный на разбиении вакуумной камеры на отдельные витки, каждый из которых представляет собой замкнутый RL-контур. Индуктивная связь витков друг с другом и с обмотками токамака может быть представлена матрицей индуктивности. При этом для расчёта тока по каждому из витков требуется решить систему линейных дифференциальных уравнений. После определения тока по виткам магнитное поле может быть определено как сумма полей, создаваемых токами в каждом витке по отдельности и токами по обмоткам токамака. Данный подход применяется на многих токамаках: T-15 [7, 8], ITER [9, 10], KTM [11].

В данной работе представлены результаты создания модели магнитных полей в токамаке МИФИСТ-0 в начале разряда на основе инструментария COMSOL.

2. ТОКАМАК МИФИСТ-0

Токамак МИФИСТ-0 представляет собой малый сферический токамак с большим радиусом $R = 25$ см и малым радиусом $a = 13$ см [12]. Сечение токамака представлено на рис. 1.

Магнитная система токамака МИФИСТ-0 состоит из тороидального соленоида [13], двуслойного центрального линейного соленоида и набора полоидальных катушек [14].

Вакуумная камера токамака состоит из:

- центрального цилиндра, изготовленного из листовой нержавеющей стали толщиной 1 мм, заваляцованной на концах цилиндра;

- внешнего цилиндра, изготовленного из листовой нержавеющей стали толщиной 3 мм с шестью сваренными радиальными патрубками с проходным диаметром 155 мм и толщиной стенки 2 мм, а также

крепёжными элементами (кронштейнами), за которые осуществляется крепление разрядной камеры к несущей конструкции токамака;

— верхнего и нижнего куполов, изготовленных методом ротационной вытяжки из листовой заготовки начальной толщиной 2,5 мм. Из-за применённой технологии толщина купола к внешнему обходу токамака уменьшилась относительно начальной толщины листа до ~1,3 мм.

В области соединения участков камеры её толщина может существенно отличаться от указанной из-за наличия сварных швов. Следует также отметить, что свойства нержавеющей стали, применённой при создании камеры, могут существенно отличаться от паспортных из-за существующих сложностей в российском сталелитейном производстве.

Из-за описанных особенностей конструкции разрядной камеры требуется подбор её локальной проводимости для корректного описания её влияния на пространственно-временное распределение магнитных полей в ней.

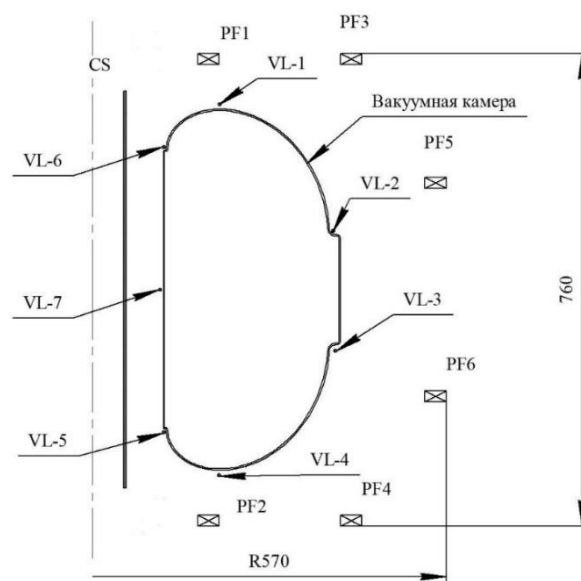


Рис. 1. Поперечное сечение вакуумной камеры токамака МИФИСТ-0, расположение полоидальных катушек и петель напряжения обхода: VL — петли напряжения на обходе; PF — полоидальные катушки

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЁТА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Для расчёта интересующих распределений полоидального магнитного поля и вихревого электрического поля во времени был использован интерфейс магнитных полей (mf) среды COMSOL Multiphysics. Уравнения магнитного поля, заданные в интерфейсе, решались методом конечных элементов на интересующем временном промежутке. Задача была сформулирована в двумерной осесимметричной системе координат.

Разбиение геометрии на конечно-элементную сетку проводилось автоматически. Основным типом сетки модели являлась свободная треугольная сетка. Построение сетки проводилось следующим образом: сначала узлы сетки размечались на границах областей, расстояние между узлами было пропорционально длине разбиваемого элемента, после этого проводилось заполнение областей узлами в направлении от границы. При этом по мере удаления от границы области расстояние между узлами увеличивалось в геометрической прогрессии с заданным коэффициентом роста. В модели использовались два варианта сетки: грубая с минимальным размером элемента 1,2 мм и максимальным — 250 мм и более мелкая с минимальным размером элемента 0,5 мм и максимальным — 40 мм. Коэффициент роста обеих сеток был задан как 1,2. Также для более точного расчёта в мелкой сетке присутствовали граничные слои в области вакуумной камеры. С грубой сеткой задача имела $4 \cdot 10^5$ степеней свободы, с мелкой сеткой — $2 \cdot 10^6$ степеней свободы.

Катушки полоидального поля были представлены в модели кольцевыми витками с размерами, идентичными габаритным размерам соответствующих катушек.

Область катушек в модели описана при помощи инструмента COMSOL Multiphysics multiturn coil domain, предназначенного для описания многожильных катушек в интерфейсе magnetic fields. Параметры медной жилы были следующими: проводимость 59,9 МСм/м (удельное сопротивление 1,67 мкОм·см), сечение 16 мм².

Удельная проводимость вакуумной камеры была задана как проводимость нержавеющей стали AISI 304 при комнатной температуре 1,38 МСм/м (удельное сопротивление 72 мкОм·см). Для подгонки результатов расчётов к экспериментальным измерениям варьировались удельные проводимости отдельных участков камеры, о чём подробнее написано далее.

Выходными данными для модели являются значения компонент полоидального магнитного поля B_z , B_r , вихревого электрического поля E , тороидального тока проводимости j в узлах расчётной сетки. Для определения значений выходных данных в произвольной точке проводится линейная интерполяция между узлами сетки. В среде COMSOL возможно ручное задание точек расчёта выходных данных в дополнение к узлам сетки. Так, дополнительные точки были поставлены в местах расположения петель напряжения на обходе и других интересующих точках, например, в области ожидаемого пробы.

Временные зависимости тока в каждой катушке, учитываемой в модели, задаются в качестве входных параметров. При этом используются встроенные функции COMSOL для получения данных из текстового файла и дальнейшей линейной интерполяции. Для задания тока могут использоваться как экспериментально полученные сигналы, так и сигналы тока, рассчитанные в сторонних программах моделирования электрических схем. При этом во всех неиспользуемых катушках магнитной системы задаётся ток, равный нулю на всём моделируемом временном отрезке, что аналогично разомкнутой катушке.

По полученным в результате расчёта данным проводится визуализация средствами COMSOL: строятся график распределения полоидальных компонент магнитного поля, графики зависимости вертикальной компоненты магнитного поля и вихревого электрического поля от времени в точке, в которой ожидается пробы, напряжения обхода в точках расположения петель напряжения на обходе, карта распределения плотности тока по области полоидального сечения вакуумной камеры, наведённые напряжения на источниках питания катушек.

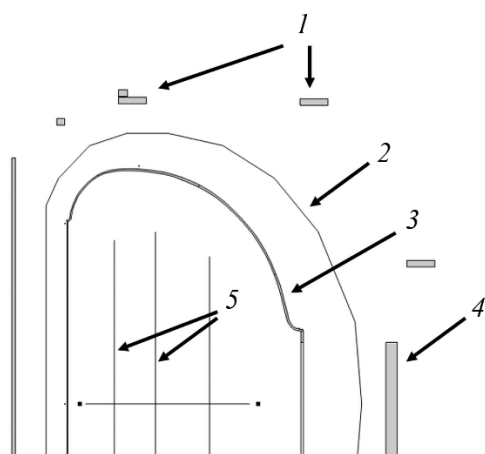


Рис. 2. Геометрия расчётной модели: 1 — области полоидальных катушек; 2 — проекция контура виртуальной тороидальной катушки на плоскость полоидального сечения; 3 — область вакуумной камеры; 4 — виртуальный пассивный виток, соответствующий фланцам токамака; 5 — линии интегрирования выходных параметров

элемента с усреднением по тороидальному обходу. Также в модели были заданы линии, отражённые на рисунке, по которым могло проводиться интегрирование выходных данных, таких как индукция магнитного поля B , тангенса угла наклона магнитной силовой линии.

Особенностью токамака МИФИСТ-0 является реализация катушки тороидального магнитного поля [13]. Тороидальная катушка является однослойным тороидальным соленоидом, навитым вокруг вакуумной камеры. Как следствие, ток, протекающий по катушке, имеет выделенную тороидальную компоненту, создающую полоидальные магнитные поля в области токамака. Полоидальные компоненты магнитного поля, создаваемые тороидальным соленоидом в области вакуумной камеры, являются значительными по сравнению с магнитным полем, создаваемым центральным соленоидом, и должны быть учтены при расчёте. Для учёта полоидальных магнитных полей, вызванных тороидальным соленоидом, катушка тороидального магнитного поля была представлена в модели набором прямоугольных витков, расположенных по его полоидальному сечению.

Геометрия расчётной модели представлена на рис. 2. Данные по геометрии внешнего и внутреннего цилиндров камеры были взяты из проектной документации. Геометрия верхнего и нижнего куполов была получена путём 3D-сканирования идентичного запасного

4. ПОДГОНКА ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛИ

Подгонка параметров модели проводилась посредством сравнения расчётных напряжений на обходе в местах расположения петель с экспериментальными данными, полученными в результате импульсов токов по катушкам. Ещё до подгонки модели было отмечено, что сигналы на симметрично установленных петлях напряжения VL1—VL4, VL2—VL3, VL5—VL6 не совпадают. Наиболее вероятной

причиной расхождения сигналов является неточность расположения элементов установки — катушек, вакуумной камеры, а также неточность мест установки петель напряжения. Также возможно, что свойства верхнего и нижнего куполов вакуумной камеры слегка отличаются. В настоящее время модель предполагается симметричной относительно экваториальной плоскости для уменьшения времени расчёта и количества свободных параметров. Поэтому экспериментально полученные сигналы симметричных петель усреднялись. Первой стадией настройки модели являлась подгонка проводимости участков вакуумной камеры. Для этого был сделан ряд импульсов тока по отдельным группам катушек магнитной системы токамака, в которых напряжения обхода регистрировались системой сбора и обработки данных токамака [15]. Было сделано четыре импульса: с током по центральному соленоиду (CS), с током по последовательно соединённой паре катушек PF1 и PF2, последовательно соединённой паре PF3 и PF4 и последовательно соединённой паре PF5 и PF6. Зависимости тока по катушкам от времени в двух тестовых импульсах представлены на рис. 3, 4.

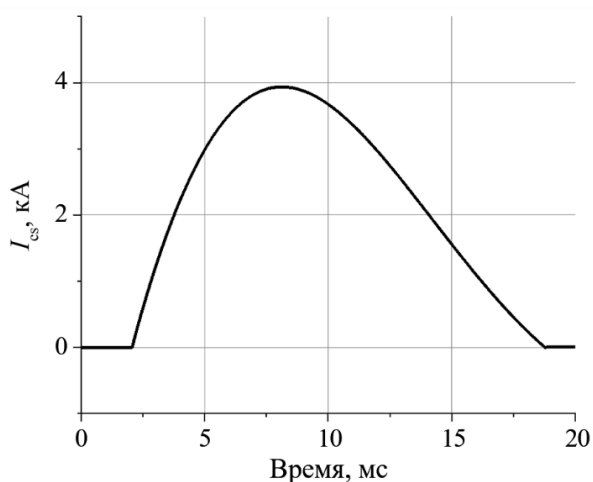


Рис. 3. Осциллограмма тока в центральном соленоиде (CS) в импульсе 1

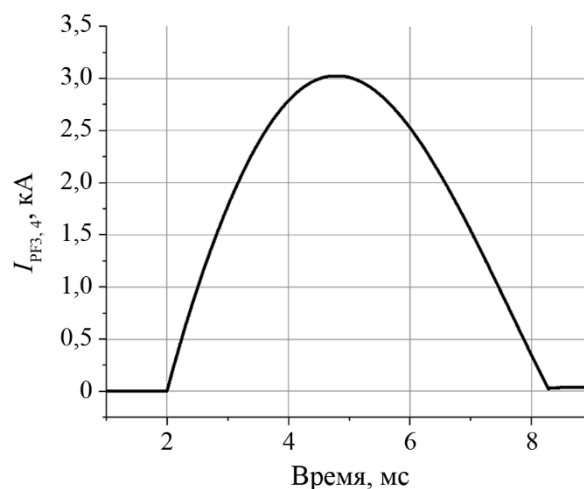


Рис. 4. Осциллограмма тока в катушках PF3 и PF4 в импульсе 2

Экспериментально измеренные токи по катушкам, а также напряжения на обходе загрузались в модель расчёта магнитных полей. Ввиду того, что в каждом импульсе ток присутствовал только в одной катушке (или паре катушек), все остальные катушки в модели отключались. Затем проводимости участков вакуумной камеры варьировались для получения наилучшего совпадения результатов моделирования с экспериментально измеренными напряжениями на обходе. В ходе фиттинга полагалось, что расхождение измеряемых и моделируемых напряжений на обходе связано с текущими по вакуумной камере токами, которые, в свою очередь, пропорциональны локальной проводимости участков вакуумной камеры. Для реализации возможности локального изменения проводимости в модели полоидальное сечение вакуумной камеры было разделено на восемь групп участков (рис. 5), в которых в качестве свободного параметра варьировалась удельная проводимость материала.

Если по данным моделирования напряжение обхода на некоторой петле было меньше экспериментально измеренного, проводимость группы участков камеры вблизи этой

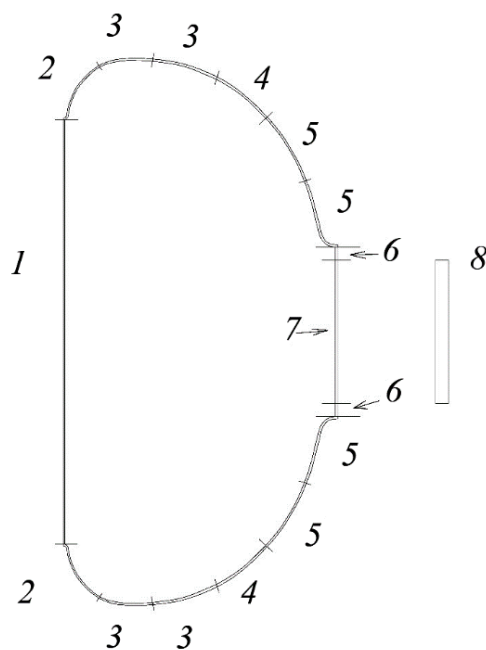


Рис. 5. Разбиение сечения разрядной камеры на группы 1—8 участков равной проводимости

петли понижалась, и наоборот, если значение напряжения на обходе, полученное при помощи моделирования, было выше экспериментально полученного, то проводимость группы участков камеры вблизи соответствующей петли увеличивалась. Данная процедура проводилась для серии тестовых импульсов тока по катушкам, пока не было получено согласие с экспериментальными данными не хуже 10%. Сравнение экспериментально измеренных и расчётных напряжений на обходе после настройки проводимости для двух тестовых импульсов представлено на рис. 6, 7. Эффективные удельные проводимости участков в различных группах приведены в таблице. Можно заметить, что наиболее существенные отклонения удельной проводимости участков от удельной проводимости стальных колец соответствующей геометрии наблюдаются для участков 7 и 8. В реальности эти участки соответствуют областям расположения патрубков и фланцев токамака, т.е. являются наиболее несимметричными. Таким образом, можно предположить, что отклонение удельной проводимости от ожидаемой связано с несимметричностью системы. Для остальных участков отклонения удельной проводимости, необходимые для подгонки модели к экспериментальным данным, могут быть связаны с наличием сварных швов в реальной конструкции.

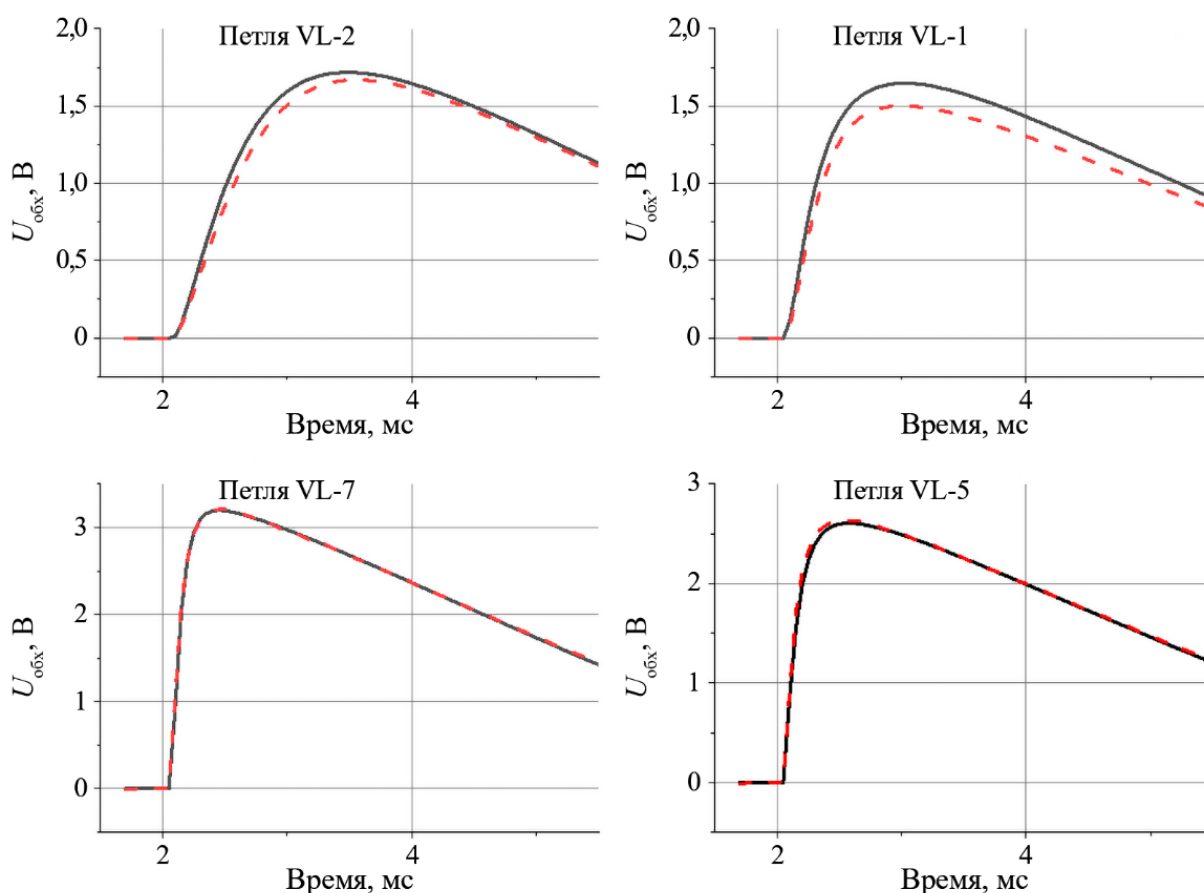


Рис. 6. Напряжение на обходе в месте расположения петель по результатам моделирования (—), экспериментально измеренные напряжения на обходе (---). Импульс 1

Следующим шагом в подборе параметров модели для расчёта магнитных полей являлись учёт и подбор параметров виртуальной тороидальной катушки. Ток в тороидальном направлении по каждому из отрезков был задан равным току в тороидальных катушках, умноженному на подгоночный коэффициент. Для подбора подгоночных коэффициентов была проведена серия импульсов тока по тороидальным катушкам. Системой сбора данных регистрировались ток по тороидальной катушке и напряжения на всех петлях измерения напряжения обхода. Ток в тороидальной катушке в подгоночном импульсе 3 представлен на рис. 8.

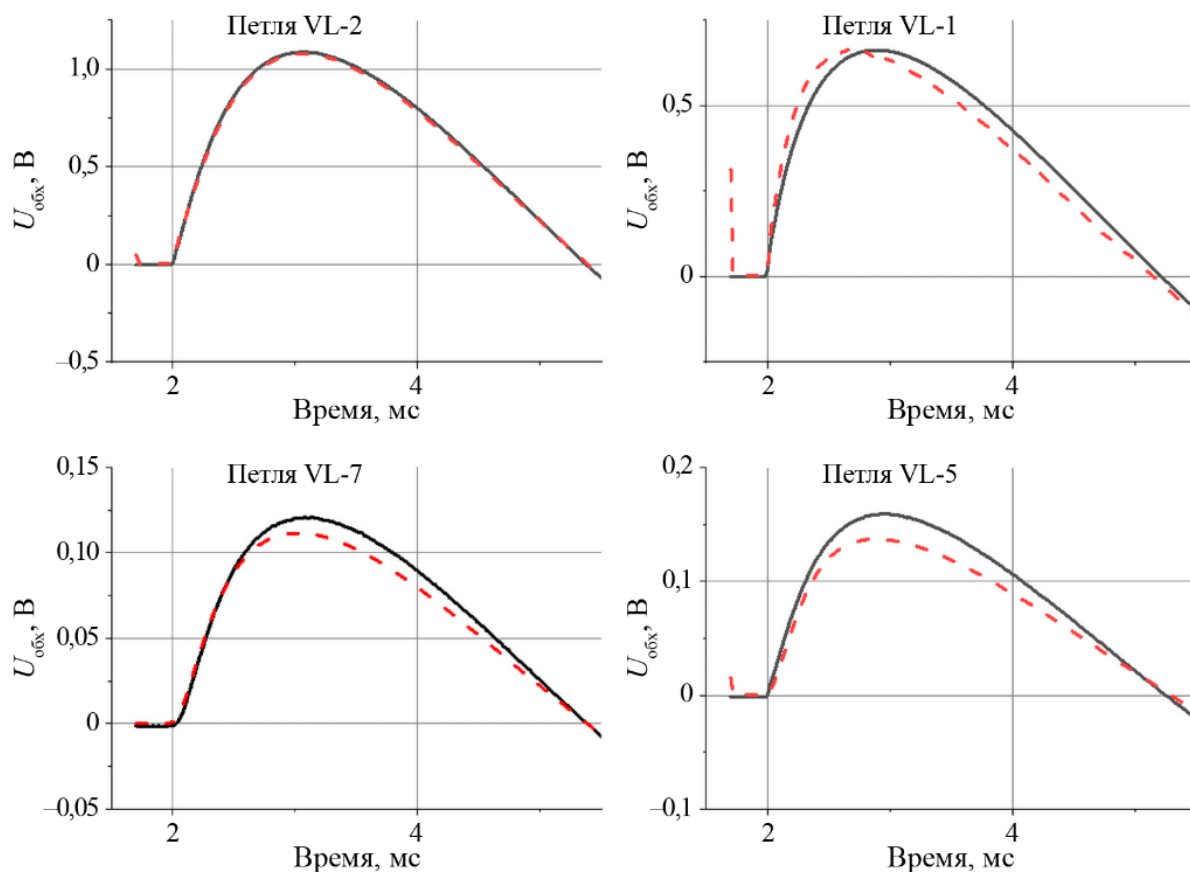


Рис. 7. Напряжение на обходе в месте расположения петель по результатам моделирования (—), экспериментально измеренные напряжения на обходе (---). Импульс 2

Проводимость участков в различных областях сечения разрядной камеры (см. рис. 5)

№ группы	Удельная проводимость участка, 1,38 МСм/м
1	1,05
2	1,2
3	0,95
4	0,8
5	0,7
6	0,8
7	0,5
8	0,02

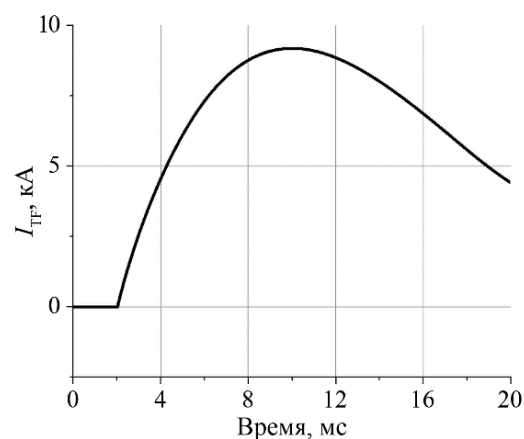


Рис. 8. Осциллограмма тока в тороидальных катушках в импульсе 3

Далее в модели были подобраны подгоночные коэффициенты таким образом, чтобы обеспечить наилучшее совпадение моделируемых и экспериментально измеренных полоидальных потоков на петлях. Результаты моделирования после подгонки представлены на рис. 9.

В ходе подгонки модели удалось добиться совпадения измеряемых и расчётных параметров в пределах 10%, что подтверждает правильность расчёта магнитных полей в модели. Расхождения могут быть связаны с рядом факторов, таких как неточность установки петель измерения напряжения обхода, несоответствие действительной формы купола вакуумной камеры той, что заложена в модель, влияние отклонений от осесимметричности — различные формы фланцев на патрубках токамака.

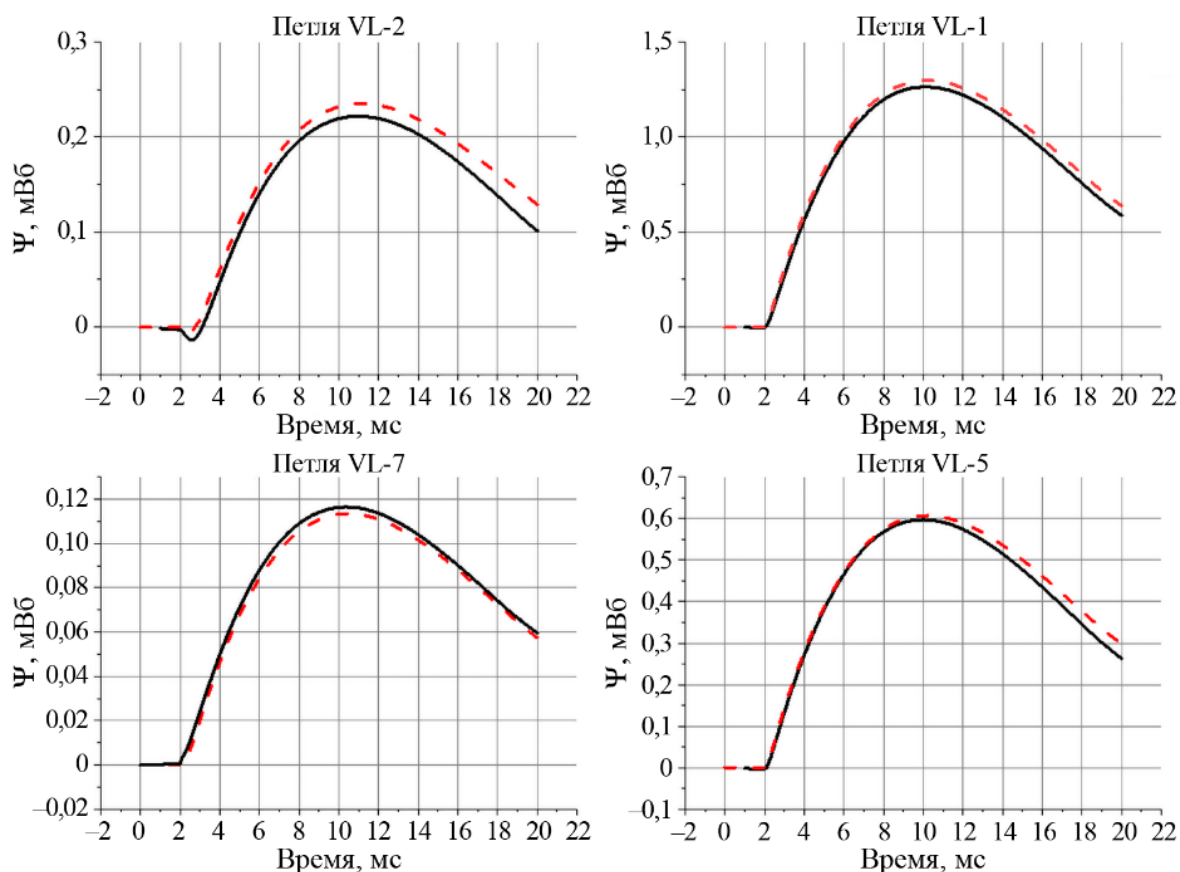


Рис. 9. Графики полоидального потока на петлях напряжения от времени: - - - - результат моделирования; — эксперимент

5. РАСЧЁТ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В НАЧАЛЕ РАЗРЯДА ТОКАМАКА МИФИСТ-0

С помощью разработанной модели расчёта полоидальных магнитных полей был эмпирически определён набор входных параметров импульса токамака, при реализации которого происходит успешное начало разряда. В набор входных параметров импульса входят напряжения зарядки всех конденсаторных батарей и время срабатывания тиристоров.

Как было описано ранее, критерием возможности пробоя газа в токамаке является достаточная длина магнитной силовой линии на протяжении времени пробоя при достаточном напряжении на обходе. Поэтому основным требованием к разрабатываемому набору параметров импульса было обеспечение минимума полоидальной компоненты магнитного поля в области, ограниченной лимитером токамака, на протяжении времени, достаточного для пробоя. По опыту предыдущих работ, приблизительное время пробоя с использованием предьонизации на токамаке МИФИСТ-0 составляет $\sim 0,2$ мс [12]. При этом эффективная длина магнитной силовой линии на всём этом временном промежутке должна быть достаточна для развития электронной лавины. Общая концепция искомого набора входных параметров импульса может быть сформирована следующим образом: при включении индуктора создаётся значительное полоидальное магнитное поле в области предполагаемого пробоя. Для его компенсации и формирования нуля поля, необходимого для пробоя, используются две пары полоидальных обмоток — PF1/2, PF5/6. Использование двух пар катушек необходимо для создания магнитной конфигурации, в которой формирующийся разряд будет устойчив в вертикальном направлении.

В токамаке МИФИСТ-0 управление токами в полоидальных катушках реализовано посредством последовательной разрядки отдельных батарей ёмкостных накопителей на индуктивную нагрузку полоидальных катушек. Возможность непосредственно задать зависимость тока по катушкам от времени отсутствует. Принципиальная схема питания одной из катушек представлена на рис. 10.

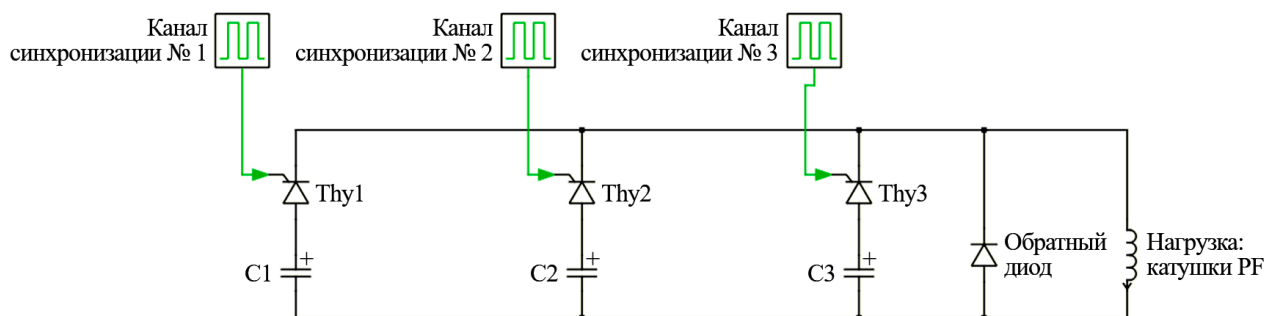


Рис. 10. Принципиальная схема питания катушек полоидального поля в токамаке МИФИСТ-0 на момент получения пробоя: C1, C2, C3 — независимо заряженные ёмкостные накопители; Thy1, Thy2, Thy3 — тиристорные ключи, открываемые в заданные моменты времени

Из-за того, что существует сложная индуктивная связь между отдельными катушками и вакуумной камерой токамака, характеристики которой меняются с характерной частотой тока, протекающего по каждому из элементов, крайне сложно точно восстановить зависимость тока в катушках от времени по данным о напряжении на накопителях и времени открытия ключей. Поэтому подбор входных параметров импульса производился эмпирически на реальных импульсах установки.

Подбор производился методом последовательных приближений. По предполагаемому набору входных параметров установки производился импульс катушек токамака. В ходе импульса измерялись зависимости токов в катушках от времени. Эти зависимости закладывались в численную модель, и по ним определялось пространственно-временное распределение магнитного поля внутри камеры. В набор напряжений зарядки ёмкостных накопителей и времён открытия ключей вносилось небольшое изменение, которое должно было улучшить распределение полоидальных полей внутри камеры с точки зрения получения пробоя. При приближении к искомой магнитной конфигурации, а именно тогда, когда по результатам моделирования магнитных полей было выявлено формирование нуля полоидальной компоненты магнитного поля, дальнейшие импульсы производились с подачей водорода и включённой предыонизацией. В результате процедуры подбора был определён набор входных параметров импульса, при реализации которого происходит успешное начало разряда: формируется токовый шнур, устойчивый в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Для расчёта в рамках данной статьи был выбран разряд 1978. Токи по элементам магнитной системы в исследуемом разряде были зарегистрированы комплектом поясов Роговского. Зависимости тока от времени по тороидальному соленоиду (TF), центральному соленоиду (CS) и полоидальным катушкам PF1, PF2 и PF5, PF6 показаны на рис. 11. Катушки PF3, PF4 не используются в разряде.

По данным тока в катушках было рассчитано распределение магнитного и электрического полей в расчётной области с учётом токов, наведённых в вакуумной камере. Ноль полоидальной компоненты магнитного поля формируется на протяжении времени с $t = 8,0$ мс до $t = 8,2$ мс. Распределение модуля полоидальной компоненты магнитного поля для трёх моментов времени показано на рис. 12.

Общий уровень рассеянных магнитных полей в области пробоя (см. рис. 12) можно оценить в ~ 1 мТл. С помощью модели расчёта магнитных полей можно оценить влияние рассеянных полей тороидального соленоида. Для рассматриваемого сценария разряда было рассчитано распределение магнитных полей в момент пробоя $t = 8,2$ мс с виртуальными витками

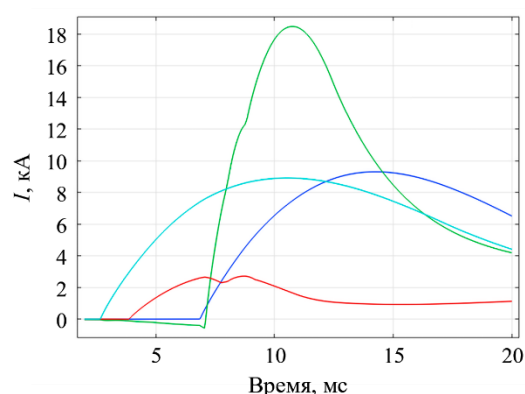


Рис. 11. Графики токов по катушкам токамака в рассматриваемом разряде 1978. Ток в полоидальных катушках PF1, PF2, PF5, PF6 показан в десятикратном масштабе: — CS; — TF; — PF1, PF2; — PF5, PF6

тороидальной катушки и без. Результаты расчёта представлены на рис. 13, *а*, *б*. Также для выявления влияния тока, текущего по вакуумной камере, на магнитные поля в ней в момент пробоя был проведён расчёт, в котором проводимость вакуумной камеры была отключена. Результирующая картина магнитных полей для момента времени $t = 8,2$ мс представлена на рис. 13, *в*.

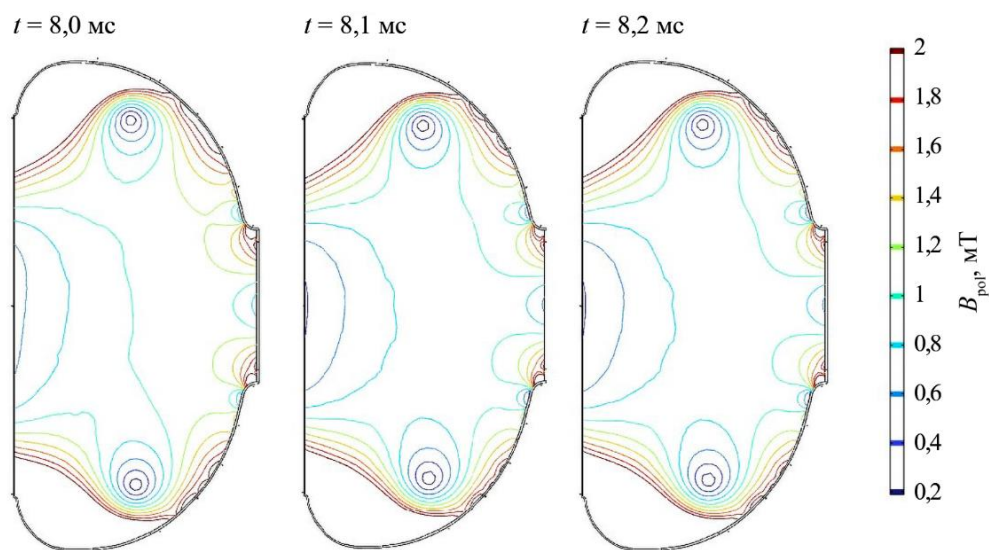


Рис. 12. Распределение модуля полоидальной компоненты магнитного поля в момент ожидаемого пробоя $t = 8,6$ мс: контуры — линии уровня полоидальной компоненты магнитного поля от 0 до 1 мТл с шагом 0,2 мТл

На рис. 13 видно, что картина магнитных полей в области вакуумной камеры оказывается совершенно разной для модели с виртуальными витками и без. Тороидальная катушка оказывает значительное влияние на магнитные поля в области вакуумной камеры и не может не учитываться в расчётах. В результате расчёта без учёта проводимости вакуумной камеры магнитное поле внутри неё оказывается сильно завышенным (см. рис. 13, *в*). Значительный ток, текущий по вакуумной камере, нивелирует магнитное поле внешних катушек, его учёт необходим для корректного расчёта магнитных полей.

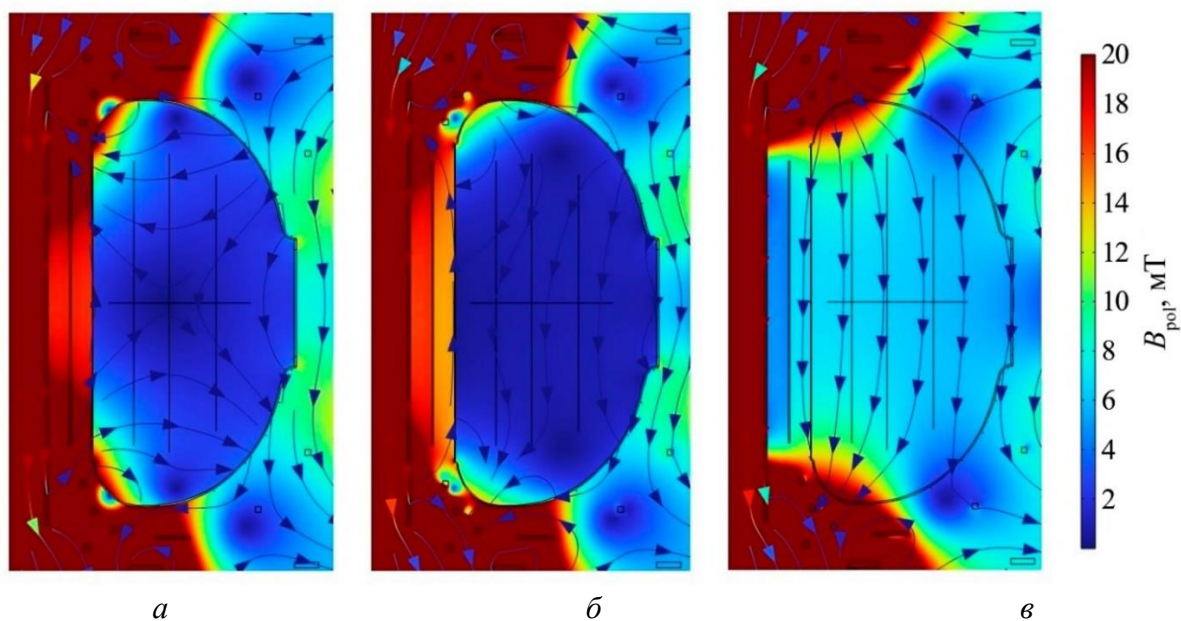


Рис. 13. Распределение магнитных полей в области вакуумной камеры в момент пробоя: *а* — виртуальные витки тороидальной катушки не учитываются в модели; *б* — виртуальные витки тороидальной катушки учтены в модели; *в* — вакуумная камера считается непроводящей

Для оценки возможности пробоя требовалось провести расчёт эффективной длины магнитной силовой линии, которая рассчитывалась по следующей формуле:

$$L_{\text{eff}} = \int \frac{B_t}{\sqrt{B_z^2 + B_r^2}} dl. \quad (3)$$

Интегрирование проводилось по линиям 5 (см. рис. 2), при этом получают три параметра L_{eff} , из которых выбирается наибольший. Вычисленная таким образом длина магнитной силовой линии составила 50 м в момент времени $t = 8,1$ мс (для левой прямой). Кривая минимальной требуемой для пробоя напряжённости электрического поля при $L_{\text{eff}} = 50$ м для водорода, рассчитанной по формуле (3), показана на рис. 14. Напряжённость вихревого электрического поля (зелёная прямая на рис. 14), рассчитанная в модели для центра вакуумной камеры ($R = 25$ см, $Z = 0$ см), в момент $t = 8,2$ мс составляет $E = 4,5$ В/м. Пробой газа при в данной магнитной конфигурации возможен от $p = 4,5 \cdot 10^{-5}$ Торр (левая точка пересечения красной и зелёной линий) до более чем $p = 7,5 \cdot 10^{-4}$ Торр (правая граница графика). Также на рис. 14 нанесён критерий убегания электронов: $E/p > 2,5 \cdot 10^4$ В/м·Торр (синяя линия). При этом область на зелёной прямой от $p = 4,5 \cdot 10^{-5}$ Торр до пересечения с синей линией при $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр соответствует пробую газа с появлением убегающих электронов. В свою очередь, при давлении более $p = 2 \cdot 10^{-4}$ Торр пробой должен происходить без убегания электронов.

Графики основных параметров разряда 1978 показаны на рис. 15. Давление водорода в разряде составляло $7,5 \cdot 10^{-5}$ Торр.

Включение центрального соленоида, создающего напряжение на обходе, происходит в момент 7 мс, однако пробой происходит не сразу, а в момент, когда создаётся магнитная конфигурация с достаточной для развития электронной лавины длиной магнитной силовой линии. Успешное начало разряда 1978 подтверждается появлением тока плазмы в момент 8,2 мс. Также на рис. 15 заметно влияние изменяющегося тока плазмы на измеряемое усреднённое напряжение на обходе. Стоит отметить, что при измеренном давлении $p = 7,5 \cdot 10^{-5}$ Торр (см. рис. 14) должен происходить пробой с формированием убегающих электронов, однако давление, измеряемое датчиком, может быть несколько меньше давления в области пробоя из-за расположения датчика, а также из-за возможной десорбции дополнительного водорода со стенки, вызванной появлением предварительной СВЧ-плазмы.

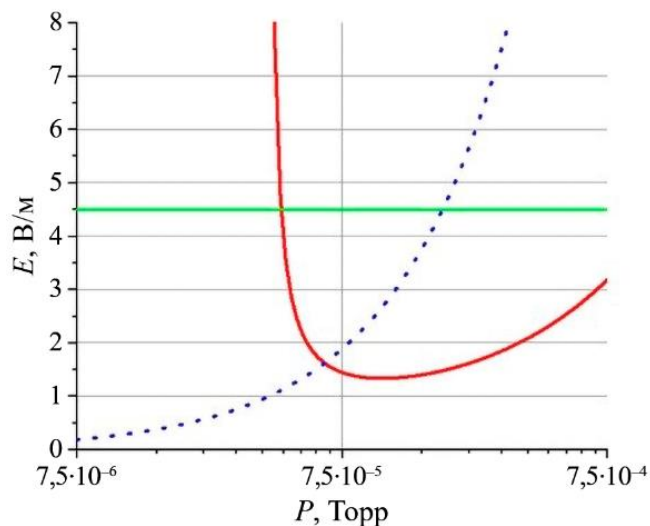


Рис. 14. Линии $E_{\text{min}}(P)$ для водорода при $L_{\text{eff}} = 50$ м (—), критическая напряжённость электрического поля для убегания электронов (· · · · ·), линия $E = 4,5$ В/м (—)

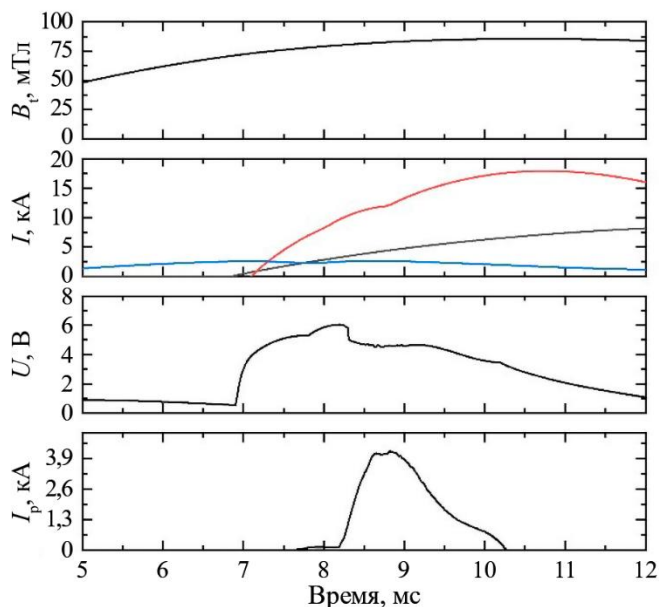


Рис. 15. Оциллограммы параметров разряда 1978: — — CS; — — PF1, PF2×10; — — PF5, PF6×10

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы была обоснована необходимость расчёта полоидальных магнитных полей в начале разряда токамака МИФИСТ-0. Создана модель для расчёта электромагнитных полей, построенная в среде COMSOL Multiphysics. Модель верифицирована на ряде импульсов тока по катушкам магнитной системы. В модели также учтена полоидальная компонента магнитного поля, создаваемая неосесимметричным тороидальным соленоидом, для чего он был аппроксимирован набором кольцевых виртуальных витков с током. Выявлено совпадение моделируемых напряжений на обходе с экспериментально измеренными в пределах $\sim 10\%$.

В ходе работы был получен базовый набор входных параметров импульса токамака МИФИСТ-0. При помощи разработанной модели расчёта магнитных полей был исследован момент пробоя в разработанном базовом импульсе. Было рассчитано распределение полоидальной компоненты магнитного поля в области вакуумной камеры, выявлено формирование так называемой «нулевой» конфигурации магнитного поля, необходимой для пробоя газа. Рассчитанная длина магнитной силовой линии составила 50 м, напряжённость вихревого электрического поля — 4,5 В/м. Рассмотрена возможность лавинного пробоя газа в данных условиях по критерию Таунсенда. Расчётный диапазон рабочего давления водорода составил от $6 \cdot 10^{-5}$ до более чем $1 \cdot 10^{-3}$ мБар.

Работа выполнена за счёт средств НИР «Исследования в области взаимодействия плазмы с обращёнными к плазме элементами на учебно-демонстрационной установке типа «токамак» в НИЯУ МИФИ с привлечением студентов и аспирантов» (дополнительное соглашение № 075-03-2023-097/4 от 17.04.2023. к соглашению № 075-03-2023-097 от 13.01.2023).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Беляков В.А., Кавин А.А., Лепихов С.А., Минеев А.Б., Овсянников А.Д.** ТОКАМАК: начальная стадия разряда. — СПб: Изд-во Лань, 2014. 176 p.
2. **Albanese R., Villone F.** The linearized CREATE-L plasma response model for the control of current, position and shape in tokamaks. — Nucl. Fusion, 1998, vol. 38, № 5, p. 723—738.
3. **Maviglia F. et al.** Electromagnetic analysis of breakdown conditions in JET. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, № 6—8, p. 675—679.
4. **COMSOL Multiphysics Reference Manual.** COMSOL, Inc.
5. **Kennedy M. et al.** Analytical and Experimental Validation of Electromagnetic Simulations Using COMSOL®, re Inductance, Induction Heating and Magnetic Fields. Stuttgart, Germany, 2011.
6. **Wang Y., Xie X.** Magnetic Field Calculations for Circular Coils of Rectangular Cross section. — In: 5th Advanced Information Technology, Electronic and Automation Control Conference (IAEAC). Chongqing, China, IEEE, 2021, p. 1939—1946.
7. **Андреев В.Ф., Балашов А.Ю., Белов А.М., Игонькина Г.Б., Семенов П.С., Соколов М.М., Степин А.В., Сушков А.В., Хайрутдинов Э.Н.** Моделирование магнитных измерений на токамаке Т-15МД с учётом наведённых токов в вакуумной камере. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 25—42.
8. **Belyakov V.A. et al.** Plasma initiation stage analysis in tokamaks with TRANSMAC code. — Plasma Devices and Operations, 2003, vol. 11, № 3, p. 193—201.
9. **De Vries P.C., Gribov Y.** ITER breakdown and plasma initiation revisited. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 9, p. 096043.
10. **Gribov Y. et al.** Progress in simulation of ITER First Plasma operation. — In: 45th EPS conference on Plasma Physics. Prague, 2018. P. P1.1075.
11. **Chektybayev B. et al.** Study of breakdown and plasma formation in the KTM tokamak with the massive conductive vacuum chamber. — Fusion Engineering and Design, 2021, vol. 163, p. 112167.
12. **Krat S. et al.** МЕРPHIST-0 Tokamak for Education and Research. — Fusion Science and Technology, 2023, vol. 79, № 4, p. 446—464.
13. **Krat S.A. et al.** МЕРPHIST-0 Tokamak Toroidal Magnetic Field System. — Physics of Atomic Nuclei, 2021, vol. 84, № 12, p. 1995—2003.

14. Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э., Алиева А.И., Пришвицын А.С., Ефимов Н.Е., Крат С.А. Оптимизация полоидальной магнитной системы токамака МИФИСТ-0. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 98—107.
15. Efimov N. et al. MEFIST-0 integrated control and data acquisition system. — Fusion Engineering and Design, 2023, vol. 196, p. 113990.

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



Иван Игоревич Пашков, инженер, аспирант
raschckov.vania@yandex.ru



Александр Сергеевич Пришвицын, младший научный сотрудник, лауреат премии Правительства Москвы молодым учёным 2022 г. в категории «Приборостроение»
ASPrishvitsyn@mephi.ru



Никита Евгеньевич Ефимов, младший научный сотрудник, лауреат премии Правительства Москвы молодым учёным 2022 г. в категории «Приборостроение»
NEEfimov@mephi.ru



Федор Сергеевич Подоляко, младший научный сотрудник
NEEfimov@mephi.ru



Степан Андреевич Крат, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства Москвы молодым учёным 2022 г. в категории «Приборостроение», призёр конкурса «Человек года» НИЯУ МИФИ 2023 г. в номинации «Огонь Прометей»
sakrat@mephi.ru

Статья поступила в редакцию 3 октября 2024 г.

После доработки 9 сентября 2025 г.

Принята к публикации 22 сентября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 91—103.



ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

УДК 533.9.07, 004.942

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИНЖЕКЦИИ РАБОЧЕГО ГАЗА В МЕЖЭЛЕКТРОДНЫЙ ЗАЗОР ПЛАЗМЕННОГО УСКОРИТЕЛЯ МК-200

*Е.З. Бирюлин^{1,2}, В.Ю. Цыбенко^{1,2}, И.М. Позняк^{1,2}, И.А. Алябьев^{1,2},
Д.А. Топорков^{1,2}, С.В. Карелов¹, Д.А. Бурмистров¹*

¹ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Троицк, Россия

²МФТИ (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

В ГНЦ РФ ТРИНИТИ (Москва, Троицк) в рамках задачи по созданию источника нейтронов разрабатывается плазменный ускоритель с новой системой газонапуска. В этой системе газ инжектируется в рабочий объем с помощью быстродействующих клапанов в направлении от внешнего к внутреннему электроду. Таким образом обеспечивается распределение газа с повышенной плотностью вблизи центрального электрода. Для достижения азимутальной однородности потока используется сопло Лавала. Целью данной работы являлось исследование процесса инжекции рабочего газа в межэлектродный зазор нового плазменного ускорителя. В ходе исследования разработана численная модель системы инжекции. Система уравнений решалась методом контрольных объемов на деформируемой сетке, что позволило учесть движение штока газового клапана. Значения газодинамических переменных на следующем временном слое вычислялись с помощью неявной схемы. Экспериментально измерено распределение давления газа в межэлектродном зазоре, выполнены оценки параметров газового потока. На основе полученных результатов проведена валидация численной модели и показано, что модель удовлетворительно описывает поведение газового потока в межэлектродном зазоре.

Ключевые слова: плазменные ускорители, установка МК-200, источник нейтронов, импульсный напуск газа, численное моделирование.

STUDY OF THE PLASMA-FORMING GAS INJECTION INTO THE INTERELECTRODE GAP OF THE MK-200 PLASMA GUN

*E.Z. Biriulin^{1,2}, V.Yu. Tsybenko^{1,2}, I.M. Poznyak^{1,2}, I.A. Aliabev^{1,2},
D.A. Toporkov^{1,2}, S.V. Karelov¹, D.A. Burmistrov¹*

¹SRC «TRINITI», Moscow, Troitsk, Russia

²Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russia

At the RF SRC TRINITI (Moscow, Troitsk), a plasma gun with a new gas injection system is being developed as part of the task of creating a neutron source. In new injection system, gas is injected into the working volume using fast-acting valves in the direction from the outer to the inner electrode. This establishes gas distribution with increased density near the central electrode. A Laval nozzle is used to achieve azimuthal uniformity of the flow. The objective of this work was to study the process of plasma-forming gas injection into the interelectrode gap of the new plasma gun. In the course of the study, a numerical model of the injection system was developed. The hydrodynamic equation system was solved using the finite volumes method on a moving mesh, which made it possible to take into account the motion of the gas valve stock. The values of gas-dynamic variables on the next time layer were calculated using an implicit scheme. The gas pressure distribution in the interelectrode gap was measured with pressure transducers, and the gas flow parameters were estimated. Based on the results obtained, the numerical model was validated. The developed numerical model adequately describes the behavior of the gas flow in the interelectrode gap.

Key words: plasma accelerators, MK-200 facility, neutron source, pulsed gas injection, numerical modeling.

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменные ускорители (plasma guns или plasma accelerators [1—3]) — устройства, предназначенные для получения плазменных потоков с характерной скоростью $\sim 1\text{—}1000$ км/с и энергосодержанием ~ 100 кДж. Эти устройства применяются в исследованиях эрозии материалов первой стенки токамаков [4, 5], для технологических задач по упрочнению материалов [6]. Также на основе плазменных ускорителей разрабатываются прототипы мощного источника термоядерных нейтронов [7—9] и электрореактивного двигателя для космических летательных аппаратов [10].

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки МК-200, [7] на основе плазменного ускорителя. Ускоритель представляет собой систему из двух коаксиальных электродов, расположенных в вакуумной камере. Рабочий газ подаётся в межэлектродный зазор с помощью системы инъекции газа, установленной на внешней стенке камеры ускорителя.

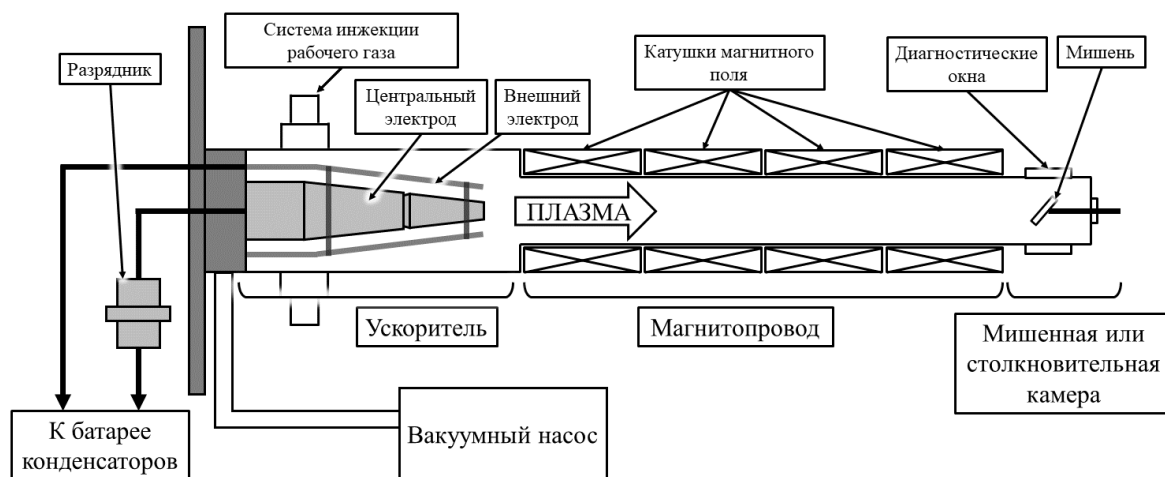


Рис. 1. Схема установки МК-200

Энергопитание установки осуществляется от батареи низкоиндуктивных конденсаторов, соединённых друг с другом параллельно. Подключение питания к ускорителю производится через вакуумные разрядники.

После инъекции и последующего пробоя газа в межэлектродном зазоре образуется плазма, и через систему начинает протекать электрический ток. Ток, протекающий через центральный электрод, создаёт азимутальное магнитное поле в зазоре. Разрядный ток плазменного ускорителя МК-200 типично составляет $\sim 1,6$ МА и может достигать до 2 МА. В результате взаимодействия радиальных токов в плазменном сгустке с азимутальным магнитным полем возникает сила Ампера, под действием которой плазма ускоряется.

Высокоскоростной плазменный сгусток попадает в магнитопровод и транспортируется до специальной камеры. Эта камера может использоваться для столкновения плазменных потоков [7] или с целью размещения образцов, предназначенных для облучения плазмой (так называемая «мишенная камера»). Камера оснащена окнами для применения оптических диагностик (например, для интерферометрии) и вакуумными вводами с целью установки диагностических средств (например, датчиков давления, магнитных зондов, калориметра, болометра и т.п.).

Одной из ключевых систем ускорителя является система газонапуска. Её характеристики определяют развитие газового разряда и динамику плазменного потока. На плазменных ускорителях зачастую реализуется система, в которой газ инжектируется в направлении от центрального электрода (катода) к внешнему (аноду). В результате образуется газовое распределение с повышенной плотностью вблизи внешнего электрода.

Так как магнитное поле по величине больше вблизи катода, то после ионизации газа менее плотная центральная часть плазменного сгустка под действием силы Ампера испытывает большее ускорение.

В результате при движении плазмы развивается неустойчивость, проявляющаяся в деформации токовой оболочки [11]. Это приводит к неоднородности плазменного потока как в пространстве, так и во времени, что ведёт к уменьшению эффективности ускорителя.

В ГНЦ РФ ТРИНИТИ в рамках задачи по созданию источника нейтронов разрабатывается плазменный ускоритель с новой системой газонапуска. В этой системе газ инжектируется в рабочий объём с помощью быстродействующих клапанов в направлении от внешнего к внутреннему электроду. Для достижения азимутальной однородности потока используется сопло Лавала. Таким образом обеспечивается распределение газа с повышенной плотностью вблизи центрального электрода. Согласно [11] такое распределение может скомпенсировать неустойчивость плазмы, обусловленную неравномерностью её разгона по сечению межэлектродного зазора.

2. МОТИВАЦИЯ

Для разработки новых систем инжекции газа плазменных ускорителей необходимо проведение газодинамических расчётов. Моделирование позволяет оптимизировать геометрию и параметры системы (например, давление в ресивере клапанов).

В ходе разработки модели особое внимание следует уделить сопоставлению результатов расчётов с экспериментальными данными, полученными в ходе испытаний системы. Это позволяет оценить точность модели и провести её настройку. Модель, адекватно описывающая систему, позволяет определять её параметры в ходе дальнейшей разработки.

Целью данной работы являлись разработка численной модели системы газонапуска и её проверка на экспериментальных данных, полученных в ходе экспериментов на установке МК-200.

3. ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ

В основе численной модели системы инжекции ускорителя лежит система уравнений, включающая уравнение неразрывности потока, уравнение Эйлера и закон сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial p v_k}{\partial x_k} &= 0; \\ \left(\rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x_i}; \\ \frac{\partial p e}{\partial t} + \frac{\partial p e v_k}{\partial x_k} &= - p \frac{\partial v_k}{\partial x_k}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь x_i — i -я декартова координата; ρ — массовая плотность газа; v_i — i -я компонента скорости потока; p — давление газа; N — концентрация газа; T — температура газа; e — внутренняя энергия единицы газового объёма.

Так как число Рейнольдса течения велико ($\sim 25\,000$), то работа вязких сил мала по сравнению с кинетической энергией потока. Поэтому в расчёте силы вязкого трения не учитываются. В модели использовано уравнение состояния идеального газа. Значения молярной массы соответствуют молекулярному водороду.

Дифференциальные уравнения решались методом конечных элементов (МКЭ) на деформируемой сетке. Это позволило учесть движение штока клапана, ход которого был экспериментально измерен ранее.

Значения газодинамических переменных на следующем временном слое вычислялись с помощью неявной схемы. Производная по времени аппроксимировалась методом Эйлера.

Значения газодинамических переменных на границах ячеек сетки вычислялись следующим образом [12]:

$$\Phi_{\text{граница}}(\mathbf{r}_{\text{граница}}, t) = \Phi_{\text{ячейка}}(\mathbf{r}_{\text{ячейка}}, t) + \beta \Delta r_k \left. \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} \right|_{(\mathbf{r}_{\text{ячейка}}, t)}, \quad (2)$$

где φ — газодинамическая переменная; $\mathbf{r}_{\text{ячейка}}$ — радиус-вектор, указывающий на центр ячейки сетки; $\mathbf{r}_{\text{граница}}$ — радиус-вектор, указывающий на граничный элемент сетки; $\Delta\mathbf{r}$ — разность векторов $\mathbf{r}_{\text{граница}}$ и $\mathbf{r}_{\text{ячейка}}$. Коэффициент $\beta \in [0, 1]$ выбирается таким образом, чтобы локальная монотонность решения сохранялась [12]. Это позволяет локально увеличить порядок аппроксимации разностной схемы по координате.

В численной модели использованы параметры водорода, так как этот газ был использован в качестве рабочего тела в экспериментах. Согласно экспериментальным данным температура водорода в межэлектродном зазоре может изменяться в диапазоне от 40 до 300 К. Поэтому необходимо задать теплоёмкость газа, по крайней мере, в этом диапазоне температуры.

Согласно молекулярно-кинетической теории теплоёмкость идеального газа зависит от числа возбуждённых степеней свободы. При температуре 300 К активны пять степеней свободы: три поступательных и две вращательных. Однако при температурах ниже 100 К активны только поступательные степени свободы. Согласно [16] «отключение» степеней свободы происходит при снижении температуры от 200 до 100 К. По данным, приведённым в [13—16], с помощью полиномиальной аппроксимации построена зависимость теплоёмкости от температуры.

Отметим также, что существует гипотеза о конденсации рабочего газа на стенках ускорителя. Для проверки этой гипотезы необходимо провести моделирование фазового перехода газ—жидкость. Одним из возможных подходов является введение эффективной теплоёмкости фазового перехода [17]. В этом случае к функции теплоёмкости делается добавка в виде Гауссова профиля, нормированного на энергию фазового перехода, с центром в точке фазового перехода. При этом дисперсия гауссианы определяет температурную ширину фазового перехода.

Одной из проблем численного моделирования разреженных течений является сложность задания условий, близких к вакууму. Возможным подходом к решению данной проблемы является расчёт потоков через границы ячеек методом молекулярных течений [18]. Однако данный метод ресурсозатратен, так как концентрация молекул велика.

Альтернативный метод — имитировать область вакуума сильно разреженным газом, для которого работают уравнения сплошной среды. При уменьшении давления в расчётной области увеличивается длина свободного пробега молекул. Для выполнения условий применимости уравнений сплошной среды длина свободного пробега должна быть мала по сравнению с размером зерна сетки. С другой стороны, при уменьшении давления в области, имитирующей вакуум, требуется измельчать сетку для лучшей сходимости модели. Поэтому необходимо определить оптимальное значение давления, при котором расчёт сходится, а остаточный газ оказывает минимальное влияние на параметры потока.

В целях определения оптимального давления для имитации вакуума были проведены расчёты истечения газа через сопло в область низкого давления. Расчёт проводился в аксиально-симметричном случае. Давление перед соплом задавалось равным 100 атм, а на выходе из сопла задавалось в диапазоне от 10 до 0,001 атм.

Установлено, что при снижении величины минимального давления до 0,1 атм и ниже распределение скорости, давления и плотности в межэлектродном зазоре в относительной близости от выхода сопла практически перестаёт изменяться. Поэтому в последующих расчётах использована величина минимального давления в диапазоне от 0,001 до 0,02 атм, при которой выполняются условия применимости уравнений сплошной среды и достигается сходимость задачи. Отметим, что наличие фонового давления усложняет оценку времени распространения относительно слабых ударных волн газа, что важно, например, для оценки времени пробоя по поверхности изолятора, расположенного на торце электродной системы.

Расчёты проводились в упрощённой (аксиально-симметричной) геометрии, учитывающей только геометрию клапана, а также в геометрии, соответствующей конструкции установки МК-200. На рис. 2 приведена геометрия расчётной области, которая включает внутренний объём клапана и вакуумной камеры установки МК-200. В силу азимутальной симметрии системы для расчётов был выбран сектор с углом раствора 22,5°.

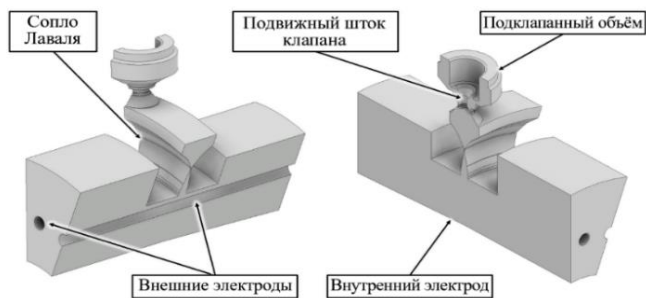


Рис. 2. Геометрия расчётной области вблизи сопла Лавая (40 см)

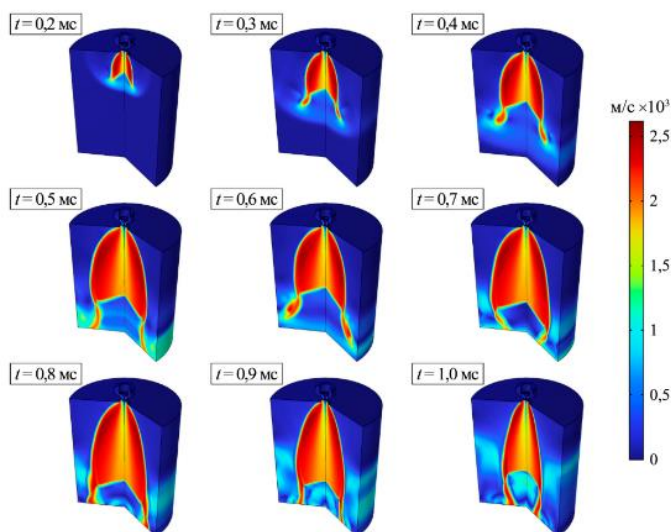


Рис. 3. Распределение скорости газа в различные моменты времени

в межэлектродном зазоре формируется газовое облако размером 30—40 см вдоль электродов. Однако это облако неоднородно: моделирование показало возникновение локальных скачков уплотнений. На рис. 5 представлено распределение скорости и концентрации газа в облаке. Локальная концентрация газа достигает $(2—10)10^{18} \text{ см}^{-3}$ (с 350 до 400 мкс). В дальнейшем это облако растекается вдоль электродов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчёты проводились на двух рабочих станциях со следующими характеристиками:

— CPU AMD Ryzen Threadripper 3990X (2,9 ГГц, 20 ядер из доступных 64) и 80 Гб RAM;

— CPU AMD Ryzen Threadripper 3990X (2,9 ГГц, 64 ядра) и 256 Гб RAM.

Первоначально были проведены расчёты газового клапана в упрощённой аксиально-симметричной геометрии. Величина давления в подклапанном объёме задавалась равной 34 атм. На рис. 3 приведено полученное распределение скорости в различные моменты времени. Данная модель позволила оценить массу инжектированного за импульс газа, которая составляет около 120 мг, что соответствует экспериментальным результатам, полученным при испытаниях клапанной системы.

На рис. 4 представлено распределение скорости газа для сектора с полной длиной электродов плазменного ускорителя для моментов времени 400, 700 и 1000 мкс. Видно, что газовый поток заполняет весь межэлектродный (см. рис. 4, б) зазор за 1 мс.

В процессе инжекции газа (300—400 мкс от момента пуска клапанов) напротив сопла

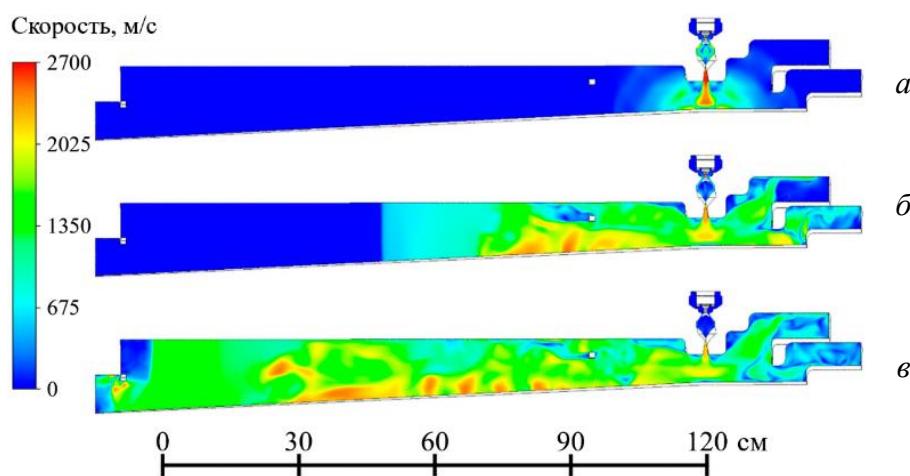


Рис. 4. Распределение скорости газа в моменты времени 400 (а), 700 (б), 1000 мкс (в) (давление под клапаном 34 атм)

Эксперименты на ускорителе показали, что подача напряжения на электроды с задержкой от момента запуска клапанов более 500 мкс приводит к развитию пробоя вдоль изолятора на торце электродной системы. Таким образом, задержка должна быть меньше этого порога. Однако необходимость введения фонового давления газа не позволяет точно оценить момент прихода газа к поверхности изолятора в расчёте. В то же время необходимо инжектировать определённую массу газа к моменту подачи напряжения на электроды. Массовый расход газа определяется давлением газа в подклапанном объёме и шириной критического сечения сопла. Давление в подклапанном объёме определено в ходе экспериментов и составляет 30—35 атм.

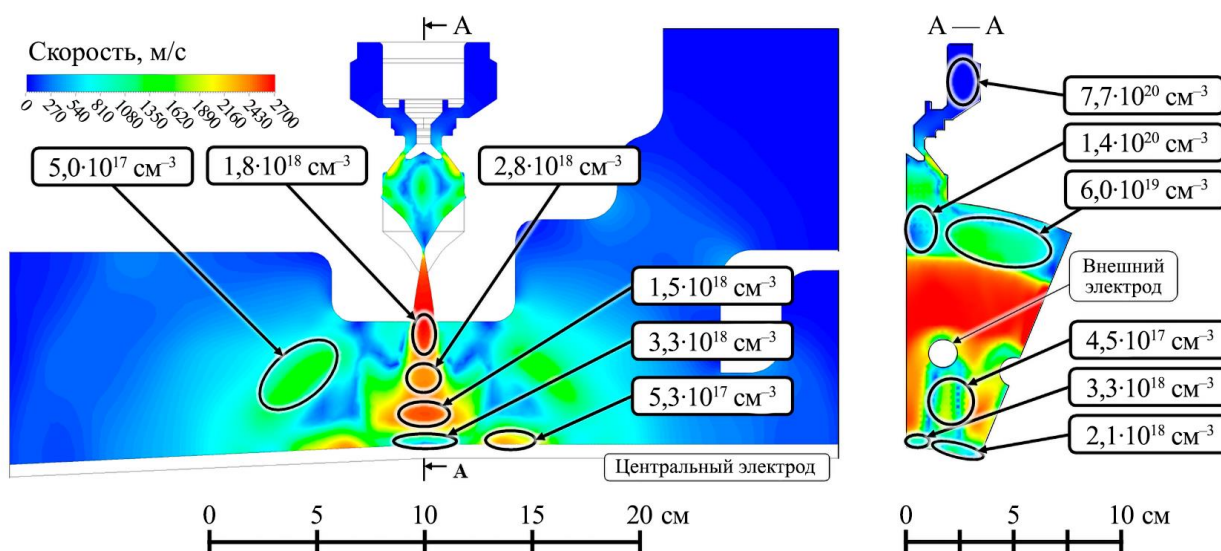


Рис. 5. Распределение скорости и концентрации газа в момент времени 325 мкс (давление под клапаном 34 атм)

На рис. 6—8 приведено распределение плотности газа для моментов времени 275, 300, 325 мкс от момента пуска клапанов. Давление в подклапанном объёме составляет 30 атм, ширина критического сечения — 0,3 мм. Для заданных параметров системы рассчитана зависимость массы инжектированного газа от времени (рис. 9). При построении этой зависимости учитывалась только масса газа в межэлектродном зазоре.

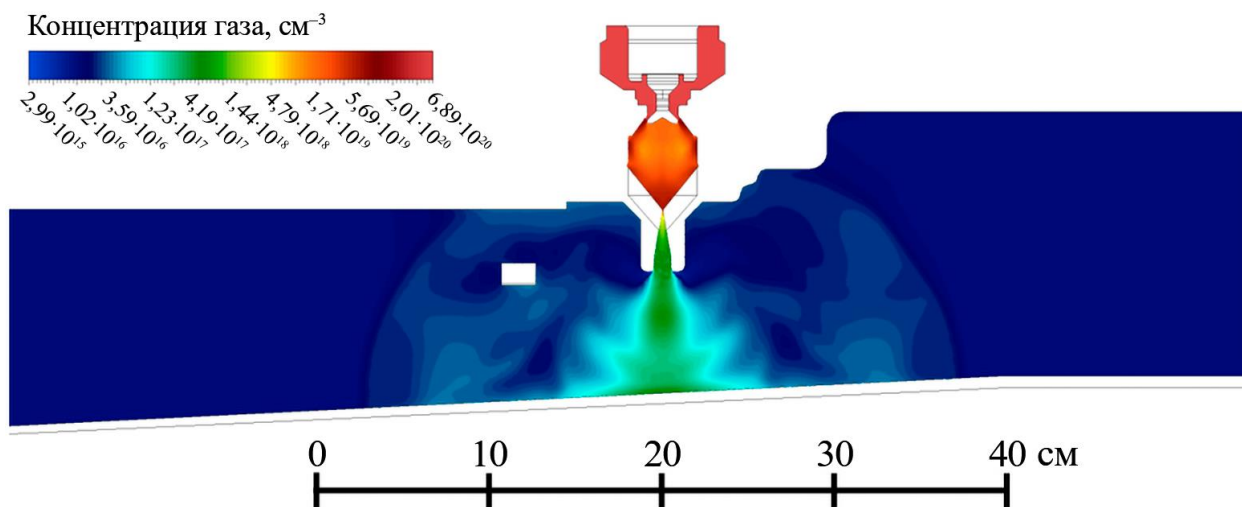


Рис. 6. Распределение плотности газа в момент времени 275 мкс (давление под клапаном 30 атм)

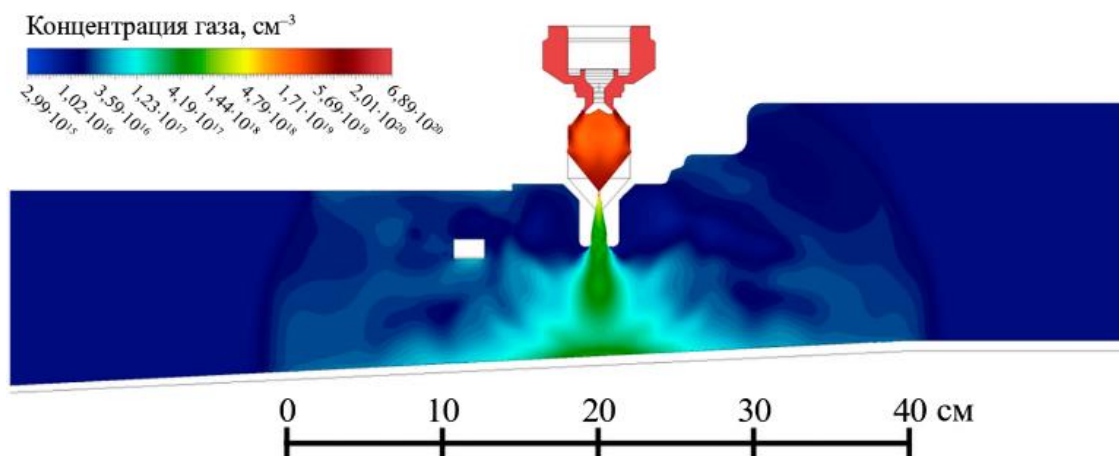


Рис. 7. Распределение плотности газа в момент времени 300 мкс (давление под клапаном 30 атм)

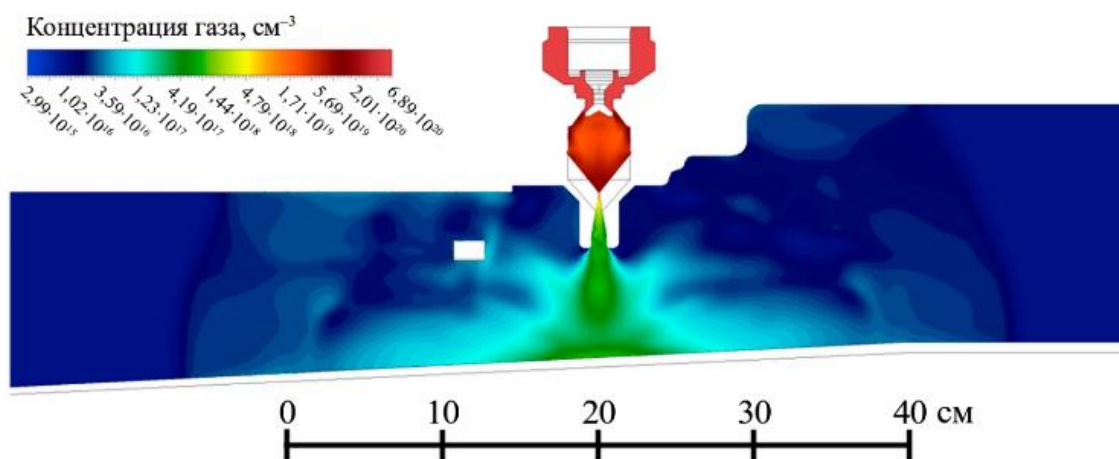


Рис. 8. Распределение плотности газа в момент времени 375 мкс (давление под клапаном 30 атм)

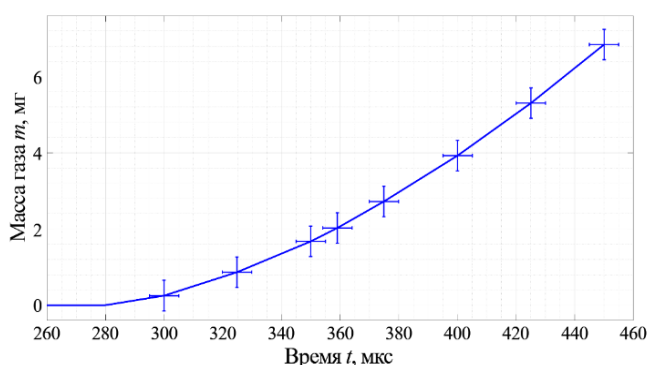


Рис. 9. Инжектированная масса газа в межэлектродном зазоре (для давления под клапаном 30 атм)

5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИНЖЕКЦИИ ГАЗА

Так как проведение интерферометрических измерений плотности рабочего газа в межэлектродном зазоре затруднено из-за сложной геометрии электродов, было решено определить плотность косвенным образом через измерение распределения давления газа. Для измерений использованы промышленные пьезокерамические датчики давления от производителя PCB Piezotronics (рис. 10) и пьезорезистивные датчики от производителя Keller Druck (рис. 11).

Для датчика давления Keller разработан и изготовлен источник постоянного тока, а также усилитель сигнала на основе операционного усилителя. Калибровка измерительных систем с датчиками PCB и Keller проводилась на стенде ударной трубы в ГНЦ РФ ТРИНИТИ.

Датчики давления могут устанавливаться в поток для измерения давления торможения (так называемых «насадок давления»). При этом от датчиков требуется компактность: для проведения измерений непосредственно в потоке датчики должны иметь малые поперечные размеры. Второй вид измерений — измерения на поверхности газового канала (измерение статического давления). В этом случае требуется, чтобы датчики имели минимальную высоту установки: в таком случае их возможно разместить на поверхности электрода с минимальным возмущением потока. Для измерений в потоке использованы датчики РСВ, а датчики Keller устанавливались на поверхности внутреннего электрода.

Для установки датчиков на электроде ускорителя разработаны и с помощью аддитивных технологий изготовлены специальные обтекатели (рис. 12), их форма позволяет минимизировать эффекты, связанные с обтеканием датчиков.

Для измерения распределения статического давления газа вдоль внутреннего электрода по его длине устанавливалась система из четырёх пьезорезистивных датчиков Keller в обтекателях. Один из датчиков расположен напротив кольцевого сопла, остальные — на расстоянии 40 см друг от друга. Чтобы уменьшить взаимное влияние датчиков на результаты измерений, датчики были разнесены по азимутальной координате.

Датчики давления РСВ использовались для измерения азимутального распределения давления торможения газа и устанавливались в двух конфигурациях: непосредственно напротив выхода кольцевого сопла в специальной кольцевой «гребёнке», а также вдоль электродов в «гребёнке»-обтекателе. В первом случае исследовалась азимутальная однородность заполнения форкамеры сопла, во втором — однородность течения потока газа вдоль электродов.

На рис. 13 приведена схема размещения датчиков давления в экспериментах (для упрощения восприятия схемы датчики Keller показаны размещёнными вдоль одной линии на электроде). Чтобы исключить взаимное влияние («затенение») групп датчиков, возникающее при их обтекании потоком газа, проводилось три серии экспериментов. В первой серии устанавливались датчики Keller «гребёнка», во второй — «гребёнка» датчиков РСВ напротив сопла и в третьей — «гребёнка» датчиков РСВ вдоль электрода в соответствии со схемой (рис. 13).



Рис. 10. Датчик давления РСВ Piezotronics [19]

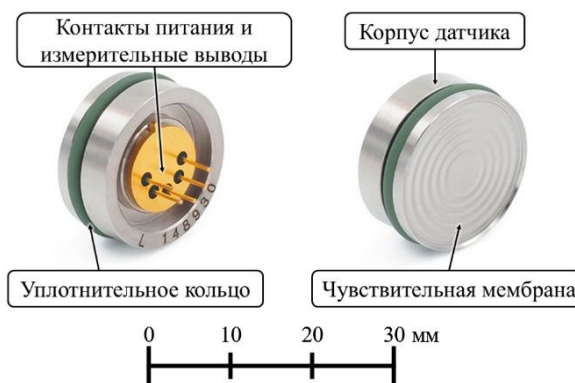


Рис. 11. Датчик давления Keller Druck [20]



Рис. 12. Обтекатели для установки датчиков Keller (а), «гребёнка» для установки шести датчиков РСВ напротив сопла (б) и «гребёнка» для установки восьми датчиков РСВ вдоль электрода (в)

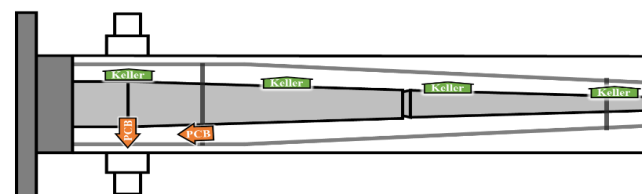


Рис. 13. Схема установки датчиков давления в экспериментах

В ходе работы проведены серии пусков клапанной системы при установке указанных групп датчиков. В качестве рабочего газа использовался водород. Давление водорода в подклапанных объёмах находилось в пределах от 23 до 40 атм.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 14 приведены типичные зависимости давления от времени, полученные в результате измерений с помощью датчиков Keller.

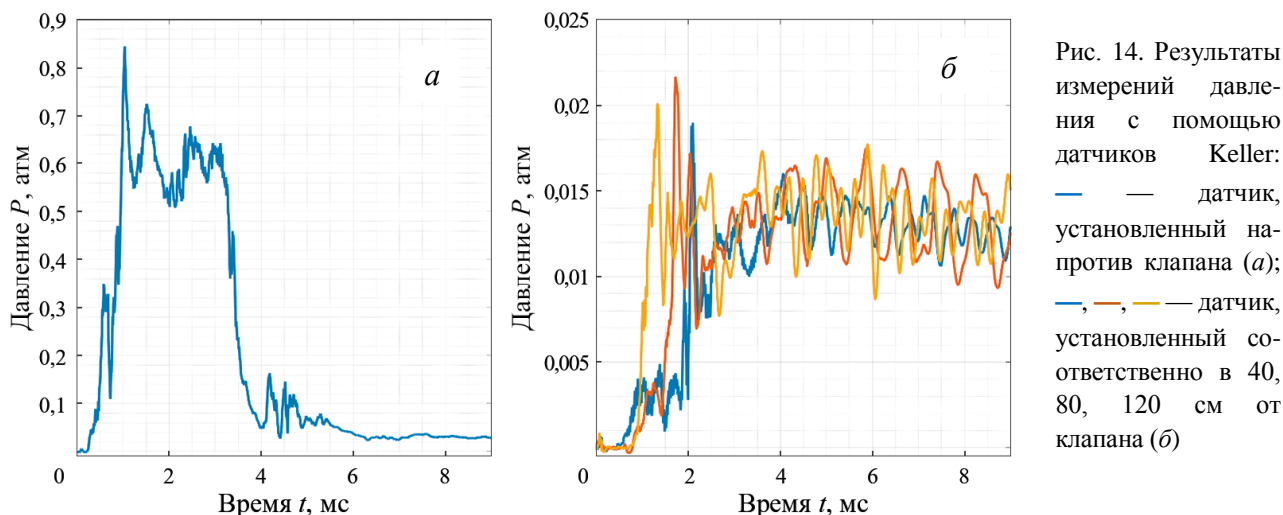


Рис. 14. Результаты измерений давления с помощью датчиков Keller: — датчик, установленный напротив клапана (а); —, —, — датчик, установленный соответственно в 40, 80, 120 см от клапана (б)

Средняя скорость газового потока, распространяющегося от сопла до торца вакуумной камеры, оценена времяпролётным методом. Её значение в среднем составляет $V_{\text{ср}} = 2500\text{—}2800$ м/с.

В процессе заполнения камеры газом происходит свободное расширение газа в вакуум вплоть до его столкновения со стенкой. Газ тормозится у торца вакуумной камеры, и образуется отражённая ударная волна в направлении навстречу основному потоку. Скорость этой волны можно оценить по пикам давления на зависимостях, измеренных датчиками Keller. Эта величина составляет $V_{\text{ср,ув}} = 1000\text{—}1100$ м/с.

На рис. 15 и 16 представлены типичные зависимости давления от времени, полученные в результате измерений с помощью датчиков РСВ, установленных в «гребёнке» напротив сопла и в «гребёнке» вдоль электродов. Измерения с датчиками РСВ показали, что растекающийся вдоль электродов поток газа обладает азимутальной симметрией.

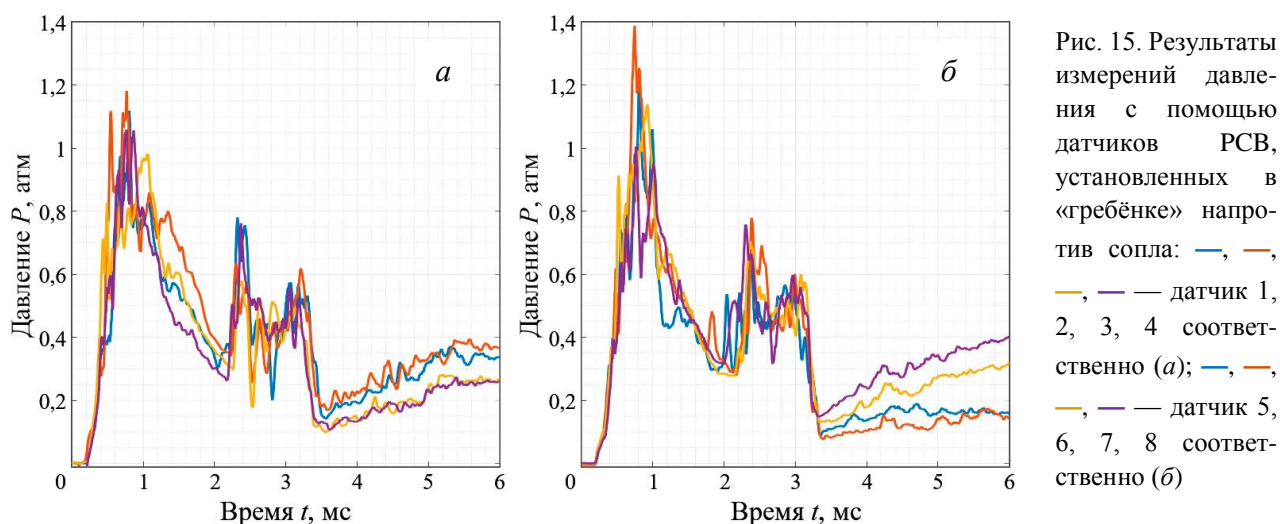
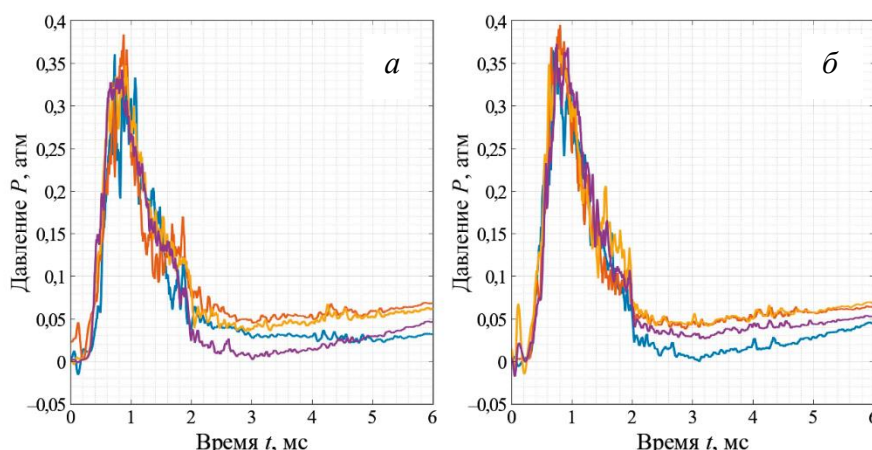


Рис. 15. Результаты измерений давления с помощью датчиков РСВ, установленных в «гребёнке» напротив сопла: —, —, —, — датчик 1, 2, 3, 4 соответственно (а); —, —, —, — датчик 5, 6, 7, 8 соответственно (б)

Рис. 16. Результаты измерений давления с помощью датчиков РСВ, установленных в «гребёнке» вдоль электрода: —, —, —, —, — датчик 1, 2, 3, 4 соответственно (а); —, —, —, — датчик 5, 6, 7, 8 соответственно (б)



По данным о давлении торможения газовой струи, полученным с помощью датчиков РСВ, установленных вдоль центрального электрода, оценено локальное число Маха в растекающемся газовом потоке. Вычисление числа Маха проводилось по формуле Рэля для сверхзвукового насадка Пито [21]:

$$\frac{p}{p_2} = \frac{\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)}}{\left(\frac{\gamma+1}{2} M^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)}}, \tag{3}$$

где γ — показатель адиабаты газа, M — число Маха течения. Давление p (давление торможения) получено с помощью датчиков РСВ, установленных в «гребёнке» вдоль электрода, а давление p_2 (статическое) получено с помощью датчиков Keller. В результате оценки получено значение числа $M = 4\text{—}5$ в потоке в области под соплом в моменты времени от 350 до 400 мкс (от старта клапанов). Полученное число Маха позволяет оценить температуру газа в потоке. Для этого воспользуемся выражением для скорости звука в газе:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} = \frac{v}{M} \Rightarrow T \cong 40\text{—}80 \text{ К}, \tag{4}$$

где c — локальная скорость звука газа, μ — молярная масса газа, v — локальная скорость потока газа. Аналогично с помощью соотношений Прандтля можно оценить температуру и концентрацию газового ступка вблизи поверхности электрода напротив сопла. Для оценки возьмём температуру газа в потоке $T = 60 \text{ К}$ и число $M = 4$. Отношение температур задаётся как (см. [21])

$$\frac{T}{T_2} = 1 + \frac{(\gamma-1)}{2} M^2 \Rightarrow T \cong 250 \text{ К}. \tag{5}$$

Отсюда по формуле $p = nkT$ для давления торможения потока $p = 0,26 \text{ атм}$ получаем оценку для концентрации газа вблизи поверхности электрода непосредственно напротив сопла в моменты времени от 350 до 400 мкс: $n \cong 6,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

По установившемуся после газонапуска статическому давлению в подклапанном объёме оценена масса инжектированного газа. При начальном давлении в клапанах 34 атм после инъекции и выравнивания температуры с окружающей средой подклапанное давление устанавливается на уровне 22 атм. Учитывая суммарный объём клапанов и соединительных патрубков ($\sim 0,9 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$), получаем оценку для полной массы инжектированного в межэлектродный зазор газа:

$$m = \mu_{\text{H}_2} \nu = \mu_{\text{H}_2} \frac{pV}{RT} \cong 2 \left[\frac{\text{г}}{\text{моль}} \right] \frac{(34[\text{атм}] - 22[\text{атм}]) \cdot 0,9 \cdot 10^{-3} [\text{м}^3]}{8,31 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \right] \cdot 300 [\text{К}]} \Rightarrow m_{\text{инжект}} \cong 880 \text{ мг}. \tag{6}$$

Давление в камере ускорителя в результате инжекции возрастает до 0,025 атм. Объём камеры ускорителя с учётом объёма патрубков составляет ~0,4 м³. Отсюда получаем оценку для температуры газа в камере ускорителя после окончания переходных процессов:

$$T = \frac{\mu_{\text{H}_2} p V}{m_{\text{инжект}} R} \cong \frac{2 \left[\frac{\Gamma}{\text{МОЛЬ}} \right] \cdot 0,025 [\text{атм}] \cdot 0,4 [\text{м}^3]}{1 [\Gamma] \cdot 8,31 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{МОЛЬ} \cdot \text{К}} \right]} \Rightarrow T \cong 240 \text{ К.} \quad (7)$$

Таким образом, эксперименты с датчиками давления РСВ и Keller позволили оценить параметры потока газа, растекающегося вдоль центрального электрода: скорость, число Маха, плотность, температуру потока, а также массу инжектированного в межэлектродный объём газа. Установлено, что в момент времени $t_1 = 0,5$ мс (считая, что $t = 0$ соответствует моменту запуска клапанов) газ локализован в пределах 80 см от клапана вдоль электрода, а в момент $t_2 = 1$ мс газ достигает выхода системы электродов.

7. ПРОВЕРКА ЧИСЛЕННОЙ МОДЕЛИ

Сравнение экспериментальных данных параметров течения газа с расчётными в моменты времени от 350 до 400 мкс

Параметр	Оценка на основе эксперимента)	Расчёт
Скорость газового потока, растекающегося вдоль электрода	2500—2800 м/с	~2600 м/с
Число Маха на выходе из сопла	4—5	4—5
Температура газового потока на выходе из сопла	40—80 К	40—75 К
Концентрация газа непосредственно напротив сопла в моменты времени 350—400 мкс	~6,3 · 10 ¹⁸ см ⁻³	(5—10) 10 ¹⁸ см ⁻³
Полная масса инжектированного газа (система из 8 клапанов)	~880 мг	~850 мг

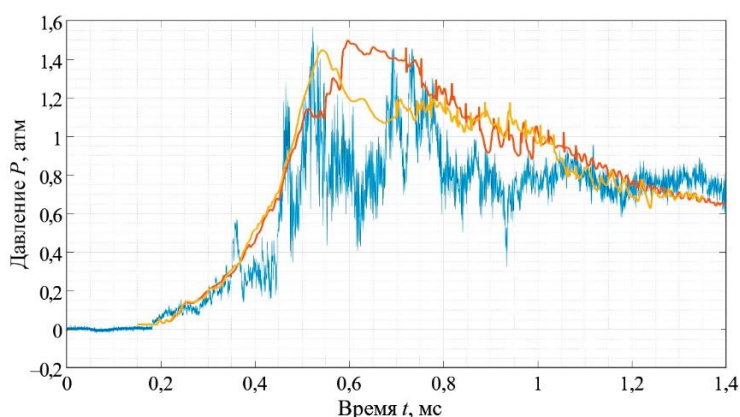


Рис. 17. Сравнение расчёта с экспериментом (давление под клапаном 34 атм): — — давление, измеренное датчиком РСВ; — — результат моделирования; — — результат моделирования (количество узлов сетки удвоено)

Проведено сравнение оцененных параметров потока газа с их расчётными величинами. Также сопоставлен расход газа за один пуск клапанов, наблюдаемый в эксперименте и полученный в расчёте. Результаты приведены в таблице. С учётом хорошего согласия экспериментальных данных с вычисленными параметрами потока можно утверждать, что модель удовлетворительно описывает процесс газонапуска.

Также для проверки модели проведены вычисления с изменённой геометрией расчётной области: была добавлена геометрия датчиков давления РСВ и «гребёнки» (см. рис. 12, б). В этом случае численную модель можно проверить, сравнив расчётную зависимость давления на чувствительном элементе датчика с его показаниями в эксперименте (рис. 17). Как можно видеть, полученная расчётная зависимость давления качественно повторяет полученную экспериментально зависимость.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование процесса инжекции рабочего газа в межэлектродный зазор плазменного ускорителя МК-200 экспери-

ментальными и расчётными методами. Выполнены измерения распределения давления газа в различные моменты времени, на основе экспериментальных данных оценены параметры газового потока. Разработана численная модель системы инжекции газа. Установлено, что растекающийся вдоль электродов поток газа обладает азимутальной симметрией и имеет повышенную плотность вблизи центрального электрода.

Разработанная численная модель может быть использована для создания расчётного кода на основе гибридной схемы вычисления потоков [18]. В этой схеме в областях с высокой плотностью газа для расчёта используются уравнения сплошной среды, а в областях сильного разрежения используется метод Монте-Карло. Также разработанная модель может послужить основой для создания расчётного МГД-кода, моделирующего ионизацию и движение газа после его пробоя [10, 22—24].

Работа выполнена при финансовой поддержке в рамках государственного контракта № Н.4к.241.09.22.1074 от 28.04.2022.

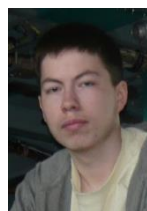
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Marshall J.** Performance of a Hydromagnetic Plasma Gun. — *Phys. Fluids*, 1960, vol. 3, p. 134—135.
2. **Морозов А.И.** Плазменные ускорители и двигатели. — В кн.: *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Вводный том. Кн. 3.* Под ред. В.Е. Фортова. — М.: Наука, 2000, с. 570—574.
3. **Морозов А.И.** Принципы коаксиальных (квази)стационарных плазменных ускорителей (КСПУ). — *Физика плазмы*, 1990, т. 16, № 2, с. 131—146.
4. **Позняк И.М.** Эрозия и продукты эрозии материалов при воздействии интенсивных потоков плазмы. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Троицк, 2017. 177 с.
5. **Климов Н.С.** Макроскопическая эрозия материалов при их облучении интенсивными потоками плазмы. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Троицк, 2011. 209 с.
6. **Углов В.В., Черенда Н.Н.** Модификация материалов компрессионными плазменными потоками. — Минск: БГУ, 2013. 248 с.
7. **Гаврилов В.В., Еськов А.Г. и др.** Встречное столкновение высокоэнергетических плазменных потоков в продольном магнитном поле. — *Физика плазмы*, 2020, т. 46, № 7, с. 606—612.
8. **Дьяченко В.Ф., Имшенник В.С.** Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча. — В сб.: *Вопросы теории плазмы.* Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1974, вып. 8, с. 164—246.
9. **Вихрев В.В., Брагинский С.И.** Динамика Z-пинча. — В сб.: *Вопросы теории плазмы.* Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Атомиздат, 1980, вып. 10, с. 243—314.
10. **Козлов А.Н.** МГД-модели физических процессов в плазменных ускорителях. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. ИПМ им. М.В. Келдыша, Москва, 2013. 273 с.
11. **Witherspoon F.D.** A contoured gap coaxial plasma gun with injected plasma armature. — *Review of Scientific Instrument*, 2009, vol. 80 (8): 083506. (<https://pubs.aip.org/aip/rsi/article-abstract/80/8/083506/354459/A-contoured-gap-coaxial-plasma-gun-with-injected?redirectedFrom=fulltext>).
12. **Guo-Dong Lei, Yu-Xin Ren.** Computation of the stability derivatives via CFD and the sensitivity equations. — *Acta Mechanica Sinica*, 2011, vol. 2, № 27, p. 179—188.
13. **Bynum D.S., Ledfort R.L., Smotherman W.E.** Wind Tunnel Pressure Measuring Techniques. Arnold Air Force Station, 1970. 107 p.
14. **Таблицы физических величин.** Справочник. Под ред. Кикоина И.К. — М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
15. **Бабичев А.П., Бабушкин Н.А., Братковский А.М. и др.** Физические величины. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
16. **Gopal E.S.R.** Specific Heats at Low Temperatures. — New York: Plenum Press, 1966. 245 p.
17. **Henry H., Stavros A.A.** Mathematical modelling of solidification and melting: a review. — *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, 1996. vol. 4, № 4, № 4, с. 371—396.
18. **Pantazis S., Jousten K.** Computational and experimental study of unsteady gas flow in a dynamic vacuum. — *Vacuum*, 2014, vol. 109, с. 373—384.

19. Сайт компании PCB Piezotronics, URL: <https://www.pcb.com>.
20. Сайт компании Keller Druck, URL: <https://keller-druck.com/ru>.
21. Липман Г.В., Рошко А. Элементы газовой динамики. — М.: Изд-во иностранной литературы, 1960. 519 с.
22. Thomas C. Underwood Computational and experimental investigation of plasma deflagration jets and detonation shocks in coaxial plasma accelerators. IOP Publishing Ltd., 2018, vol. 27, № 2 025016 (<https://iopscience.iop.org/issue/0963-0252/27/2>).
23. Thomas C. Underwood Effects of Flow Collisionality on ELM Replication in Plasma Guns. — Fusion Engineering and Design, vol. 144, p. 97—106.
24. Vivek Subramaniam, Laxminarayan L. Raja. Magnetohydrodynamic simulation study of plasma jets and plasma-surface contact in coaxial plasma accelerators. — Physics of Plasmas, 2017, vol. 24, № 6; <https://pubs.aip.org/aip/pop/article/24/6/062507/108200>.



Егор Захарович Бирюлин, младший научный сотрудник; МФТИ, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Россия; младший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
biriulin.ez@phystech.su



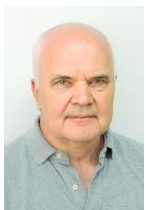
Вадим Юрьевич Цыбенко, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
vadimtsybenko@triniti.ru



Игорь Михайлович Позняк, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н.; МФТИ, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Россия; ведущий научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
pozn@triniti.ru



Илья Александрович Алябьев, младший научный сотрудник; МФТИ, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9, Россия; младший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
Aliabev.ia@phystech.edu



Дмитрий Анатольевич Топорков, ассистент; МФТИ, 141701, Долгопрудный, Московская область, Институтский пер., д. 9, Россия; старший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
toporkov@triniti.ru



Сергей Владимирович Карелов, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
karelov@triniti.ru



Даниил Алексеевич Бурмистров, младший научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиных, вл. 12, Россия
burmistrov@triniti.ru

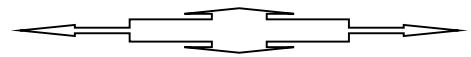
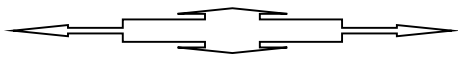
Статья поступила в редакцию 25 апреля 2025 г.

После доработки 26 июня 2025 г.

Принята к публикации 1 июля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 104—116.



УДК 533.9.08

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА ВОЗМУЩЕНИЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ НА БАЗЕ ВЗАИМНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ СИГНАЛОВ МГД-ДИАГНОСТИКИ

Н.В. Иванов, А.М. Какурин

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Представлена процедура обработки данных МГД-диагностики в токамаках с круглым и вытянутым по вертикали вариантами поперечного сечения плазмы. Используемая обработка сигналов МГД-диагностики на основе взаимного S-преобразования уменьшает долю некогерентных составляющих в этих сигналах, а также даёт пространственный спектр когерентных составляющих и его время-частотное распределение.

Ключевые слова: токамак, плазма, МГД-диагностика, тиринг-неустойчивость, время-частотное представление, взаимное S-преобразование.

ANALYSIS OF THE SPATIAL SPECTRUM OF PLASMA PERTURBATIONS IN A TOKAMAK BASED ON THE CROSS-COHERENCE OF MHD DIAGNOSTICS SIGNALS

N.V. Ivanov, A.M. Kakurin

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The processing procedure of MHD diagnostics data for tokamaks with circular and vertically elongated plasma cross sections is presented. The utilized processing of the MHD diagnostics signals based on the cross-S-transform reduces the fraction of incoherent components in the signals and also provides the spatial spectrum of coherent components and its time-frequency distribution.

Key words: tokamak, plasma, MHD diagnostics, tearing instability, time-frequency representation, cross-S-transform.

1. ВВЕДЕНИЕ

Комплекс МГД-диагностики плазмы в токамаке обычно содержит наборы датчиков полоидального магнитного поля, размещённых вблизи границы плазмы и распределённых вдоль малого и большого обходов тора. В опубликованных работах при анализе данных МГД-диагностики используются как аналоговые, так и численные расчётные процедуры [1—13]. В частности, эти процедуры основаны на применении пространственного и временного Фурье-анализа, сингулярного разложения, преобразования Гильберта—Хуанга и преобразования Стоквелла.

Сигналы датчиков состоят из когерентных и некогерентных составляющих. Когерентные составляющие, амплитуды которых могут различаться более, чем на один-два порядка величины, имеют структуру суперпозиции бегущих и стоячих волн. Бегущие волны распространяются вдоль малого и большого обходов тора с различными фазовыми скоростями. Амплитуда и фазовая скорость каждой из когерентных составляющих возмущения зависят от протекающих в плазме процессов и обычно не сохраняются неизменными в течение разряда токамака. Каждое из значений полоидального или тороидального волновых чисел, характеризующих когерентную пространственную составляющую магнитного возмущения, равняется числу волн, которые укладываются на полном замкнутом пути вдоль соответствующего обхода тора.

Основной целью рассмотрения в данной работе служат регистрируемые МГД-диагностикой когерентные составляющие возмущения магнитного поля. Обычно эти возмущения возникают в результате развития тиринг-неустойчивости, которая сопровождается формированием в плазме спиральных возмущений тока и связанных с ними магнитных островов. Магнитные острова ухудшают термоизоляцию и

удержание плазмы, а также могут вызывать развитие неустойчивости срыва. Поэтому в термоядерных исследованиях важное место занимает разработка методов подавления магнитных островов, причём в этих методах необходимую роль играет МГД-диагностика.

Возмущения тока, направленные вдоль силовых линий магнитного поля, локализируются на одной или нескольких рациональных магнитных поверхностях. Соотношение между пространственным спектром возмущённой части тока на рациональной магнитной поверхности и пространственным спектром соответствующего возмущения магнитного поля в области размещения магнитных датчиков зависит от геометрии эксперимента, в том числе от формы плазменного шнура и пространственного распределения плотности тока в плазме. Разница между этими спектрами в тороидальном направлении обычно незначительна благодаря симметрии плазменного шнура относительно главной оси тора. Однако в полоидальном направлении пространственные спектры возмущений тока на резонансных магнитных поверхностях и пространственные спектры соответствующих возмущений магнитного поля, регистрируемых датчиками МГД-диагностики, могут значительно различаться из-за тороидальности, горизонтального и вертикального смещений плазменного шнура, а также вытянутости и треугольности его поперечного сечения.

Причинами появления некогерентных паразитных составляющих сигналов МГД-диагностики обычно служат шумы усилителей в системах обработки и регистрации сигналов, наводки от электромагнитных систем токамака и возможных других источников электромагнитного излучения на датчики и кабели, передающие измерительные сигналы, а также не связанные с тиринг-неустойчивостью некогерентные магнитные шумы плазмы. Амплитуды суммарных регистрируемых сигналов отдельных датчиков МГД-диагностики могут различаться между собой и меняться во времени. При этом мы полагаем, что суммарные регистрируемые амплитуды сигналов не равны нулю во всём рассматриваемом диапазоне частот.

В данной статье численная обработка результатов МГД-измерений нацелена на выделение когерентных составляющих в зарегистрированных сигналах датчиков и уменьшение доли некогерентных составляющих за счёт усреднения результатов их взаимного (в некоторых публикациях используется термин «перекрёстного») преобразования Стоквелла [13] в выбранных интервалах времени и частоты. Выбор этих интервалов определяется противоречивыми требованиями: с одной стороны, статистики, необходимой для достаточного снижения уровня паразитных некогерентных составляющих сигналов, с другой стороны, сохранения необходимого временного и частотного разрешения результатов обработки сигналов. Наряду со снижением доли некогерентных составляющих в зарегистрированных сигналах главная цель работы состоит в анализе пространственных спектров когерентных составляющих по полоидальным волновым числам в рассматриваемой время-частотной области. В статье представлены два примера обработки сигналов комплекса МГД-диагностики. В первом примере использовались искусственно сформированные сигналы для случая токамака с вытянутым по вертикали поперечным сечением плазменного шнура. Во втором — выполнена обработка экспериментальных результатов МГД-измерений в токамаке Т-10. В этом токамаке, имеющем круглое поперечное сечение плазмы, различие между пространственными спектрами неоднородностей тока на резонансных магнитных поверхностях в плазме и соответствующими пространственными спектрами возмущений полоидального магнитного поля вблизи границы плазмы определяется тороидальностью и смещениями плазменного шнура относительно вакуумной камеры и набора датчиков МГД-диагностики.

2. ВРЕМЯ-ЧАСТОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЗАИМНОГО S-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ ДАТЧИКОВ МГД-ДИАГНОСТИКИ

Для выделения когерентных составляющих сигналов датчиков МГД-диагностики в некоторых работах используется методика, основанная на преобразовании Фурье [14, 15]. Однако в связи с нестационарностью МГД-процессов в токамаке мы в данной работе вместо преобразования Фурье используем модифицированное преобразование Стоквелла (S-преобразование) [13, 16, 17], в котором применяется адаптивное временное окно при сохранении абсолютной привязки фазы к началу сигнала. В результате

применения S-преобразования (см. аналогичное выражение (1) в [13]) к сигналу, который равен зависящему от времени возмущению полоидального магнитного поля B_μ вблизи границы плазмы в месте размещения датчика под номером μ , получается функция времени и частоты

$$S_\mu(t, f) = \frac{|f|}{\sqrt{2\pi}(k+h|f|)} \int_{-\infty}^{\infty} B_\mu(\tau) \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{|f|(\tau-t)}{k+h|f|}\right)^2\right] \exp(-i2\pi f\tau) d\tau. \quad (1)$$

Для оптимизации результата используются параметр $k > 0$, определяющий число периодов колебаний во временном окне, и параметр $h > 0$, выбор которого служит для улучшения частотного разрешения на высоких частотах. Как и в [13], в данной работе выбраны значения параметров оптимизации $k = 1$ и $h = 15/f_s$, где f_s — частота дискретизации рассматриваемого сигнала. Использование взаимного S-преобразования (Cross-S-transform) позволяет распространить понятие взаимного спектра на сигналы с частотами, изменяющимися во времени, и ввести в рассмотрение время-частотные распределения результатов взаимного S-преобразования таких сигналов.

Аналогично работе [13] мы рассматриваем взаимное (перекрёстное) S-преобразование сигналов $B_\mu(t)$ и $B_{\mu+1}(t)$ от каждой пары соседних датчиков МГД-диагностики с номерами μ и $\mu+1$ и с различающимися угловыми координатами в полоидальном направлении. Результат взаимного S-преобразования для сигналов этих датчиков равен произведению комплексно сопряжённого результата S-преобразования $S_\mu(t, f)$ первого сигнала и результата S-преобразования $S_{\mu+1}(t, f)$ второго сигнала:

$$C_{\mu, \mu+1}(t, f) = \{S_\mu(t, f)\}^* S_{\mu+1}(t, f). \quad (2)$$

Модуль взаимного S-преобразования равен

$$|C_{\mu, \mu+1}(t, f)| = |S_\mu(t, f)| \times |S_{\mu+1}(t, f)| \quad (3)$$

и несёт информацию о время-частотном распределении произведения модулей результатов S-преобразования первого и второго сигналов, а его аргумент

$$\arg[C_{\mu, \mu+1}(t, f)] = \arg[S_{\mu+1}(t, f)] - \arg[S_\mu(t, f)] \quad (4)$$

даёт время-частотное распределение разности фаз этих сигналов.

Для когерентной составляющей разность фаз между сигналами двух отдельных датчиков сохраняется при изменении частоты этой составляющей во времени. Поэтому для когерентной составляющей при усреднении результатов взаимного S-преобразования в пределах выбранных время-частотных интервалов эти результаты суммируются. Для некогерентной составляющей разность фаз не сохраняется при изменении времени и частоты, что при усреднении приводит к частичной или полной взаимной компенсации некогерентных слагаемых. Кроме того, в экспериментах обычно наблюдается большой диапазон изменения амплитуд составляющих сигналов датчиков МГД-диагностики. В связи с этим на время-частотной плоскости удобно рассматривать результаты усреднённого взаимного S-преобразования каждой пары сигналов соседних датчиков, нормированные на усреднённые по тем же время-частотным интервалам модули S-преобразования этих сигналов:

$$\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f) = \frac{\langle C_{\mu, \mu+1}(t, f) \rangle}{\sqrt{\langle |S_\mu(t, f)|^2 \rangle \times \langle |S_{\mu+1}(t, f)|^2 \rangle}}. \quad (5)$$

Здесь угловыми скобками обозначено усреднение по выбранным время-частотным интервалам. Как следует из (3) и (5), модуль $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$ ограничен сверху значением, равным единице. При обработке сигналов все значения $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$, модуль которых в результате усреднения не превышает выбранного уровня дискриминации, полагаются равными нулю.

Модуль комплексной функции

$$G(t, f) = \left[\prod_{\mu=1}^{M-1} \gamma_{\mu, \mu+1}(t, f) \right] \gamma_{M,1}(t, f), \tag{6}$$

равной произведению сомножителей $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$, рассчитанных по сигналам со всех пар датчиков, демонстрирует поведение частот когерентных составляющих сигналов полоидального набора датчиков МГД-диагностики на время-частотной плоскости без взаимного сопоставления их амплитуд. Здесь M — полное количество датчиков в наборе МГД-диагностики, распределённых вдоль малого обхода тора.

В данной работе для определения полоидального волнового числа рассматривается суммарное изменение пространственной фазы когерентной составляющей сигналов, зарегистрированных всеми парами соседних датчиков МГД-диагностики. Координаты этих датчиков последовательно изменяются в полоидальном направлении. Полное число периодов изменения фазы на однократном малом обходе тора несёт информацию о полоидальном волновом числе рассматриваемой составляющей магнитного возмущения. Поскольку аргумент произведения комплексных чисел равен сумме аргументов сомножителей, суммарное изменение пространственной фазы сигналов для всех пар датчиков на полном обходе тора в полоидальном направлении равняется

$$\Phi(t, f) = \arg G(t, f). \tag{7}$$

В расчётной процедуре обработки используются оцифрованные сигналы датчиков МГД-диагностики. Частота оцифровки выбирается для каждого эксперимента в зависимости от рассматриваемого частотного диапазона. При этом результат S-преобразования каждого сигнала и результат взаимного S-преобразования для каждой пары сигналов представляются в виде матриц, столбцы которых соответствуют точкам времени, а строки — значениям частоты.

3. ПРИМЕР ОБРАБОТКИ ТЕСТОВЫХ СИГНАЛОВ ДАТЧИКОВ МГД-ДИАГНОСТИКИ В ТОКАМАКЕ С ВЫТЯНУТЫМ СЕЧЕНИЕМ ПЛАЗМЫ

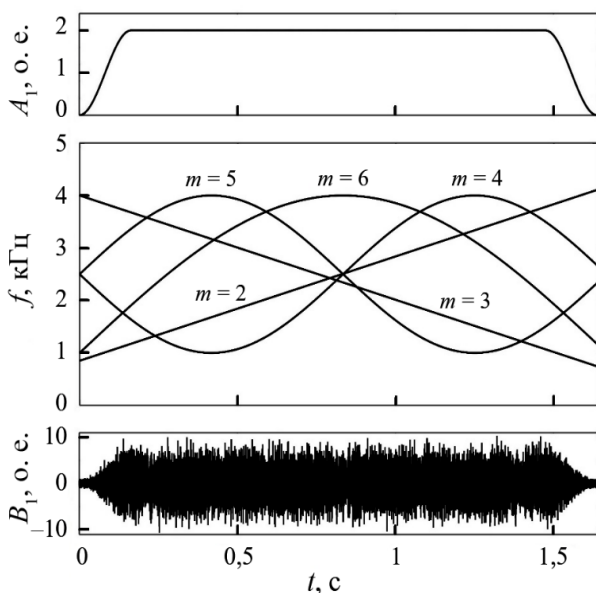


Рис. 1. Динамика искусственно сформированных составляющих сигнала первого датчика ($\mu = 1$) МГД-диагностики: *а* — амплитуда когерентной составляющей сигнала в относительных единицах (о.е.); *б* — частоты когерентных составляющих сигнала с разными волновыми числами; *в* — суммарный сигнал пяти когерентных и одной некогерентной составляющих

В этом разделе представлены результаты анализа искусственно сформированных тестовых сигналов комплекса МГД-диагностики, который включает в себя 34 датчика, размещённых вдоль малого обхода тора. Первый датчик размещён в экваториальной плоскости тора со стороны слабого магнитного поля. Сигналы, регистрируемые датчиками, состоят из шести составляющих, в том числе из пяти когерентных составляющих и одной некогерентной. Когерентные составляющие различаются значениями частоты и полоидального волнового числа $m = 2, m = 3, m = 4, m = 5$ и $m = 6$, причём для каждого датчика составляющие сигналов с разными m полагаются одинаковыми по амплитуде. Поведение во времени амплитуды одной когерентной составляющей сигнала первого датчика показано на рис. 1, *а*, зависимости от времени частот когерентных составляющих с разными m — на рис. 1, *б*. В использованном примере некогерентная составляющая сигнала имеет постоянные во времени одинаковые амплитуды для всех датчиков, показанные на рис. 2, и представляет собой случайный шум во всём рассматриваемом диапазоне частот.

Для моделирования МГД-измерений в токамаке с вытянутым по вертикали поперечным сечением плазмы амплитуды когерентных составляющих сигналов и их фазовые характеристики выбраны зависящими от номера, а также от положения датчика вдоль малого обхода тора, как это показано на рис. 2. При положении датчиков вблизи экваториальной плоскости тора амплитуда каждой когерентной составляющей сигнала полагается максимальной и уменьшается по мере удаления датчиков от экваториальной плоскости. При таком изменении положения датчиков уменьшается крутизна зависимости фазы сигнала от номера датчика.

Обработка сигналов включала в себя вычисление результата S-преобразования сигнала каждого датчика, взаимного S-преобразования сигналов от каждой пары соседних датчиков, а также вычисление комплексных функций $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$ с усреднением результатов взаимного S-преобразования в пределах выбранных время-частотных интервалов и с нормировкой на усреднённые модули S-преобразования этих сигналов. В данном случае для усреднения были выбраны интервал времени 1,6 мс и интервал частоты 19,5 Гц. Уровень дискриминации модуля $|\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)|$, ниже которого все значения функции $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$, полученные в результате усреднения, полагаются равными нулю, выбран равным 0,9 от единичного нормированного значения.

На рис. 3 представлены время-частотные распределения модуля и аргумента комплексной функции $G(t, f)$, равной произведению сомножителей $\gamma_{\mu, \mu+1}(t, f)$, рассчитанных по сигналам со всех пар датчиков на полном обходе тора в полоидальном направлении в соответствии с формулой (6).

Для каждой когерентной составляющей сигналов датчиков величина $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$ равна значению полоидального волнового числа m , которое характеризует соответствующий компонент возмущения магнитного поля плазмы. Полученные из время-частотного распределения значения частоты и числа $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$ для этих составляющих в момент времени, отмеченный вертикальной линией вблизи $t = 1$ с на

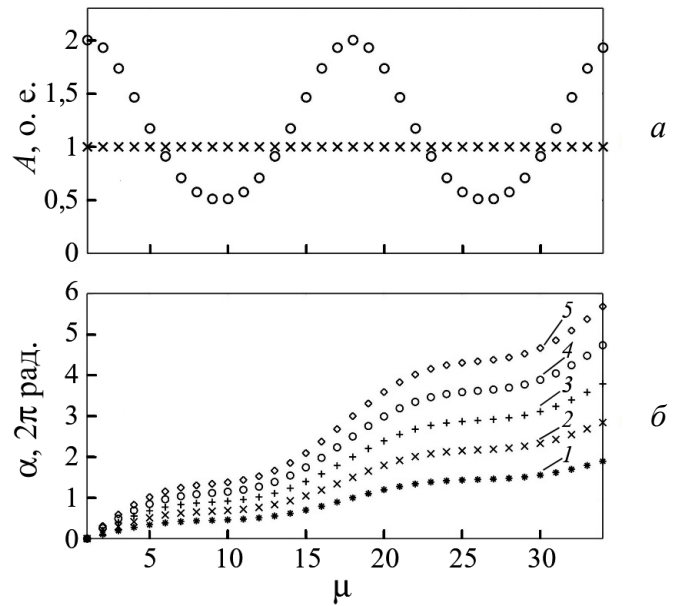


Рис. 2. Зависимости амплитуды и фазы составляющих сигнала от номера μ датчика МГД-диагностики: а — амплитуды когерентных (o) и некогерентной (x) составляющих сигнала; б — фазы когерентных составляющих сигналов с разными значениями полоидального волнового числа по отношению к фазам соответствующих составляющих сигналов от первого датчика: 1 — $m = 2$; 2 — $m = 3$; 3 — $m = 4$; 4 — $m = 5$; 5 — $m = 6$

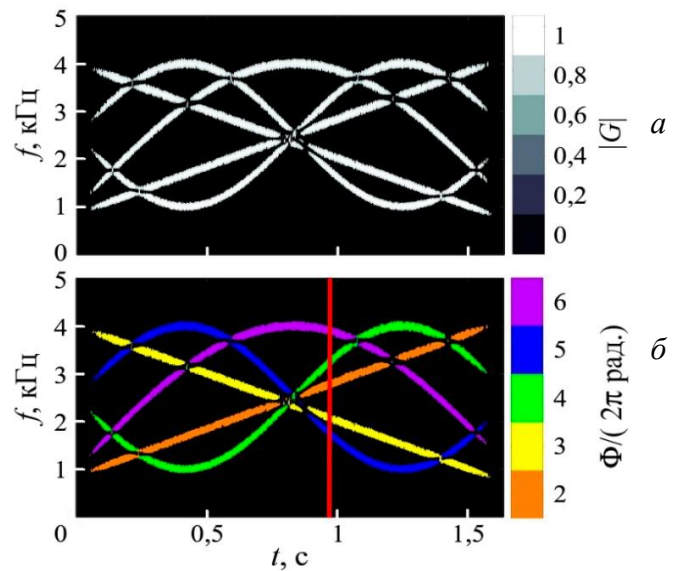


Рис. 3. Время-частотные распределения модуля и нормированного на 2π радиан аргумента комплексной функции $G(t, f)$, вычисленного по тестовым сигналам датчиков: а — модуль G , демонстрирующий поведение во времени частот когерентных составляющих сигналов полоидального набора датчиков МГД-диагностики; б — число периодов суммарного изменения фазы $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$ каждой когерентной составляющей сигнала для всех пар датчиков на обходе тора в полоидальном направлении

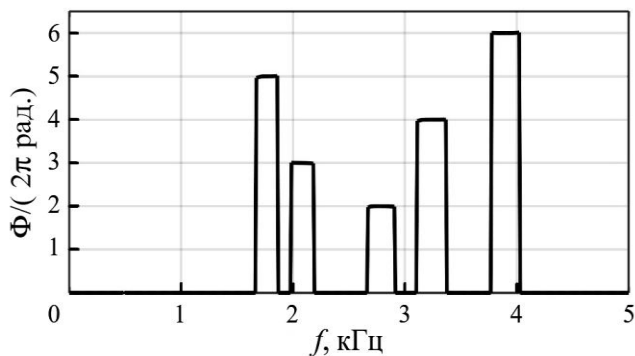


Рис. 4. Частоты когерентных составляющих сигналов датчиков и соответствующие значения полоидального волнового числа $m = \Phi / (2\pi \text{ рад.})$ в момент времени, отмеченный вертикальной линией на рис. 3, б

рис. 3, б, показаны на рис. 4. На рис. 4 видно, что эти значения равны соответствующим значениям частоты и волнового числа исходных сигналов в выбранный момент времени. Изменения этих значений во времени, показанные на рис. 3, также соответствуют динамике исходных сигналов. Поскольку величина Φ определяется не конкретной формой полоидального распределения рассматриваемой составляющей возмущения поля, а суммарным изменением его фазы на малом обходе тора, эта величина не зависит от формы поперечного сечения плазмы, в частности, от вытянутости плазмы по вертикали.

4. ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ ДАТЧИКОВ МГД -ДИАГНОСТИКИ В ТОКАМАКЕ Т-10

В этом разделе в качестве примера приведены результаты обработки данных МГД-измерений в токамаке Т-10 при значениях тороидального магнитного поля 2,5 Тл, тока на квазистационарной стадии разряда 200 кА, плотности плазмы $1,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и при электронно-циклотронном нагреве.

Комплекс МГД-диагностики Т-10 состоял из 24 датчиков полоидального магнитного поля, расположенных у границы плазмы в одном её поперечном сечении и равномерно распределённых по полоидальному углу. Первый датчик ($\mu = 1$) размещался в экваториальной плоскости тора со стороны слабого магнитного поля. Все остальные датчики были последовательно размещены вдоль малого обхода тора, причём второй датчик был смещён вверх относительно первого. Временной шаг оцифровки сигналов датчиков составлял 20 мкс. Для устранения наводок от силового оборудования токамака предварительная обработка исходных сигналов датчиков u_μ включала подавление всех составляющих с частотами ниже 1 кГц. Зависимости от времени возмущений полоидального магнитного поля $B_\mu(t)$ вблизи границы плазмы в местах размещения датчиков вычислялись с учётом дисперсионных характеристик датчиков и измерительных цепей. Эти зависимости использовались в данном разделе в качестве сигналов МГД-диагностики для вычисления S-преобразований, функций $\gamma_{\mu,\mu+1}(t, f)$ и время-частотных распределений $G(t, f)$. Для усреднения при расчёте $\gamma_{\mu,\mu+1}(t, f)$ были выбраны интервал времени 0,32 мс, интервал частоты 98 Гц и уровень 0,95 для дискриминации модуля $\gamma_{\mu,\mu+1}(t, f)$.

На рис. 5 представлены осциллограммы тока разряда и исходного сигнала первого датчика МГД-диагностики.

На рис. 6 показаны зависимость от времени возмущения полоидального поля B_1 , полученная в результате обработки исходного сигнала первого датчика u_1 , и время-частотное распределение результата S-преобразования этой зависимости. В связи со значительным изменением амплитуды возмущения во времени масштаб данных по оси ординат на рис. 6 выбран неодинаковым в левой и правой частях рисунка. Изменение масштаба осуществляется в момент времени $t = 0,2 \text{ с}$.

Аналогично рис. 3 на рис. 7 представлены время-частотные распределения модуля и аргумента комплексной функции $G(t, f)$, равной произведению сомножителей $\gamma_{\mu,\mu+1}(t, f)$, рассчитанных по сигналам со всех пар датчиков МГД-диагностики в токамаке Т-10 на замкнутом обходе тора в полоидальном направлении в соответствии с формулой (6).

На рис. 7, б показаны области $Z_1, Z_2, Z_3, Z_4, Z_5, Z_6, Z_7$, выбранные для выделения с помощью время-частотной фильтрации [13] когерентных составляющих возмущения магнитного поля. Эти составляющие показаны по отдельности на рис. 8 в виде зависимостей возмущений поля B_1 от времени, а также в

виде угловых распределений возмущений поля в полярной системе координат в моменты времени, отмеченные вертикальными линиями со стрелками на зависимостях $B_1(t)$. Пространственные фазы угловых распределений составляющих возмущения меняются во времени (в частности, см. фазы возмущений $m = 4$ и $m = 3$ на рис. 8, б) из-за вращения возмущений в полоидальном направлении. Кроме того, на рис. 8, а, б, г—ж показаны зависимости $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$ от частоты в те же моменты времени, а также на рис. 8, в показана зависимость $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$ от времени при $f = 8,5 \text{ кГц}$. На рис. 8 видно, что нормированные на 2π радиан фазы Φ имеют целочисленные значения. Эти значения определяют волновые числа $m = \Phi/(2\pi \text{ рад.})$, которые согласуются с формами угловых распределений возмущений в полярной системе координат.

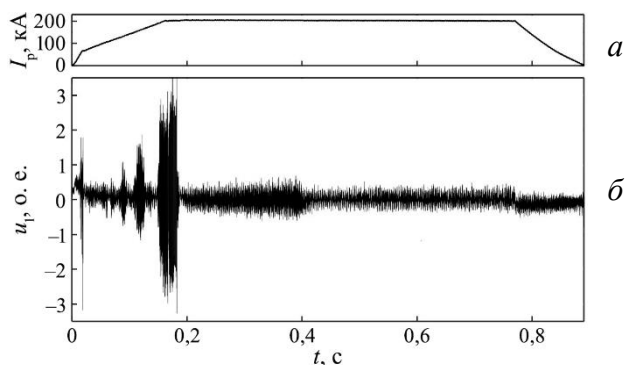


Рис. 5. Динамика тока разряда и МГД-активности в рассматриваемом импульсе токамака Т-10: а — зависимость от времени тока разряда I_p ; б — зависимость от времени исходного сигнала первого датчика МГД-диагностики u_1

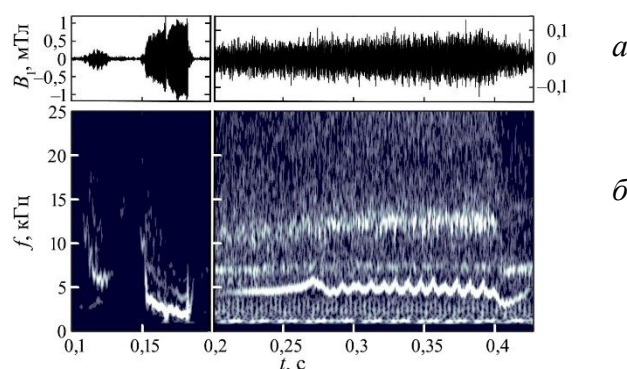


Рис. 6. Динамика возмущения полоидального магнитного поля, измеренного первым датчиком МГД-диагностики в рассматриваемом импульсе токамака Т-10: а — зависимость от времени возмущения магнитного поля $B_1(t)$; б — время-частотное распределение результата S-преобразования зависимости $B_1(t)$

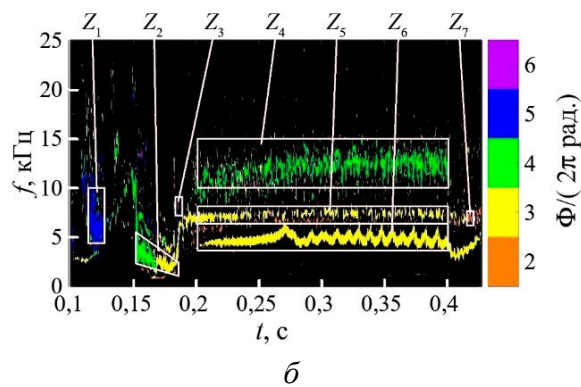
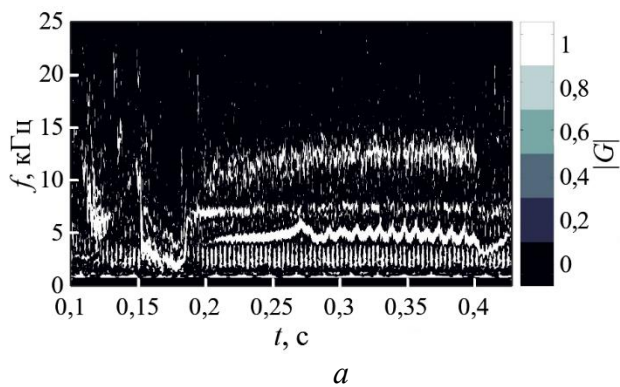


Рис. 7. Время-частотные распределения модуля и нормированного на 2π радиан аргумента комплексной функции $G(t, f)$, вычисленной по сигналам МГД-диагностики в токамаке Т-10: а — модуль G , демонстрирующий поведение во времени частот когерентных составляющих сигналов МГД-диагностики; б — число периодов суммарного изменения фазы каждой когерентной составляющей сигнала для всех пар датчиков на обходе тора в полоидальном направлении

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развита процедура математической обработки результата измерений возмущения полоидального магнитного поля, основанная на взаимном S-преобразовании сигналов датчиков МГД-диагностики. В качестве примера выполнены обработка искусственно сформированных сигналов для токамака с вытянутым по вертикали поперечным сечением плазмы и обработка результатов МГД-измерений в токамаке Т-10. В этих примерах обработка позволила уменьшить долю паразитных некогерентных составляющих в сигналах МГД-диагностики, а для когерентных составляющих выполнить время-частотный анализ их пространственного спектра по полоидальным волновым числам.

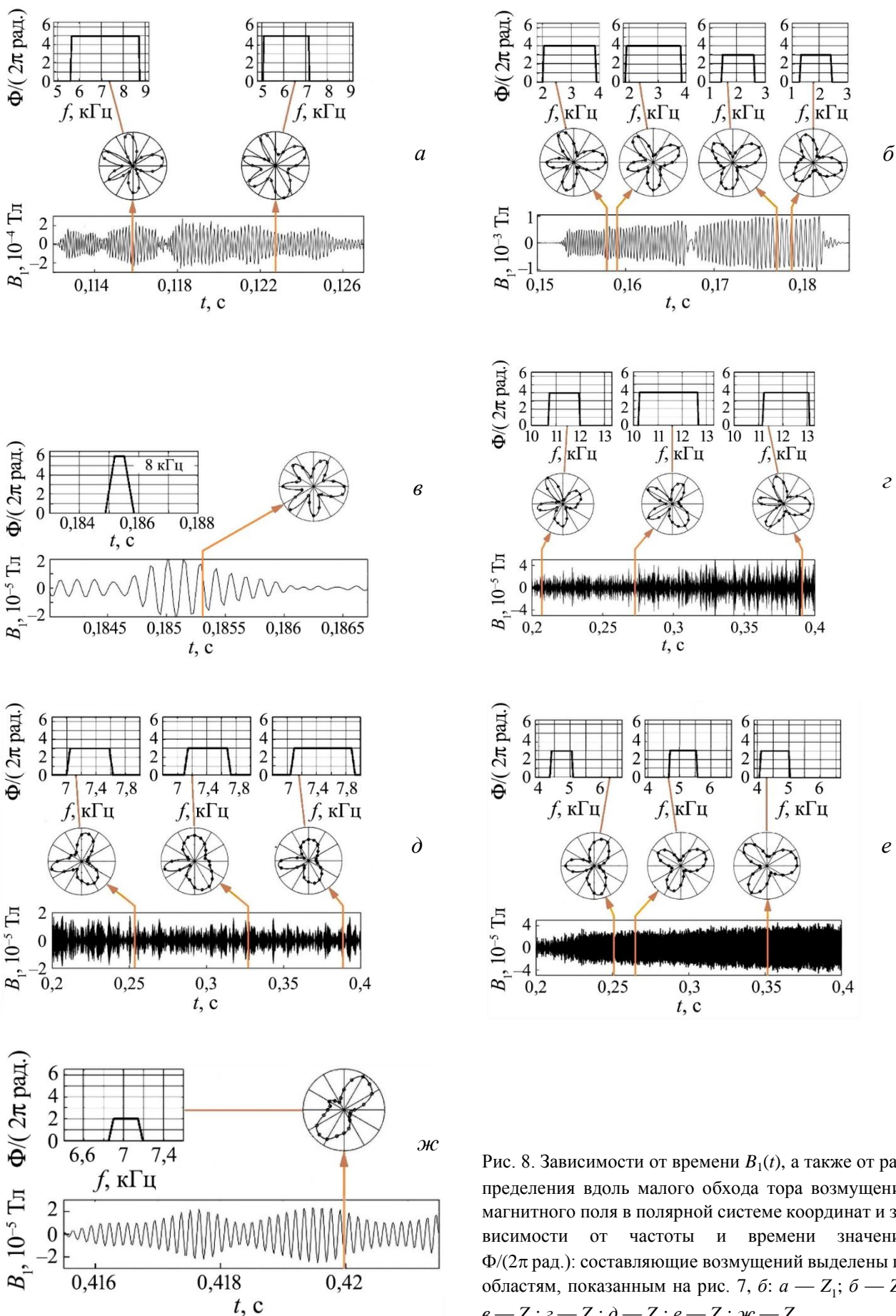


Рис. 8. Зависимости от времени $B_1(t)$, а также от распределения вдоль малого обхода тора возмущений магнитного поля в полярной системе координат и зависимости от частоты и времени значений $\Phi/(2\pi \text{ рад.})$: составляющие возмущений выделены по областям, показанным на рис. 7, б: а — Z_1 ; б — Z_2 ; в — Z_3 ; г — Z_4 ; д — Z_5 ; е — Z_6 ; ж — Z_7

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Мирнов С.В., Семенов И.Б.** Исследование неустойчивостей плазменного шнура в установке Токамак-3 корреляционным методом. — Атомная энергия, 1971, т. 30, вып. 1, с. 20—27.
2. **Kim J.S., Edgell D.H., Greene J.M., Strait E.J., Chance M.S.** MHD mode identification of tokamak plasmas from Mirnov signals. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1999, vol. 41, № 11, p. 1399—1420.
3. **Nardone C.** Multichannel fluctuation data analysis by the singular value decomposition method. Application to MHD modes in JET. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1992, vol. 34, № 9, p. 1447—1465.
4. **Jha R., Raju D., Sen A.** Analysis of tokamak data using a novel Hilbert transform based technique. — Phys. Plasmas, 2006, vol. 13, 082507.
5. **Yangqing Liu, Yi Tan, Huiqiao Xie, Wenhao Wang, Zhe Gao.** Time-frequency analysis of non-stationary fusion plasma signals using an improved Hilbert-Huang transform. — Rev. Sci. Instrum., 2014, vol. 85, 073502.
6. **Jayakumar C., Sangeetha J.** Kernellized support vector regressive machine based variational mode decomposition for time frequency analysis of Mirnov coil. — Microprocessors and Microsystems, 2020, vol. 75, 103036.
7. **Jayakumar C., Sangeetha J.** Magnetohydrodynamic Mode Identification for Golem Mirnov Coil Signals Using Singular Value Decomposition and Multichannel Variational Mode Decomposition Method for Analyzing Time-Frequency. — J. of Fusion Energy, 2022, vol. 41, № 17, p. 1—8; DOI: 10.1007/s10894-022-00329-5.
8. **Faridyousefi H., Salem M.K., Ghorannevis M.** MHD Mode Identification from Mirnov Coils Signals in Tokamak Via Combination of Singular Value Decomposition and Hilbert—Huang Transform Analysis Methods. — Ibid., 2020, vol. 39, p. 512—520.
9. **Ghanbari M.R., Ghoranneviss M., Ardebili M.N.** A new perspective on MHD mode identification of IR-T1 Tokamak plasma by frequency filtering and fitting method. — International J. of Hydrogen Energy, 2018, vol. 43, p. 11173—11179.
10. **Faridyousefi H., Salem M.K., Ghoranneviss M.** Study of MHD activities in IR-T1 Tokamak plasma using Hilbert—Huang transform. — Brazilian J. of Physics, 2019, vol. 49, p. 864—873.
11. **Какурин А.М., Орловский И.И.** Метод эмпирического модового разложения в исследовании структуры крупномасштабных МГД-неустойчивостей в токамаке. — Физика плазмы, 2004, т. 30, № 5, с. 370—375.
12. **Какурин А.М., Орловский И.И.** Преобразование Гильберта—Хуанга в МГД-диагностике плазмы. — Там же, 2005, т. 31, № 12, с. 1129—1138.
13. **Иванов Н.В., Какурин А.М.** Применение преобразования Стоквелла для анализа экспериментальных данных МГД-диагностики в токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 2, с. 124—135.
14. **Бендат Дж., Пирсол А.** Прикладной анализ случайных данных. — М.: Мир, 1989, с. 145—147.
15. **Рандалл Р.Б.** Частотный анализ. — Копенгаген: Брюль и Кьер, 1989, с. 269—277.
16. **George N.V., Sahu S.S., Mansinha L., Tiampo K., Panda G.** Time localized band filtering using modified S-transform. — In: Proc. on the IEEE International Conference on Signal Processing Systemes (ICSPS). Singapore, 2009, p. 42—46.
17. **Assous S., Boashash B.** Evaluation of the modified S-transform for time-frequency synchrony analysis and source localization. — EURASIP J. Adv. Signal Process, 2012, vol. 1, p. 1—18.

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



Николай Владимирович Иванов, заместитель начальника отдела, д.ф.-м.н.
Ivanov_NV@nrcki.ru



Алексей Михайлович Какурин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.
Kakurin_AM@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2025 г.

После доработки 7 июля 2025 г.

Принята к публикации 10 июля 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 117—125.



УДК 538.945

РАЗРАБОТКА ТОКОВОДОВ СТЕНДА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ОБМОТОК УСТРОЙСТВ ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗА

Д.Н. Диев, Я.В. Гольятин, А.И. Кондратюк, А.В. Наумов, А.В. Поляков, Р.С. Рзаев, Д.С. Яшкин

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Разработка устройств термоядерного синтеза требует постоянной экспериментальной работы как на уровне определения свойств конструкционных материалов, так и на уровне испытаний готовых подсистем и их элементов. Создание испытательных стендов, позволяющих тестировать сверхпроводниковые магнитные системы устройств термоядерного синтеза (УТС), — важная задача, от успеха решения которой напрямую зависит вектор развития термоядерной энергетики в целом. Питание испытываемых систем в подобных стендах является ключевым элементом, определяющим экспериментальные возможности установки. В настоящей статье изложены основные особенности конструкции и процесса разработки ВТСП-тоководов на 40 кА, предназначенных для использования в стендах испытаний модельных и полноразмерных обмоток проектируемых устройств термоядерного синтеза.

Ключевые слова: сверхпроводимость, токамак, тоководы, испытательный стенд.

DEVELOPMENT OF CURRENT LEADS FOR THERMONUCLEAR DEVICES COILS' TESTING FACILITY

D.N. Diev, Ya.V. Goltyapin, A.I. Kondratyuk, A.V. Naumov, A.V. Polyakov, R.S. Rzaev, D.S. Yashkin

NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Development of thermonuclear devices requires constant experiment iterations for both constructional material and whole systems and elements levels. Building testing facilities able to perform superconducting magnet systems of thermonuclear reactor test is an important task of high priority, since providing certain experimental options can shift the whole concept of thermonuclear energy development. Powering systems of such facilities are the key elements that define the facility specialization as a whole. This article describes the structural parts and development process of 40 kA HTS current leads that are under construction for superconducting coils of various sizes testing facility.

Key words: superconductivity, tokamak, current leads, testing facility.

1. ВВЕДЕНИЕ

За последние несколько лет заявлено несколько крупных проектов по разработке устройств термоядерного синтеза [1—3]. Несмотря на отличающиеся подходы в реализации, все разрабатываемые устройства объединяет наличие крупногабаритных магнитных систем, оперирующих полями с индукцией от 10 Тл. Создание единичной системы такого класса представляет собой серьезную научно-техническую задачу, при этом в устройствах термоядерного синтеза таких систем несколько и их работа должна быть строго синхронизирована. Очевидно, что требования к надёжности всех магнитных систем должны быть на высочайшем уровне, что, в свою очередь, требует целого ряда аттестационных испытаний в лабораторных условиях. Очевидно, что эффективность экспериментов будет выше, если условия их проведения будут максимально приближены к «полевым». Наиболее репрезентативными будут испытания полноразмерных обмоток при токе и температуре, предполагаемых для работы установки после её пуска. Проведение подобных испытаний требует создания крупномасштабного стенда, неотъемлемой частью которого является система электропитания исследуемого объекта, с запасом рассчитанная на полный ток испытываемой обмотки. Одним из наиболее сложных элементов стенда в целом и системы питания, в частности, являются тоководы, служащие переходным элементом от источников тока, работающих при комнатной температуре, к испытываемому сверхпроводниковому магниту, работа-

ющему при криогенных температурах. Использование чисто металлических токовводов в данных условиях невозможно из-за требований по теплопритокам в испытуемый объект (здесь также играет роль генерация тепла из-за сопротивления). Как следствие, токоввод представляет собой комплексное устройство с резистивной и сверхпроводниковыми частями, отдельными системами охлаждения и диагностики. В настоящей статье изложены основные моменты, связанные с разработкой сверхпроводниковых токовводов на 40 кА, разрабатываемых в рамках создания испытательного стенда модельных катушек токамака с реакторными технологиями (ТРТ).

2. ОБЩИЕ ТРЕБОВАНИЯ И КОНСТРУКЦИЯ ТОКОВВОНОВ

Технические требования к токовводам определяются характеристиками заданного объекта исследований, для которого проектируется стенд. Фактически, главным требованием является величина тока, подаваемого на объект. Массогабаритные размеры, рабочая температура, конструкционные материалы являются вторичными и определяются в процессе разработки.

Токовводы должны обеспечивать питание испытуемого объекта (далее модельной катушки) током силой до 80 кА при напряжении до 10 В. Рабочая температура модельной катушки предполагается на уровне 20 К, что автоматически задаёт требования к рабочему градиенту температур для проектируемых устройств. Поскольку изготовление пары токовводов («плюс» и «минус») на полный ток 80 кА крайне сложно технически, принято решение о разбиении на пары: два токоввода по 40 кА на ввод тока и два — на вывод. Итоговые технические требования на токовводы приведены в таблице.

Исходя из предыдущего опыта создания сверхпроводниковых токовводов [4], в качестве рабочей выбрана комбинированная конструкция с резистивной, азотной и криогенной частями, а также сборками ВТСП-лент в качестве токонесущего элемента. Общая схема единичного токоввода приведена на рис. 1.

Выбор ширины ВТСП-ленты обусловлен планируемым режимом работы токовводов. Испытания модельной катушки предполагают, в том числе, быстрый вывод тока со скоростью до 50 кА/с. При этом неизбежно возникновение существенных потерь энергии, которые будут больше для более широких лент.

Конструктивно токоввод состоит из верхнего и нижнего медных терминалов, предназначенных для подсоединения к ним резистивных «тёплых» шин от источников тока с одной стороны и сверхпроводниковых шинопроводов к запитываемому объекту с другой, токопроводящих материалов, включая сверхпроводниковые, корпуса из нержавеющей стали и изолятора.

Резистивная часть представляет собой медный цилиндр с разъёмами для подключения шин от источников тока. Под цилиндром расположена азотная ёмкость шестигранной формы с выточенной внутри полостью. Эти элементы соединены латунным переходником, служащим также тепловым коллектором для вывода испаряющегося азота. Теплоприток в криогенный объём токоввода состоит из двух компонентов, один из которых обусловлен теплопроводностью материала токоввода, а другой — омическим тепловыделением в нём.

Под азотным объёмом расположена рама из нержавеющей стали с закреплёнными на ней ВТСП-сборками. Каждая сборка монтируется отдельно и представляет собой металлическую пластину с напаянными на неё стопками ВТСП-лент (далее ложементы). Вдоль каждого ложемента профрезеровано по 10 канавок глубиной 2 мм и шириной 5 мм. В каждую канавку уложены стопки ВТСП-лент шириной 4 мм по 13 шт. с подложкой хаstellла С-276 толщиной 60 мкм, двусторонним покрытием серебром по 1 мкм, медным покрытием по 3 мкм на сторону (RRR = 10) и двусторонним покрытием припоя ПОС61 по 5 мкм с каждой стороны. Всего таким образом уложено 234 ленты на один токоввод.

Основные технические требования к проектируемым токовводам

Параметр	Параметры единичного токоввода
Рабочий ток в стационарном режиме, кА	40
Рабочее напряжение между токовводами в стационарном режиме, В	10
Температура «теплого» конца, К	300
Температура «холодного» конца, К	20
Тип сверхпроводникового материала	ВТСП-ленты шириной 4 мм

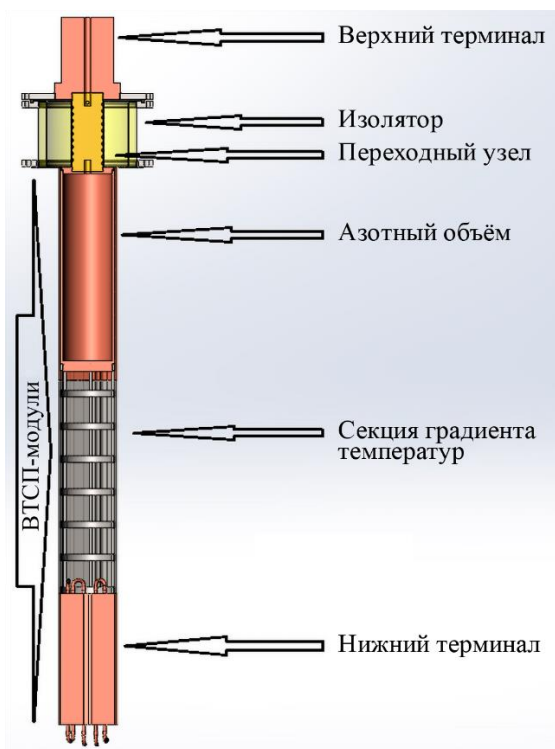


Рис. 1. Общая схема конструкции разрабатываемого токоввода

Конструкция рамы выбрана из соображения максимальной теплоизоляции «холодного» оконечника токоввода от его азотной части при сохранении механической прочности. Фактически, в подобной конструкции теплоприток определяется только теплопроводностью продольных элементов узла, поскольку генерации тепла ВТСП-стопками не происходит, а выделение тепла на спаях поглощается жидким азотом в верхней и системой криогенного обеспечения в нижней части токоввода.

Нижний терминал представляет собой два парных медных массива, в сборе имеющих шестигранную форму, соответствующую форме азотной ёмкости. Подобная форма сечения токовводов уже неоднократно применялась в различных проектах [4—9]. В центре сборки находятся контактные поверхности для подключения сверхпроводниковых шинопроводов. Сквозь оба элемента проходят каналы системы криогенного обеспечения для прокачки хладагента.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Главной задачей по расчёту характеристик токоввода является определение выделяемой тепловой мощности на разных участках токоввода для заданных конструкционных материалов и рабочего тока. При этом наиболее «проблемным» является азотный объём, поскольку именно в нём будет наблюдаться наиболее высокий уровень генерации тепла. Если нижний терминал служит для соединения типа «сверхпроводник—сверхпроводник», находится при температуре 20 К и охлаждается системой криогенного обеспечения стенда, то азотный объём является местом контакта резистивного материала со сверхпроводником, а охлаждение осуществляется только за счёт выкипания имеющегося запаса жидкого азота. Теплообмен в данном случае не может быть описан таким явлением, как конвекция, а экспериментальные наблюдения подтверждают, что этот процесс является сильно нелинейным.

Для описания теплового состояния токоввода использовано решение уравнения теплопроводности Фурье в стационарной постановке

$$\nabla(k\nabla T) + \dot{q}_v = 0,$$

где k — коэффициент теплопроводности; $\dot{q}_v = \frac{I^2 \rho}{s}$ — объёмная плотность тепловыделения; T — температура; I — электрический ток; ρ — удельное электрическое сопротивление; S — площадь поперечного сечения. Тёплый конец зафиксирован при температуре 300 К. На внутренней стенке азотной ёмкости было задано граничное условие в виде аппроксимации, предложенной авторами статьи [10]:

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = Q(\Delta T),$$

где $Q(\Delta T)$ для разных диапазонов ΔT задаётся следующим образом:

$$\begin{aligned} 0 \leq \Delta T < 0,19; & \quad Q = 3,1\Delta T; \\ 0,19 \leq \Delta T < 12,5; & \quad Q = -0,55\exp(0,9\Delta T) + 137\Delta T^{2,9}; \end{aligned}$$

$$12,5 \leq \Delta T < 38,5; \quad Q = (814\ 802\Delta T - 8\ 278\ 580)\exp(-0,4\Delta T)\Delta T + 4817;$$

$$38,5 \leq \Delta T < 100; \quad Q = 172\Delta T - 1626.$$

В первом приближении задачу расчёта верхней части токоввода можно считать осесимметричной, заменив шестигранные элементы на цилиндрические. Схема расчётной модели для верхней части приведена на рис. 2.

Здесь решалась двумерная осесимметричная задача с геометрией, максимально близкой к предполагаемой конструкции. Сначала рассматривается случай неохлаждаемого латунного теплообменника. Уровень азота в ёмкости варьировался параметром Z_0 , толщина стенки регулировалась внутренним диаметром ёмкости $d_{\text{внутр}}$. Уровень кипящего криоагента был консервативно выбран на уровне 445 мм. Такой выбор уровня заливки жидкого азота удовлетворяет требованию рабочего диапазона температур для ВТСП-лент (примерно до 80 К). Зависимость температуры азотного объёма от высоты представлена на рис. 3. Внутренний диаметр выбран 138 мм для минимизации теплопритоков и возможности увеличить толщину стенки ёмкости для надёжного крепления ложементов с ВТСП. Для стабильной работы токовводов предлагается опустить уровень пайки ВТСП-лент до 290—300 мм от верхнего края азотной ёмкости.

Развитие внутренней поверхности азотной ёмкости позволит получить некоторый запас по длине захода тока в ВТСП-пакет. Из рис. 4 видно, что увеличение площади поверхности кипения в 1,5 раза увеличивает температурную зону 80 К примерно до 320 мм.

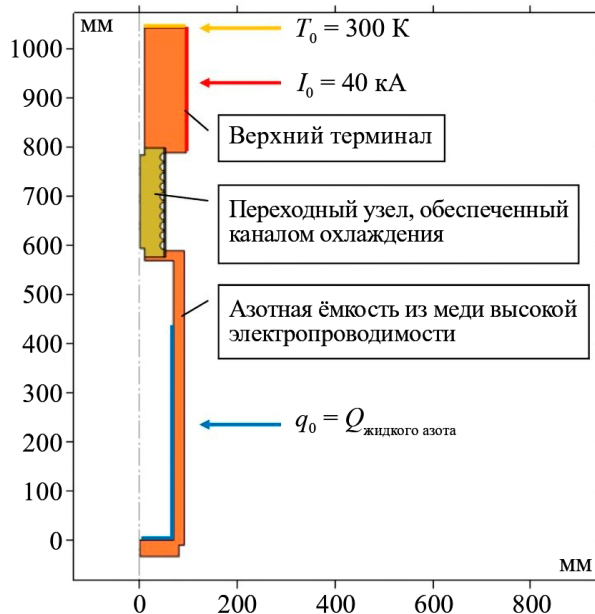


Рис. 2. Схема расчётной модели «тёплой» и «азотной» частей

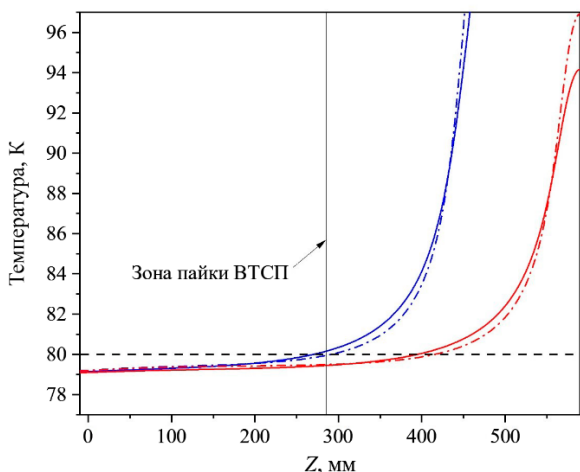


Рис. 3. Зависимость температуры тела азотной ёмкости от высоты (вдоль внешней стенки азотной ёмкости): — $d_{\text{внутр}} = 138$ мм, $Z_0 = 445$ мм; — $d_{\text{внутр}} = 138$ мм, $Z_0 = 569$ мм; - - $d_{\text{внутр}} = 151$ мм, $Z_0 = 445$ мм; - - $d_{\text{внутр}} = 151$ мм, $Z_0 = 569$ мм

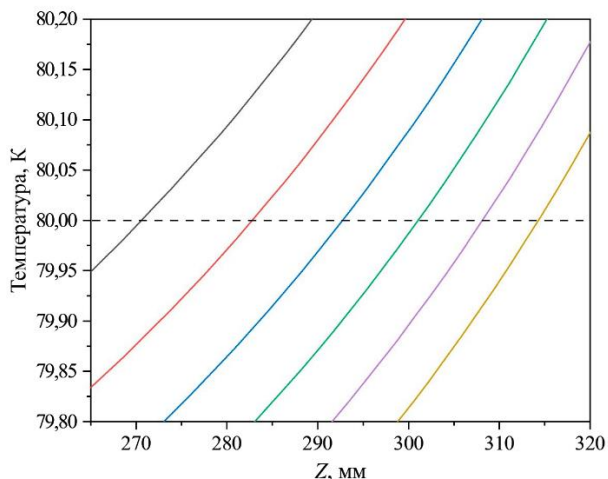


Рис. 4. Зависимость температуры тела азотной ёмкости от высоты для разных факторов развития поверхности кипения жидкого азота: — $k_{\text{пов-ти}} = 1$; — $k_{\text{пов-ти}} = 1,1$; — $k_{\text{пов-ти}} = 1,2$; — $k_{\text{пов-ти}} = 1,3$; — $k_{\text{пов-ти}} = 1,4$; — $k_{\text{пов-ти}} = 1,5$

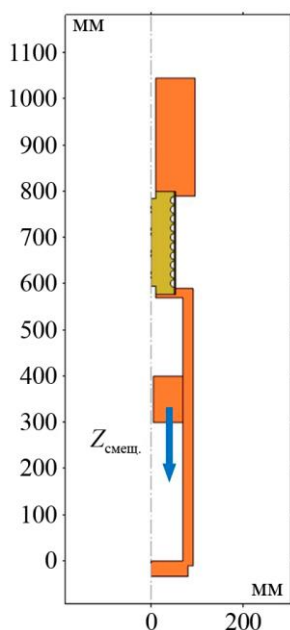


Рис. 5. Положение мембраны вдоль корпуса азотной ёмкости

Одним из способов увеличения площади кипения является введение в азотную ёмкость медной мембраны (рис. 5). В конструкцию была добавлена такая мембрана высотой 100 мм.

В мембране сверлятся сквозные отверстия, увеличивающие площадь теплообмена с жидким азотом. По результатам параметрического исследования можно заметить (рис. 6), что наличие мембраны выпрямляет по температуре участок, на котором она располагается (параметр $Z_{смещ}$ определяет положение нижней грани мембраны).

Может показаться расположение на уровне 50—100 мм более выгодным (количество отверстий равно 1, диаметр равен 10 мм). Однако более значимый вклад замечен при увеличении количества сквозных отверстий. Рассмотрим наличие большего числа отверстий. Когда мембрана расположена у поверхности жидкого азота, с увеличением числа дренажных отверстий температурная зона 80 К смещается в область 320—345 мм, что явно даёт преимущество по запасу длины пайки ВТСП-лент. На рис. 7 представлены температурные карты при наличии мембраны на уровне 250 мм от дна ёмкости с разным количеством отверстий N . При перемещении мембраны ко дну азотной ёмкости температура выравнивается вдоль зоны пайки, но запас по температурной зоне 80 К теряется.

По приведённым результатам видно, что наиболее очевидный вариант с максимальным объёмом азотной ёмкости на самом деле не является наиболее эффективным с точки зрения генерации тепла и его отвода в хладагент. Необходимы секционирование объёма и грамотная организация потока хладагента между секциями.

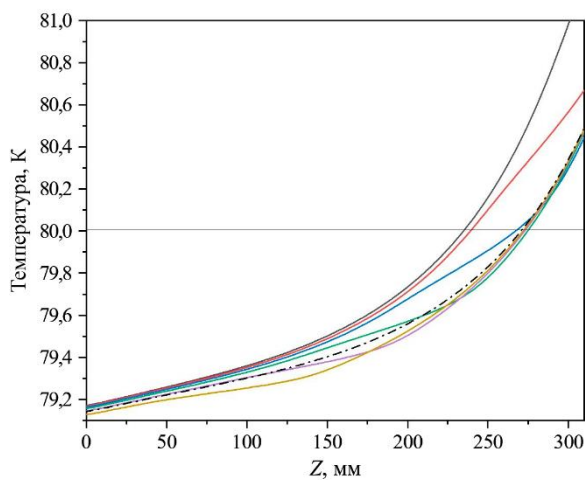


Рис. 6. Зависимость температуры азотной ёмкости от высоты для различных положений мембраны: — — $Z_{смещ} = 300$ мм; — — $Z_{смещ} = 250$ мм; — — $Z_{смещ} = 200$ мм; — — $Z_{смещ} = 150$ мм; — — $Z_{смещ} = 100$ мм; — — $Z_{смещ} = 50$ мм; - - - без мембраны

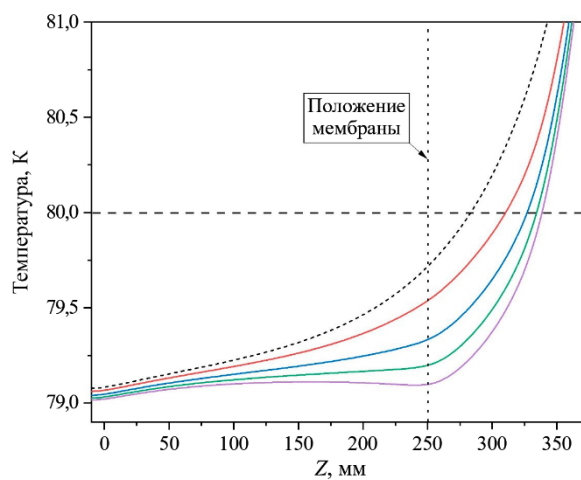


Рис. 7. Температурные карты азотной ёмкости при расположении мембраны на уровне 250 мм и разном количестве отверстий: — — $N = 21$; — — $N = 41$; — — $N = 61$; — — $N = 81$; - - - без мембраны

Для рассмотрения случая охлаждения латунного стержня переходного узла в задачу было добавлено граничное условие конвективного теплообмена вдоль канала охлаждения D-образной формы (рис. 8), представленного в виде змеевика. В сечении канал имеет радиус дуги 8,2 мм и гидравлический диаметр 10 мм. Задача представляла собой итерационный подбор критериев подобия течения газа в канале.

При номинальном режиме работы при 40 кА массовый расход азота составляет 4,9 г/с и соответствует турбулентному течению газа со скоростью $V_0 \approx 16$ м/с, что обеспечивает эффективное охлаждение с коэффициентом теплопередачи около 248 Вт/(К·м²). Разность температур GN2 на входе и выходе

теплообменника составляет $\Delta T = 37$ К. Теплоприток в азотную ёмкость удалось снизить до $Q = 970$ Вт. При этом перепад давления составляет $\Delta P = 3564$ Па. Давление газа в азотной ёмкости 104 889 Па. В отключённом состоянии ($I = 0$) тепловая нагрузка составляет 390 Вт, расход жидкого азота 2 г/с. Даже без охлаждения газообразным азотом латунный стержень будет слегка перегружен и останется неповреждённым, но значительно увеличит теплоприток в азотную ёмкость. На рис. 9 представлено температурное распределение по длине азотной ступени.

В случае отключения подачи жидкого азота в азотную ёмкость при полном токе (40 кА) за 1 мин испарится 5% объёма хладагента. Уровень опустится на 24 мм, температурная зона 80 К сместится к уровню высоты пайки ВТСП-2-лент (рис. 10).

Из этого следует, что расположение ложементов с ВТСП-лентами определяется тепловым расчётом. Размещение стопок вровень с верхним краем азотной ёмкости не является наиболее эффективным, несмотря на обеспечение максимальной площади контакта между ВТСП и стенкой азотного объёма.

Далее рассмотрена система из четырёх токовводов, работающих непосредственно в установке. Два токоввода работают на ввод тока в испытуемый объект, два — на вывод тока. Результат моделирования процесса распределения индукции магнитного поля в такой системе при токе 40 кА на токоввод (не на пару) представлен на рис. 11. Критический ток одного токоввода в системе при этом равен 71 кА. Встречные силы каждого ложемента, притягивающие грани секции градиента, варьируются от 55 до 65 кгс.

Токовводы в паре притягиваются друг к другу с силой порядка 60 кгс и отталкиваются от центра системы с силой около 150 кгс. Теплоприток к нижнему терминалу при транспортном токе 40 кА, находящемуся при 20 К, составляет порядка 3 Вт.

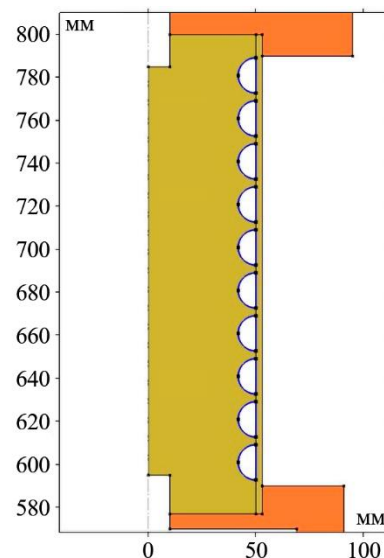


Рис. 8. Геометрия объекта и задание граничных условий теплообмена

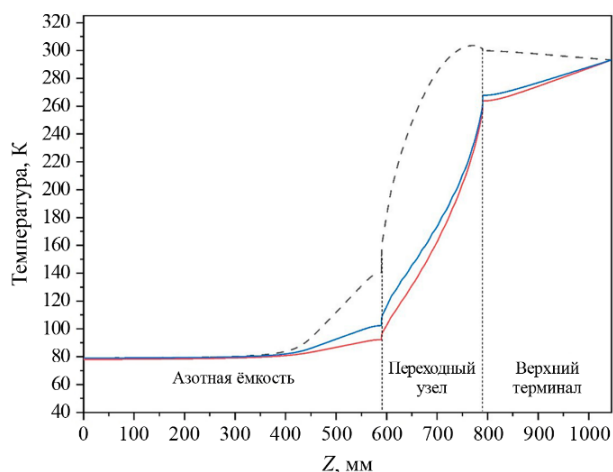


Рис. 9. Стационарное распределение температуры по длине азотной ступени токоввода с транспортным током 40 кА (— $I = 40$ кА, $\Delta T = 37$ К (4,9 г/с), $Q = 970$ Вт), в режиме ожидания (— режим ожидания, $\Delta T = 25$ К, (2 г/с), $Q = 390$ Вт) и без учёта охлаждения латунного стержня переходного узла (--- $I = 40$ кА, без охлаждения стержня, $Q = 2170$ Вт)

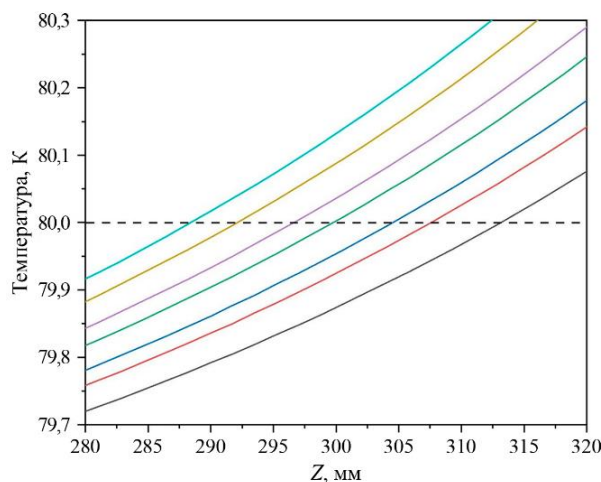


Рис. 10. Температура азотной ёмкости при постоянном токе 40 кА в отсутствие подачи жидкого азота в течение 1 мин: 0 (—), 10 (—), 20 (—), 30 (—), 40 (—), 50 (—), 60 с (—)

Наконец, рассмотрено поведение токовводов сразу после полного перехода всех ВТСП-стопок в нормальное состояние. В этом случае ток потечёт через стальные ложементы сечением 280 мм^2 каждый

и длиной 650 мм. За 50 с они разогреются до 400 К, что ниже температуры плавления припоя (рис. 12). При расчёте температуры в качестве граничных значений задавались температуры 77 и 20 К в предположении, что криогенные системы, обеспечивающие охлаждение тоководов, продолжают функционировать. В случае их полного отказа разогрев будет значительно более быстрым и разрушительным, и это будет означать аварийную ситуацию, анализ которой не является предметом настоящей статьи.

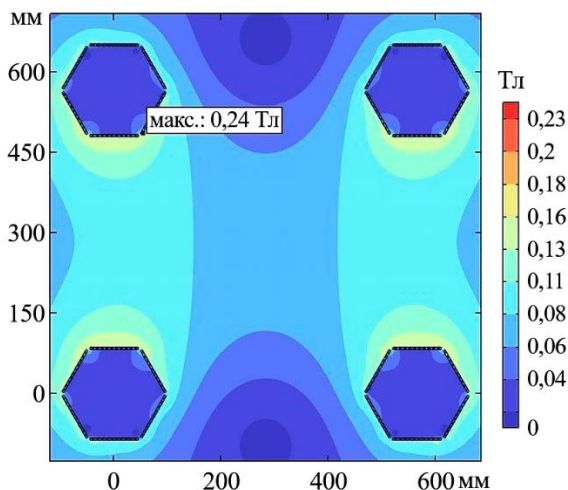


Рис. 11. Распределение индукции магнитного поля при постоянном токе 40 кА в сечении пачек ВТСП четырёх тоководов

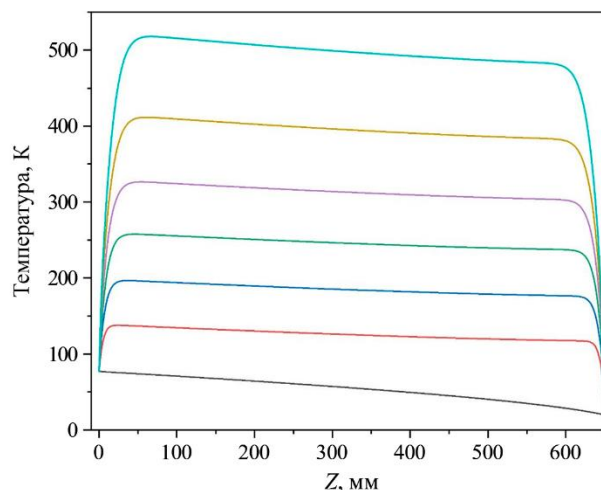


Рис. 12. Разогрев ложементов секции градиента температур при переходе ВТСП в нормальное состояние: 0 (—), 10 (—), 20 (—), 30 (—), 40 (—), 50 (—), 60 с (—)

Проведённое исследование показало, что общая конструкция тоководов позволяет ввести ток 40 кА, однако, как показывают результаты расчётов, даже при небольшом отклонении от оптимальных параметров существует риск выхода устройства за пределы рабочих параметров, что поставит под угрозу работу всего стенда. Более того, как показал расчёт азотной части тоководов, наиболее очевидный на первый взгляд вариант реализации конструкции не является правильным: максимизация площади контакта стопок ВТСП-лент не обеспечивает максимальной эффективности работы устройства в целом. Необходимо чёткое позиционирование лент относительно верхней кромки азотной ёмкости для выхода на минимальную генерацию тепла за счёт сопротивления спаев. Результат проведённого расчёта показывает, где именно нужно располагать ВТСП-стопки.

4. ВЫВОДЫ

Проведена полная разработка сверхпроводниковых тоководов на 40 кА для научно-исследовательских целей. Обоснован выбор конструкции тоководов с учётом общих требований к испытательному стенду. Осуществлены полный расчёт электрических свойств тоководов, расчёт теплопритоков в криогенный объём с учётом собственной генерации тепла. Сделан вывод о необходимости секционирования азотной ёмкости для обеспечения достаточной эффективности охлаждения. Определено точное положение ВТСП-лент исходя из условия минимума переходного сопротивления. Сделан расчёт роста температуры ВТСП части токовода в аварийной ситуации. Изготовление тоководов «в металле» запланировано на 2025—2026 гг.

Работа выполнена в рамках тематического плана НИЦ «Курчатовский институт», приказ № 19 от 9.01.2025 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Whyte D.G., LaBombard B., Doody J. et. Al. Experimental assessment and model validation of the SPARC Toroidal Field Model Coil. — IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2024, vol. 34, № 2, p. 1—18; doi: 10.1109/TASC.2023.3332823.

2. **Li Z.Y. et al.** 21.7-T Large-Scale High-Temperature Superconducting Toroidal Magnet for Tokamak Fusion Application. — *Ibid.*, 2025, vol. 35, № 6, p. 1—6; doi: 10.1109/TASC.2025.3573869.
3. **Liu X. et al.** The Engineering Commissioning of the Magnets System On HL-2M Tokamak. — *Ibid.*, 2021, vol. 31, № 8, p. 1—5; doi: 10.1109/TASC.2021.3091057.
4. **Diev D.N., Galimov A.R., Ilin A.A., Khodzhbagiyev H.G., Kovalev I.A., Makarenko M.N., Naumov A.V., Novikov M.S., Novikov S.I., Polyakov A.V., Shcherbakov V.I., Shevchenko S.A., Shutova D.I., Surin M.I.** HTS current leads for the NICA accelerator complex. — *Cryogenics*, 2018, vol. 94, p. 45—55; doi:10.1016/j.cryogenics.2018.07.
5. **Kovalev I.A., Surin M.I., Naumov A.V., Novikov M.S., Novikov S.I., Ilin A.A., Polyakov A.V., Scherbakov V.I., Shutova D.I.** Test results of 12/18 kA ReBCO coated conductor current leads. — *Ibid.*, 2017, vol. 85, p. 71—77; doi:10.1016/j.cryogenics.2017.05.009.
6. **Heller R., Aized D., Akhmetov A., Fietz W.H., Hurd F., Kellers J., Kienzler A., Lingor A., Maguire J., Vostner A., Wesche R.** Design and fabrication of a 70 kA current lead using Ag/Au stabilized Bi-2223 tapes as a demonstrator for the ITER TF-coil system *IEEE Trans. — Appl. Supercond.*, 2004, vol. 14 (2), p. 1774—1777; doi:10.1109/tasc.2004.831075.
7. **Wesche R., Heller R., Bruzzone P., Fietz W. H., Lietzow R., Vostner A.** Design of high temperature superconductor current leads for ITER Fusion. — *Engineering and Design*, 2007, vol. 82 (5—14), p. 1385—1390; doi:10.1016/j.fusengdes.2007.01.004.
8. **Chen Xi, Jin J., Liu J., Ren H., Xiang T.** Development and techniques of high current leads for HTS device applications. — In: *IEEE International Conference on Applied Superconductivity and Electromagnetic Devices*. Chengdu, China, 25—27 September 2009, p. 34—41; doi:10.1109/asemd.2009.5306700/.
9. **Fry V., Zhukovsky A., Wolf M.J., Michael P.C., Vieira R.F., Beck W.K., Barnett R., Estrada J., Ihloff E., Vidal C., Goufopoulos T., Hartwig Z.S.** 50-kA Capacity, Nitrogen-Cooled, Demountable Current Leads for the SPARC Toroidal Field Model Coil. — *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, 2024, vol. 34, № 2, p. 1—18.
10. **Lanczont M.** Numerical modeling of superconducting devices in OpenModelica. — In: *International Conference on Electromagnetic Devices and Processes in Environment Protection with Seminar Applications of Superconductors (ELMECO & AoS)*. IEEE, 2017, p. 1—4.

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



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



Ярослав Валерьевич Гольяпин,
младший научный сотрудник
Goltyapin_YV@nrcki.ru



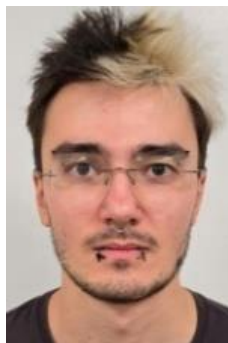
Анна Игоревна Кондратьюк, инженер
второй категории
Kondratyuk_AI@nrcki.ru



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



Алексей Вячеславович Поляков, и.о. начальника лаборатории
Polyakov_AVy@nrcki.ru



Рустам Сейфаддинович Рзаев,
инженер первой категории
Rzaev_RS@nrcki.ru



Дмитрий Сергеевич Яшкин, заместитель начальника лаборатории
Yashkin_DS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2025 г.

После доработки 20 октября 2025 г.

Принята к публикации 30 октября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 126—134.



ПЛАЗМА—СТЕНКА и МАТЕРИАЛЫ для УТС



УДК 621.7; 621.039.531:546.881; 621.039.634.669-154

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА МОРФОЛОГИЮ И СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА, ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ ГЕЛИЯ

*И.В. Боровицкая¹, В.Н. Пименов¹, С.Н. Коршунов², А.Н. Мансурова², С.А. Масляев¹, С.В. Латышев^{1,3},
А.С. Демин¹, Е.В. Морозов¹, Г.Г. Бондаренко⁴, А.И. Гайдар⁵, Е.В. Матвеев⁵, Е.Е. Казилин¹*

¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Московский технический университет связи и информатики (МТУСИ), Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

⁵Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, Москва, Россия

Проведено исследование влияния мощного импульсного лазерного излучения (ЛИ), создаваемого в установке ГОС 1001 в режиме модулированной добротности с плотностью мощности потока, равной $1,0 \cdot 10^{14}$ Вт/м², длительностью импульса $t = 50$ нс, числом импульсов N от 1 до 8 на структуру и микротвёрдость поверхности образцов вольфрама, размещённых в вакуумной камере. Образцы облучены в исходном состоянии и после имплантации ионов гелия (энергия 30 кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22}$ м⁻², плотность потока ионов $4,8 \cdot 10^{18}$ м⁻²·с⁻¹, температура ~ 500 К). Установлено, что импульсное воздействие ЛИ на вольфрам в указанном режиме приводит к появлению расплавленного участка с направленным выплеском металла из центральной зоны и к образованию после кристаллизации расплава волнообразной поверхности, содержащей капли, наплывы, поры и трещины. Исследование, выполненное с помощью численного моделирования, показало, что наблюдаемый характер повреждаемости облучённой поверхности вольфрама связан с возникновением при испарении материала вторичной плазмы, давление которой способствует разбрызгиванию расплава, но недостаточно для его вытеснения с образованием лунки, как это имеет место для ванадия, облучённого в аналогичном режиме. Обнаружено, что в результате комбинированного воздействия ионов гелия и импульсного ЛИ изменяется также морфология поверхности материала в зоне термического влияния (ЗТВ), расположенной непосредственно за бруствером, где по мере удаления от центра область сплошного оплавления сменяется зоной, в которой видны поры и отдельные вскрывшиеся блистеры — результат выхода имплантированного в образцы гелия. Отмечено незначительное уменьшение микротвёрдости сплава после имплантации ионов гелия. Микротвёрдость в расплавленных ЛИ участках и в прилегающих к ним областях имеет также тенденцию к уменьшению, что может быть связано с отжигом дефектов в результате теплового воздействия лазерных импульсов.

Ключевые слова: вольфрам, стационарные потоки ионов гелия, импульсное лазерное излучение (ЛИ), блистеры, эрозийный факел, микротвёрдость, морфология поверхности, имплантация, плавление.

INFLUENCE OF PULSED LASER RADIATION ON THE MORPHOLOGY AND SURFACE PROPERTIES OF TUNGSTEN IMPLANTED WITH HELIUM IONS

*I.V. Borovitskaya¹, V.N. Pimenov¹, S.N. Korshunov², A.N. Mansurova², S.A. Maslyayev¹, S.V. Latyshev^{1,3},
A.S. Demin¹, E.V. Morozov¹, G.G. Bondarenko⁴, A.I. Gaidar⁵, E.V. Matveev⁵, E.E. Kazilin¹*

¹Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science, RAS, Moscow, Russia

²National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

³Moscow Technical University of Communications and Informatics, Moscow, Russia

⁴National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russia

⁵Research Institute of Advanced Materials and Technologies, Moscow, Russia

The effect of high-power pulsed laser radiation (LR) generated in the GOS 1001 setup in the Q-modulated mode (with a flux power density q equal to $1 \cdot 10^{14}$ W/m², pulse duration $t = 50$ ns, and the number of pulses N from 1 to 8 in vacuum) on the structure and microhardness of the surface of tungsten samples in the initial state and after implantation of helium ions

(energy — 30 keV, dose — $1.0 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-2}$, ion flux density — $4,8 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, temperature $\sim 500 \text{ K}$) was studied. It was found that the pulsed action of LR on tungsten in the specified mode leads to the appearance of a molten area with a directed splash of metal from the central zone and to the formation of a wavy surface containing drops, influxes, voids and cracks after crystallization of the melt. The analysis performed by the numerical modeling showed that the observed nature of damage on the irradiated tungsten surface is associated with the occurrence of secondary plasma during the material evaporation, the pressure of which contributes to the melt splashing, but is insufficient to displace melt with the formation of a crater, as is in the case with vanadium. It was found that as a result of the combined effect of helium ions and pulsed laser radiation, the morphology of the material surface in the heat-affected zone (HAZ) located directly behind the parapet also changes, where, as it moves away from the center, the area of continuous melting is replaced by a zone in which pores and opened blisters are visible due to the release of helium implanted in the samples. A slight decrease in the microhardness of the alloy after helium ions implantation was noted. Microhardness in the molten LI areas and in the areas adjacent to them also tends to decrease, which may be due to the original defects annealing as the result of the thermal effect of laser pulses.

Key words: tungsten, stationary helium ion flows, pulsed laser radiation (LR), blisters, erosive torch, microhardness, surface morphology, implantation, melting.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время на пути к созданию термоядерных реакторов (ТЯР) остаются не полностью разрешёнными ряд фундаментальных проблем, в частности, проблема материалов первой стенки и дивертора [1]. Известно, что в качестве конструкционных материалов для них рассматриваются прежде всего материалы с быстрым спадом наведённой активности при облучении термоядерными нейтронами [2, 3]. Для элементов реактора, обращённых к плазме, основными кандидатными материалами являются вольфрам и его сплавы, например, планируется использование вольфрама в конструкциях вакуумной камеры реакторов ИТЭР и DEMO [4—7]. В процессе работы реактора эти материалы будут подвергаться интенсивному воздействию как ионных потоков, возникающих в результате D—T-реакции ($D + T \rightarrow {}^4\text{He} + n$), так и импульсных тепловых потоков, возникающих в экстремальных ситуациях, например, при срывах плазмы, при воздействии потока так называемых убегающих электронов и ELMs (edge localized modes) — [6]. Комплексные радиационные и термические воздействия могут привести к деградации свойств облучаемых материалов [8]. В работах [9, 10] обсуждается аналогия термического воздействия импульсного лазерного излучения и пучка убегающих электронов. Целью данной работы является исследование изменения морфологии и свойств поверхности вольфрама при последовательном воздействии облучения ионами гелия и импульсного лазерного излучения, имитирующего тепловые эффекты на энергонагруженных узлах термоядерного реактора при указанных экстремальных условиях.

2. МАТЕРИАЛ, МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В экспериментах использовались образцы W размером $18 \times 18 \times 0,20 \text{ мм}$, вырезанные из листового вольфрама (ТУ 48-19-106-91, содержание примесей, масс. %: Mo <0,04, Ca <0,01, Si <0,004, Fe <0,009, Al <0,002, Ni <0,004; основа W — не менее 99,931). Содержание примесей внедрения, масс. %: C <0,008; N <0,001; O <0,003; H <0,0004. Для подготовки поверхности образцов к облучению применялись стандартные процедуры механической полировки.

Эксперименты по имплантации ионов He^+ проводились на ускорителе с масс-сепарацией ионов ИЛУ (НИЦ «Курчатовский институт») [11]. Особенности разрушения поверхности вольфрама при облучении ионами гелия подробно описаны в работе [8]. На основании этих исследований выбран следующий режим облучения: энергия ионов He^+ 30 кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$ при плотности потока ионов $4,8 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Температура мишеней в процессе облучения составляла $\sim 500 \text{ K}$.

Лазерное облучение образцов W, размещённых в вакуумной камере, проводилось с использованием установки ГОС 1001 на неодимовом стекле в режиме модулированной добротности со следующими параметрами: энергия лазерного импульса $E = 4,5 \text{ Дж}$, плотность мощности лазерного излучения (ЛИ) $q \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ Вт/м}^2$, длительность лазерного импульса $t_0 = 50 \text{ нс}$, диаметр лазерного пятна $\approx 1 \text{ мм}$, число импульсных воздействий варьировали от $N = 1$ до $N = 8$. В пятиминутном промежутке между импульсами температура материала полностью выравнивалась по глубине образца и снижалась до исходной комнатной температуры $\sim 20 \text{ }^\circ\text{C}$.

Топографию и микроструктуру поверхности образцов исследовали до и после облучения методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) в электронном микроскопе EVO 40 фирмы Zeiss (Германия). Съёмка изображений общего вида с увеличениями в диапазоне от $\times 100$ до $\times 1000$ и детализированных изображений дефектов поверхности вольфрама, вносимых импульсным лазерным облучением, с увеличениями от $\times 1\,000$ до $\times 25\,000$ проводилась в режиме вторичных (secondary) электронов с ускоряющим напряжением 15 и 20 кВ.

Микротвёрдость определяли на микротвердомере Shimadzu DУН-211S (Япония) с использованием индентора Виккерса методом восстановленного отпечатка и автоматической записью кривых нагружения и разгрузки при нагрузке на индентор $F_{\max} = 490$ мН (50 гс) и времени выдержки 5 с. Микротвёрдость рассчитывалась по формуле $HV = 189,1F_{\max}/L^2$, где F_{\max} — максимальная нагрузка, мН; L — длина диагонали восстановленного отпечатка, мкм. Значение каждого из параметров определено по результатам обработки не менее 10 отдельных измерений. Относительная погрешность результатов измерений микротвёрдости составляет около 6% при доверительной вероятности $P = 0,95$. Перевод значений микротвёрдости из единиц по шкале Виккерса (HV) в МПа выполнялся умножением на коэффициент 9,807 [12].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Повреждаемость и разрушение поверхности W

Типичный характер разрушения поверхности вольфрама после имплантации ионов гелия по указанному режиму — блистеринг [13] представлен на рис. 1.

Рис. 2, а, б иллюстрирует типичный характер повреждаемости и разрушения поверхности под действием ЛИ неимплантированных (а) и предварительно имплантированных ионами гелия (б) образцов вольфрама. Для сравнения на рис. 2, в, г представлены аналогичные данные для образцов ванадия, облучённых ранее в близких к описанным режимам имплантации ионов гелия в W и последующего импульсного воздействия ЛИ [14]. Из рис. 2 следует различный характер разрушения поверхности вольфрама и ванадия после лазерного облучения. В случае ванадия (см. рис. 2, в, г) можно наблюдать две зоны повреждения, разделённые бруствером: центральная — наиболее повреждённая (для неё характерно появление лунки) и внешняя — зона термического влияния (ЗТВ). Особенности структуры этих двух зон подробно описаны в работе [14]. В случае вольфрама наблюдается несколько иная картина повреждения поверхности. Лунка практически отсутствует, а вместо неё наблюдается расплавленный участок и направленный выплеск металла из центральной зоны (см. рис. 2, а, б). Разницу в картине разрушения поверхности образцов ванадия и вольфрама под действием ЛИ можно объяснить, используя данные ряда работ [15—19] и результаты численного моделирования взаимодействия ЛИ с рассматриваемыми материалами. В работе [16] указывается, что особенность протекания процессов взаимодействия ЛИ с твёрдым телом определяют три группы характеристик:

- параметры излучения (длина волны, плотность мощности, время взаимодействия и др.);
- свойства материала мишени (химический состав, физические константы атомов и ионов, наличие примесей и дефектов на поверхности и пр.);

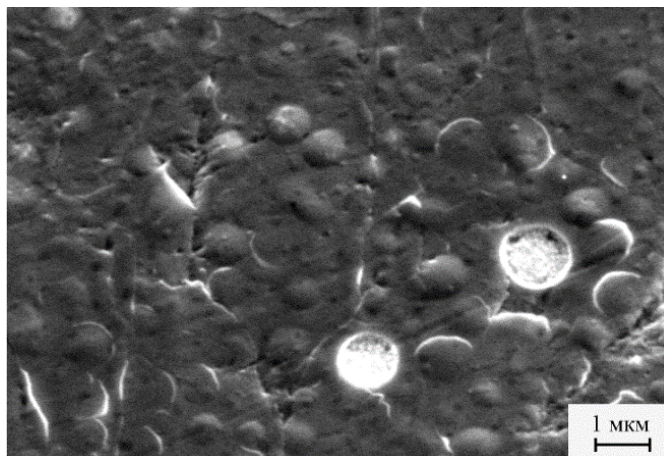


Рис. 1. Типичная морфология поверхности образцов W после имплантации ионов He^+ энергией 30 кэВ, дозой $D = 10^{22}$ ион/ м^2 , $T_{\text{обл}} \sim 500$ К

— параметры окружающей среды (состав, давление, температура и т.п.).

Так как в сопоставляемых нами экспериментах параметры излучения близки друг к другу, а условия окружающей среды практически одинаковы, то очевидно, что основной вклад в разный характер повреждения образцов под воздействием лазерного облучения вносят свойства облучаемого материала.

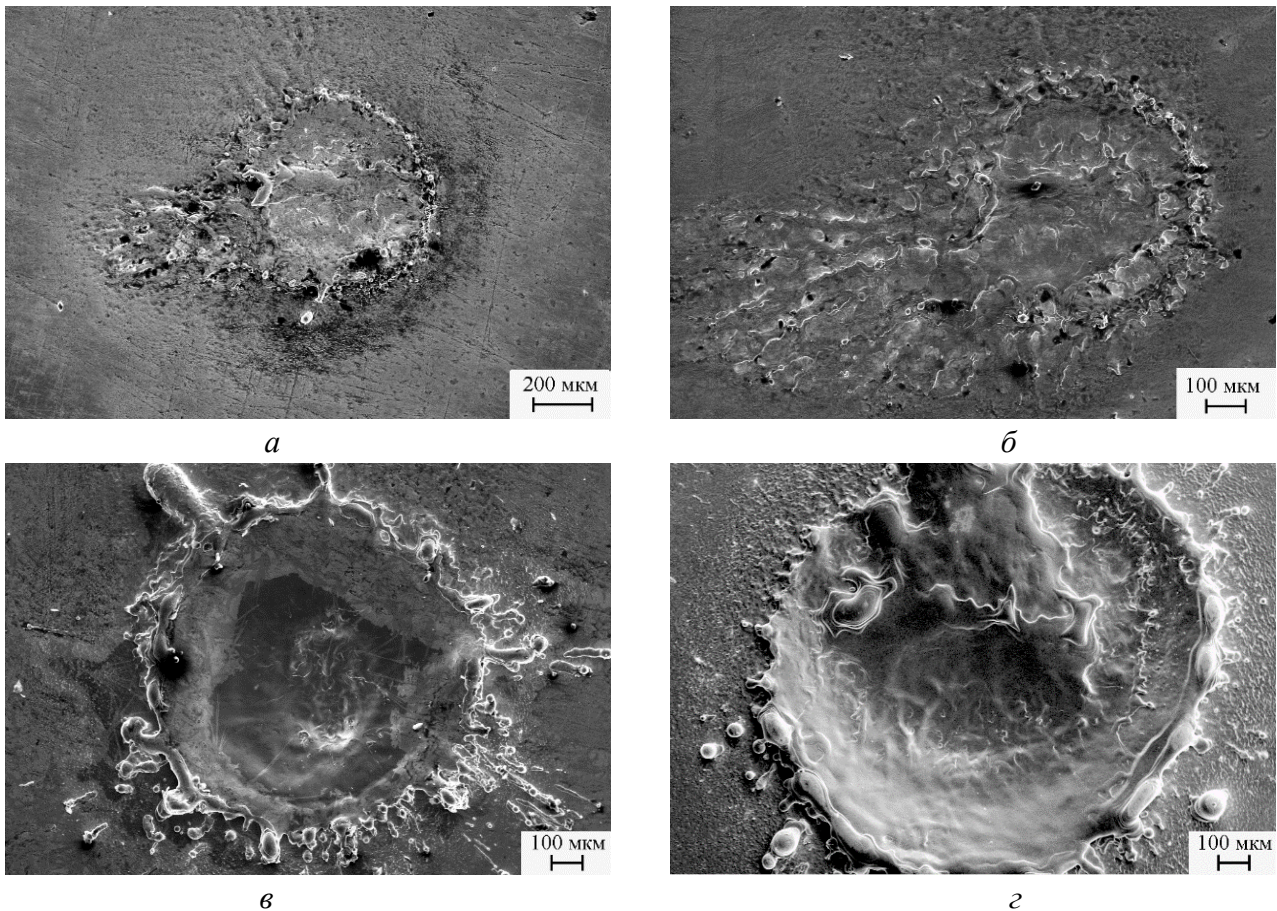


Рис. 2. Характер разрушения поверхности образцов вольфрама (*а, б*) и ванадия (*в, з*) в результате воздействия ЛИ: в исходном состоянии (*а, в*) и в предварительно облучённом ионами He^+ ($E = 30$ кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$, $T_{\text{обл.}} \sim 500 \text{ К}$) (*б, з*) (СЭМ)

3.2. Численное моделирование воздействия ЛИ на материал

Численные оценки воздействия ЛИ на сопоставляемые материалы выполнены аналогично работе [20]. При расчётах для режима модулированной добротности брались следующие параметры ЛИ: плотность мощности $q = 10^{14} \text{ Вт/м}^2$, длительность импульсного воздействия $t = 50 \text{ нс}$, диаметр пятна фокусировки $d = 1 \text{ мм}$. В расчётах форма лазерного импульса задавалась в виде полусинусоиды $q(t) = q_0 \sin(\pi t/\tau)$ с длительностью по основанию $\tau = 80 \text{ нс}$. Основные результаты приведены в табл. 1. В таблице T — максимальная температура вторичной плазмы, $L_{\text{исп}}$ — толщина испаренного слоя мишени, $L_{\text{ж}}$ — максимальная толщина жидкого слоя, P — амплитуда ударной волны в конце действия лазерного импульса.

Таблица 1. Результаты численных расчётов для воздействия импульсного ЛИ на вольфрам и ванадий в режиме модулированной добротности

Металл	$q, \text{ Вт/м}^2$	$t, \text{ нс}$	$T, \text{ эВ}$	$L_{\text{исп}}, \text{ мкм}$	$L_{\text{ж}}, \text{ мкм}$	$P, \text{ ГПа}$
W	10^{14}	50	45	0,4	2,3	1,3
V	10^{14}	50	30	0,5	1,5	1

Известно, что воздействие импульсного ЛИ при высокой плотности мощности $q > 10^{12}$ Вт/м² приводит к испарению и плавлению материала мишени, возникновению эрозионного факела и в результате его взаимодействия с излучением лазера — к образованию плазмы перед облучаемой поверхностью. В литературе, посвящённой изучению поведения материалов в условиях воздействия импульсного ЛИ, эту плазму называют также «вторичной» по отношению к «первичному» ЛИ. На первом этапе воздействия ЛИ на мишень вынос вещества происходит только вследствие испарения материала в зоне воздействия лазерного луча, на втором этапе — вследствие испарения и плавления (или приближения к температуре плавления) материала и удаления части жидкой (или «размягчённой» твёрдой) фазы. При этом удаление указанной фазы происходит под действием избыточного давления возникшей вторичной «паровой» плазмы. Вследствие этих процессов на облучаемой поверхности образуется лунка, которая наблюдалась на образцах ванадия (см. рис. 2, в, з).

Как следует из проведённых численных расчётов (см. табл. 1), давление ударной волны, создаваемое вторичной плазмой при воздействии ЛИ на W и V, равно $P \approx 1$ ГПа. Для ванадия эта величина много больше его предела прочности ($\sigma_b(V) \approx 0,22$ ГПа [21]), который с ростом температуры снижается. Поэтому часть расплавленного слоя ванадия вытеснялась избыточным давлением вторичной плазмы из зоны максимальной интенсивности ЛИ с образованием наблюдаемой лунки и бруствера (см. рис. 2, в, з). При этом процесс вытеснения ванадия мог захватывать не только жидкую фазу, но и размягчённую твёрдую фазу и начинаться ранее, чем достигался порог плавления ванадия [22—24]. Для вольфрама величина давления P примерно равна его пределу прочности ($\sigma_b(W) \approx 1$ ГПа [21]), температура его плавления (~ 3400 °С) значительно превышает температуру плавления ванадия (~ 1900 °С) [20], а процесс испарения при воздействии ЛИ слабее, чем у V (см. табл. 1: $L_{\text{исп}}$ для W меньше, чем $L_{\text{исп}}$ для V). Поэтому можно полагать, что при близких режимах импульсного лазерного облучения вольфрама и ванадия эффективное время воздействия давления вторичной плазмы на расплавленный вольфрам было меньше, чем на жидкий ванадий, а величина давления ударной волны P недостаточна для вытеснения расплава W с образованием лунки. Представленная на рис. 2, а расплавленная зона исходного W имеет характерную для подобных режимов импульсного воздействия ЛИ на материал волнообразную поверхность, содержащую капли и наплывы. Направленный выплеск расплава и участок бруствера с противоположной ему стороны указывают на неоднородность радиального распределения давления газовой фазы P .

3.3. Влияние предварительной имплантации ионов гелия в W на его повреждаемость при воздействии ЛИ

В работе [15] подчёркивается, что на выплеск материала мишени может оказывать влияние наличие газа, который находится в мишени в исходном состоянии, и, особенно, при дополнительном его введении (в нашем случае — при предварительной имплантации ионов гелия), что мы также ранее наблюдали в наших экспериментах [14]. В результате возрастают плотность и давление приповерхностной плазмы, что приводит к увеличению размеров плазменного облака и усилению экранирования им облучаемой поверхности от воздействия ЛИ. Плазма эффективнее экранирует центральную зону облучения, передаёт ещё больше энергии в периферийную зону и способствует росту отношения ширины нагретой зоны к радиусу пятна облучения. Результат этих процессов приводит к картине повреждаемости поверхности, представленной на рис. 2, а, б. Однако предварительная имплантация в W гелия приводит к более развинутой волнообразной поверхности (см. рис. 2, б), содержащей капли и наплывы, а также к увеличению размеров ЗТВ, окружающей центральную зону облучения, по сравнению с исходным вольфрамом.

Отметим также, что общей чертой разрушения как исходного вольфрама, так и предварительно облучённого ионами гелия является появление трещин под влиянием ЛИ, образование которых может происходить под действием напряжений, возникающих при кристаллизации жидкой фазы и охлаждении образца (рис. 3). Известно, что вольфрам характеризуется низкими значениями удержания трития [2]. Появление трещин на его поверхности в результате облучения, особенно вследствие синергетических эффектов типа комбинированных потоков импульсного ЛИ и ионов гелия, подчёркивает отрицательную

роль подобных радиационных воздействий. Они, как указано в работе [2], усиливают негативные явления, связанные с выходом трития из W, и представляют серьёзную проблему, которую следует учитывать при эксплуатации ТЯР ИТЭР, а также при планировании DEMO и других будущих термоядерных реакторов.

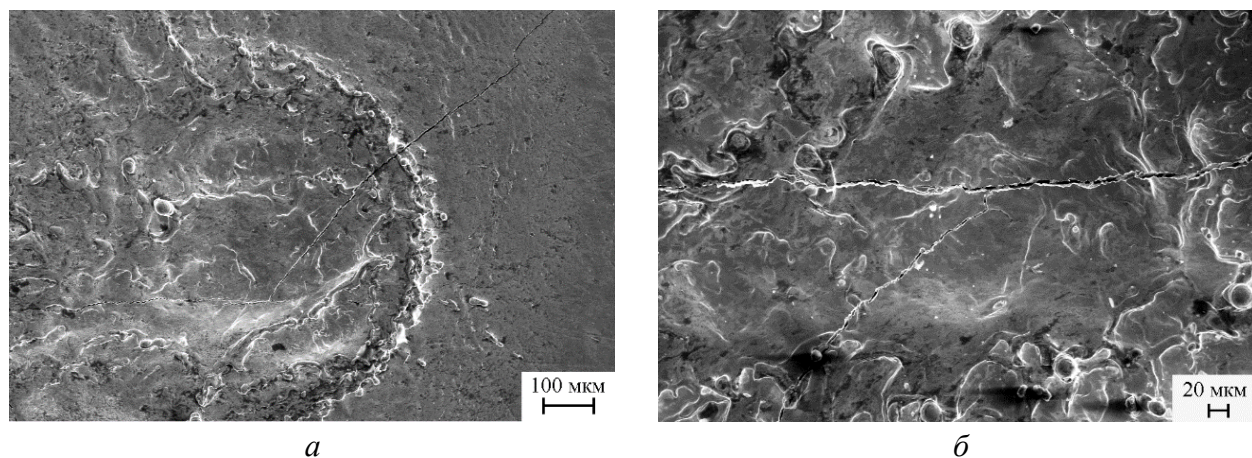


Рис. 3. Трещины на поверхности облучённого ЛИ исходного (а) и предварительно имплантированного ионами He^+ (б) вольфрама (СЭМ)

В нашем случае, как показал анализ полученных экспериментальных результатов, характерные особенности повреждаемости и разрушения поверхности при воздействии ЛИ как для ванадия, так и для вольфрама наиболее заметно проявляются на образцах, предварительно облучённых ионами гелия, т.е. в результате синергетического эффекта.

3.4. Граница раздела и зона термического влияния

На рис. 4 представлены снимки участков поверхности образца W в области границы, разделяющей центральную зону непосредственного воздействия лазерного излучения и ЗТВ (для исходного и предварительно облучённого ионами He^+ образца). Эта граница формируется расплавом, вытесненным из центра зоны облучения давлением ударной волны вторичной плазмы, возникающей в результате импульсного испарения вещества мишени. Указанная граница содержит большое количество капель различной формы и наплывов, причём число и тех, и других увеличивается с ростом количества импульсных воздействий. Кроме того, предварительная имплантация в образцы W рабочего газа также увеличивает число этих поверхностных структурных дефектов (см. рис. 4, б).

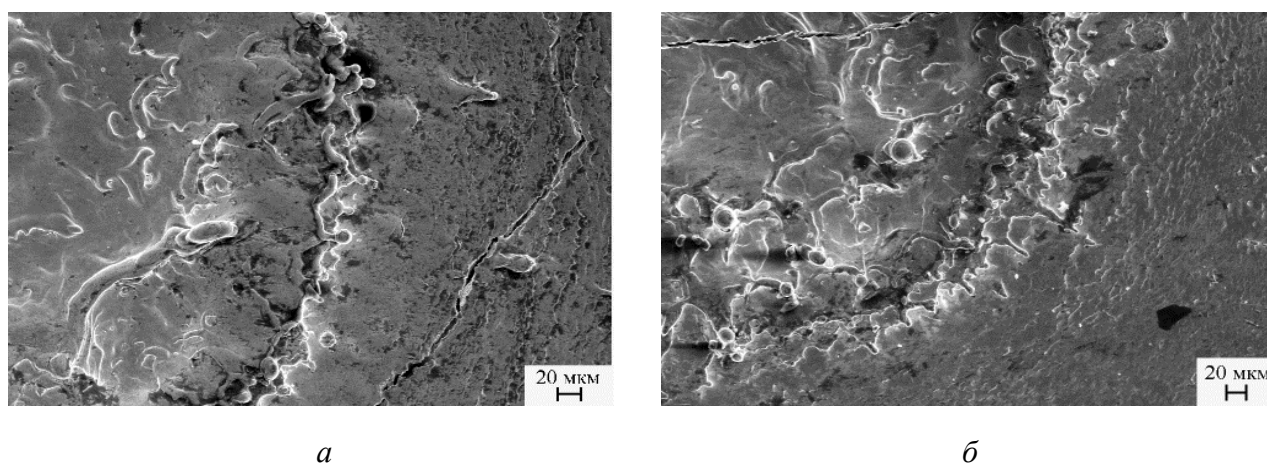


Рис. 4. Границы раздела между центральной частью повреждённой лазером поверхности W мишени и ЗТВ в исходном образце (а) и в образце, предварительно облучённом ионами гелия (б) (СЭМ)

Самостоятельный интерес с точки зрения характера повреждения поверхности представляет ЗТВ. На рис. 5, *a* представлен общий вид разрушения поверхности вольфрама, предварительно имплантированного ионами гелия после воздействия восьми импульсов ЛИ, на рис. 5, *б* — типичный вид зоны термического влияния для такого образца. В ЗТВ можно выделить четыре области по мере удаления от центра воздействия ЛИ. Первая, ближайшая к центру область облучения (зона 1) (см. рис. 5, *б*) представляет собой зону сплошного оплавления с формированием волнообразного рельефа (рис. 6, *a*). Вторая область также представляет собой застывший расплавленный слой, но с менее выраженными волнами, на котором можно наблюдать отверстия, образовавшиеся при выходе газов (см. рис. 6, *б*). Далее, в третьей области, где тепловое воздействие ещё слабее и соответственно меньше плавление поверхностного слоя, можно наблюдать активную эрозию (отшелушивание больших поверхностных кусков и отдельных блистерных крышек) поверхности с оплавлением оставшихся участков (см. рис. 6, *в*). Подобную картину мы наблюдали и при предварительном облучении сплава системы V—Ti—Cr ионами аргона [25], а также при облучении ванадия ионами гелия [14]. Возможный механизм появления таких пузырей под воздействием мощных импульсных тепловых потоков описан в работе [26]. По мере удаления от бруствера снижается температура периферийной зоны образца, в результате чего структура поверхности четвёртой области (см. рис. 6, *г*) приближается к той, которую наблюдали после облучения вольфрама ионами гелия до воздействия ЛИ, когда поверхность подвергалась разрушению в результате радиационного блистеринга (см. рис. 1). Наблюдаемые изменения морфологии поверхности образцов вольфрама при комбинированном воздействии ионного и лазерного облучений (испарение, выделение газов, разрушение куполов блистеров, образование трещин, разбрызгивание расплава) могут в реальных условиях работы ТЯР привести к увеличению загрязнения плазмы и уменьшению срока службы реактора.

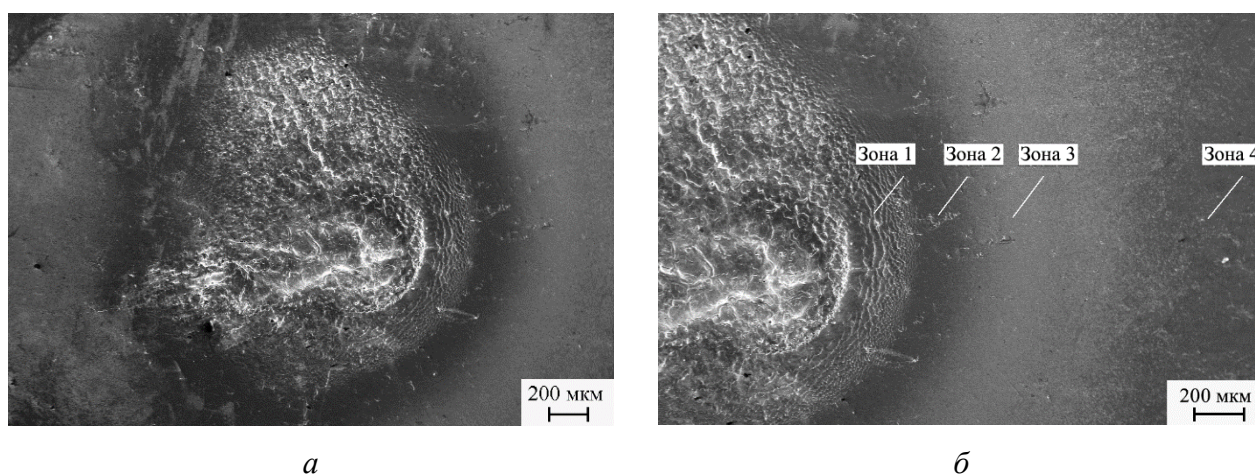
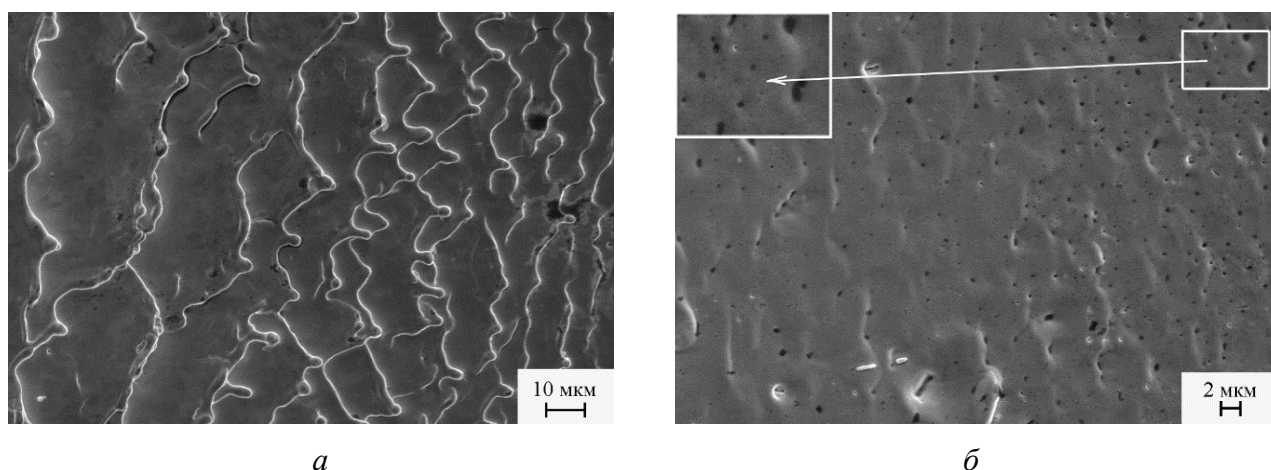


Рис. 5. Типичный характер разрушения поверхности образца вольфрама, предварительно облучённого ионами He^+ ($E = 30$ кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$, $T_{\text{обл}} \sim 500$ К), в результате воздействия ЛИ (8 импульсов): *a* — общий вид зоны облучения; *б* — ЗТВ (СЭМ)



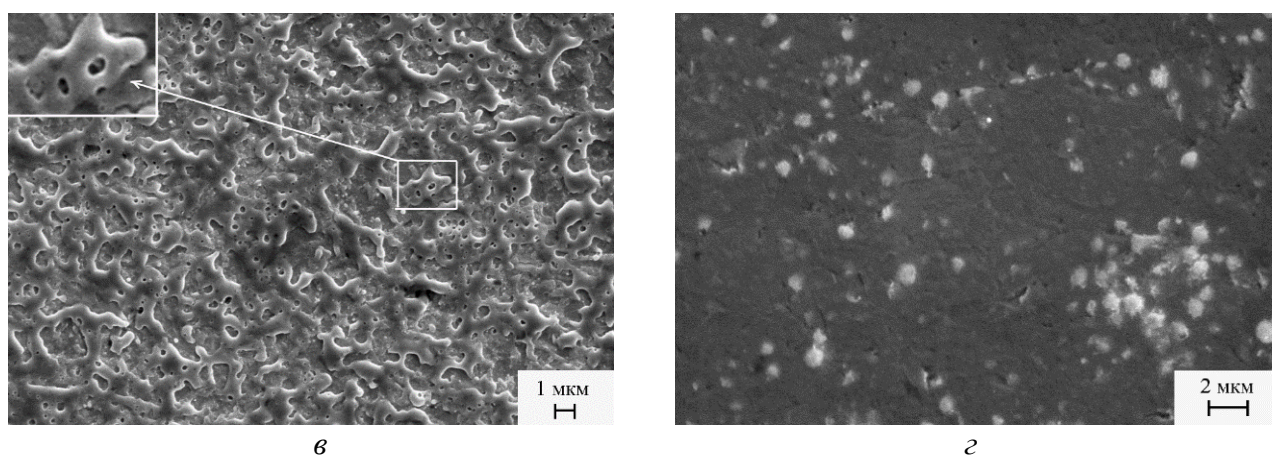


Рис. 6. Структура областей ЗТВ образца вольфрама, предварительно облучённого ионами He^+ ($E = 30$ кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-2}$, $T_{\text{обл}} \sim 500$ К), в результате воздействия ЛИ (8 имп.): зона 1 (а), зона 2 (б), зона 3 (в), зона 4 (г)

3.5. Микротвёрдость поверхностного слоя W

Наряду с изменением топографии поверхности происходит также изменение её микротвёрдости H_{μ} .

В табл. 2 представлены результаты измерения микротвёрдости поверхностного слоя образцов W в исходном состоянии, после имплантации ионов He^+ в ускорителе ИЛУ и после импульсного воздействия ЛИ как на исходные образцы, так и на образцы, предварительно облучённые ионами гелия. При этом для образцов, не имплантированных гелием, измерения проводились в трёх областях: в зоне непосредственного воздействия ЛИ, в ближней к ней и удалённой от неё областях. Для образцов, облучённых гелием, микротвёрдость измерялась в четырёх областях: в зоне непосредственного воздействия ЛИ и по мере удаления от неё — в зонах 1, 2, 3 и 4 в соответствии с рис. 5, б. Из табл. 2 следует, что микротвёрдость поверхности вольфрама после имплантации ионов He^+ в ИЛУ незначительно уменьшается. После лазерного облучения микротвёрдость в расплавленных участках и в областях, непосредственно к ним прилегающих, также имеет тенденцию к уменьшению как для исходных, так и для имплантированных гелием образцов. Снижение микротвёрдости может быть связано с отжигом исходных дефектов структуры в результате теплового воздействия импульсного ЛИ. По мере удаления от центра значения микротвёрдости приближаются к значениям, которые имели место до воздействия ЛИ.

Таблица 2. Сводная таблица результатов измерения микротвёрдости ($F_{\text{max}} = 500$ мН)

Обработка образцов импульсным лазерным излучением		Микротвёрдость H_{μ} , МПа			
		Зона расплава (лунки)	Зона термического влияния		
			Ближайшая зона (1, рис. 5, б)	Средняя зона (2 и 3, рис. 5, б)	Дальняя зона (4, рис. 5, б)
Без имплантации гелия	Необлучённый	5253			
	1 имп. ЛИ	5054,4	4944,7	—	5103,7
	2 имп. ЛИ	4782,4	4761,0	—	4883,4
	4 имп. ЛИ	4311,4	4673,1	—	4952,3
После имплантации гелия, доза $1 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$	До лазерного облучения	4965			
	1 имп. ЛИ	3740,2	4311,4	4771,7	5314,8
	2 имп. ЛИ	4280,7	4581,5	5202,6	5119,7
	4 имп. ЛИ	4727,2	4694,3	5618,4	5356,5
	8 имп. ЛИ	4086,3	4745,2	5485,0	5171,5

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование влияния мощного импульсного лазерного излучения, создаваемого с использованием установки ГОС 1001 на неодимовом стекле в режиме модулированной добротности, с плотностью мощности потока $q \sim 1,2 \cdot 10^{14}$ Вт/м², длительностью импульса $t_0 = 50$ нс, числом импульсов от 1 до 8 на структуру и микротвёрдость поверхности образцов вольфрама, размещённых в вакуумной камере. Импульсным ЛИ облучены образцы W в исходном состоянии и после имплантации ионов гелия (энергия 30 кэВ, доза $1,0 \cdot 10^{22}$ м⁻², плотность потока ионов $4,8 \cdot 10^{18}$ м⁻²·с⁻¹, температура ~ 500 К).

Установлено, что импульсное воздействие ЛИ на вольфрам в указанном режиме приводит к появлению расплавленного участка с направленным выплеском металла из центральной зоны и к образованию после кристаллизации расплава волнообразной поверхности, содержащей капли и наплывы, а также к появлению пор и трещин, которые в реальных условиях работы реактора могут способствовать увеличению загрязнения плазмы и уменьшению срока службы реактора.

Отмечено, что наблюдаемые особенности повреждаемости и разрушения поверхности вольфрама с образованием трещин и пор при воздействии лазерного излучения наиболее заметно проявляются на образцах в условиях синергетического эффекта — после их предварительного облучения ионами гелия.

Исследование, выполненное с помощью численного моделирования, показало, что наблюдаемый характер повреждаемости облучённой поверхности вольфрама, связанный с отсутствием лунки, обусловлен его высокой температурой плавления, при которой давление вторичной плазмы, возникающей при испарении материала, оказывается достаточным для разбрызгивания расплава, но недостаточным для его вытеснения с формированием лунки, образующейся при облучении ванадия в аналогичных условиях.

Показано, что после комбинированного воздействия ионов гелия и импульсного лазерного излучения изменяется морфология поверхности материала в ЗТВ, примыкающей к зоне воздействия ЛИ. В ЗТВ по мере удаления от центра область сплошного оплавления сменяется зоной, покрытой отверстиями, зоной с активной поверхностной эрозией и зоной с отдельными вскрывшимися блистерами.

Изменения морфологии поверхности образцов вольфрама, наблюдаемые при комбинированном воздействии ионного и лазерного облучений (испарение, выделение газов, разрушение куполов блистеров, трещины, разбрызгивание расплава), могут в реальных условиях работы ТЯР типа токамак привести к увеличению загрязнения плазмы.

Обнаружено незначительное уменьшение микротвёрдости вольфрама после имплантации ионов He⁺. Микротвёрдость в расплавленных ЛИ участках и в прилегающих к ним областях также имеет тенденцию к уменьшению, что может быть связано с отжигом дефектов структуры в результате импульсного теплового воздействия лазерного излучения.

В целом из полученных результатов следует, что насыщение поверхностного слоя вольфрама гелием в процессе ионной имплантации приводит к снижению термической стойкости и усиленной деградации поверхности материала под действием последующих импульсных тепловых воздействий за счёт коагуляции внедрённого гелия, образования пузырей и отшелушивания поверхностного слоя.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИМЕТ РАН № 075-00319-25-00 и в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Красильников А.В. О возможном эффективном пути к созданию термоядерного реактора в России. — В сб.: Сборник тезисов докладов 51-й Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС. Звенигород, 18—22 марта 2024 г., с. 52.
2. Gago M., Kreter A., Sergienko G., Unterberg B., Wirtz M. Effect of stationary plasma and ELM-like pulsed heat loads on the deuterium retention of ITER-grade tungsten. — In: Abstract book of 21-st Intern. Conf. on Fusion Reactor Materials (ICFRM-21). Spain, October 22—27 2023, p. 103.
3. Бобырь Н.П., Казакова Е.Д., Орлова М.Ю., Смирнова А.Р., Спицын А.В., Стрижакова М.Г., Сунчугаев К.А., Ткаченко С.И. Экспериментальное и численное исследования повреждений, вызванных высокоэнергетическим электронным пучком, конструкционных материалов, предназначенных для первой стенки мощных

- плазменных установок. — Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2024, № 9, с. 42—49.
4. **Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F., Hirai T., Komarov V., Lisgo S., Kukushkin A.S., Loarte A., Merola M., Sashala Naik A., Mitteau R., Sugihara M., Bazylev B., Stangeby P.C. et al.** A full tungsten divertor for ITER. — *Physics Issues and Design Status*, 2013, vol. 438, p. S48—S56; doi: org/10.1016/j.jnucmat.2013.01.008.
 5. **Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Гуреев В.М., Семёнов Е.В., Унежев В.Н., Цветков А.А.** Воздействие ускоренных протонов и плазмы на поверхность вольфрама. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2021, т. 44, вып. 3, с. 75—81.
 6. **Мартыненко Ю.В.** Повреждение пластин дивертора при срывах. — Там же, 2021, т. 44, вып. 3, с. 111—116.
 7. **Морозов Е.В., Демин А.С., Пименов Е.Н., Грибков В.А., Рошупкин В.В., Масляев С.А., Латышев С.В., Демина Е.В., Казилин Е.Е., Кольцов А.Г., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И.** Особенности повреждаемости и структурных изменений в поверхностном слое вольфрама при импульсном воздействии лазерного излучения, потоков ионов и плазмы. — *ФХОМ*, 2017, № 4, с. 5—18.
 8. **Боровицкая И.В., Пименов В.Н., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Масляев С.А., Демин А.С., Морозов Е.В., Епифанов Н.А., Михайлова А.Б., Латышев С.В., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Матвеев Е.В., Монахов И.С.** Повреждение поверхностного слоя вольфрама при облучении стационарными ионными и импульсными пучково-плазменными потоками гелия. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2024, т. 47, вып. 3, с. 79—92.
 9. **Grashin S.A., Arkhipov I.I., Budaev V.P. et al.** First experiments with tungsten limiter on the T-10 tokamak. — In: 29th Symposium on Fusion Technology (SOFT 2016). Prague, Czech Republic, 5—9 September 2016, P3.124.
 10. **Budaev V.P., Martynenko Yu.V., Grashin S.A., Giniyatulin R.N., Arkhipov I.I., Karpov A.V., Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Solomatín R.Yu., Begrambekov L.B., Belova N.E., Fedorovich S.D., Khimchenko L.N., Saffronov V.M.** Tungsten melting and erosion under plasma heat load in tokamak discharges with disruptions. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12, p. 418—422; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2016.11.029>.
 11. **Гусев В.М., Бушаров Н.П., Нафтулин С.М., Проничев А.М.** Ионный ускоритель ИЛУ на 100 кэВ с сепарацией по массе. — *ПТЭ*, 1969, т. 4, с. 19—23.
 12. **Yovanovich M.** Micro and macro hardness measurements, correlations, and contact models. — In: 44th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics, United States, 9—12 January 2006, vol. 979, p. 1—28; <https://doi.org/10.2514/6.2006-979>.
 13. **Бондаренко Г.Г.** Радиационная физика, структура и прочность твёрдых тел. — М.: Изд-во «Лаборатория знаний», 2016. 462 с.
 14. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Матвеев Е.В., Казилин Е.Е.** Изменение морфологии и прочностных свойств поверхности ванадия при воздействии ионов гелия и импульсного лазерного излучения. — *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2023, № 1, с. 67—73.
 15. **Криштал М.А., Жуков А.А., Кокора А.Н.** Структура и свойства сплавов, обработанных излучением лазера. — М.: Металлургия, 1973. 192 с.
 16. **Климков Ю.М., Майоров В.С., Хорошев М.В.** Взаимодействие лазерного излучения с веществом. — М.: МИИГАиК, 2014. 108 с.
 17. **Лосев В.Ф., Морозова Е.Ю., Ципилев В.П.** Физические основы лазерной обработки материалов. — Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. 199 с.
 18. **Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.** Действие излучения большой мощности на металлы. — М.: Наука, 1970. 272 с.
 19. **Харанжевский Е.В., Кривилев М.Д.** Физика лазеров, лазерные технологии и методы математического моделирования лазерного воздействия на вещество. Учебн. пособие. Под общей редакцией П.К. Галенко. — Ижевск: Изд-во «Удмуртский университет», 2011. 187 с.
 20. **Грибков В.А., Латышев С.В., Пименов В.Н., Масляев С.А., Демина Е.В., Демин А.С., Морозов Е.В., Епифанов Н.А., Казилин Е.Е., Сасиновская И.П.** Особенности разрушения металлов при импульсном лазерном и пучково-плазменном воздействии. — *Перспективные материалы*, 2020, № 10, с. 34—47.
 21. **Физические величины.** Справочник. Под редакцией И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
 22. **Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. 688 с.
 23. **Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.** Проблемы гидродинамики и их математические модели. — М.: Наука, 1973. 416 с.

24. **Тришин Ю.А.** Физика кумулятивных процессов. — Новосибирск: ИГД им. М.А. Лаврентьева СО РАН, 2005. 324 с.
25. **Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Матвеев Е.В., Казин Е.Е.** Синергетические эффекты в поверхностных слоях сплава V—10Ti—6Cr—0,05Zr—0,1Si при воздействии ионов аргона и импульсного лазерного излучения. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 4, с. 84—92.
26. **Пименов В.Н., Боровицкая И.В., Демин А.С., Епифанов Н.А., Латышев С.В., Масляев С.А., Морозов Е.В., Сасиновская И.П., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И.** Повреждаемость ниобия импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы. — ФХОМ, 2021, № 6, с. 5—12.



Ирина Валерьевна Боровицкая, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия
symp@imet.ac.ru



Валерий Николаевич Пименов, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия
pimval@mail.ru



Сергей Николаевич Коршунов, начальник лаборатории, к.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
Korshunov_SN@nrcki.ru



Анжелика Николаевна Мансурова, старший научный сотрудник, к.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
ang.2008@mail.ru



Сергей Алексеевич Масляев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия
maslyayev@mail.ru



Сергей Владимирович Латышев, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия; доцент; Московский технический университет связи и информатики, 111024, Москва, ул. Авиамоторная, д. 8а, Россия
latyshevsv@rambler.ru



Александр Сергеевич Демин, научный сотрудник; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия
casha@bk.ru



Евгений Вадимович Морозов, научный сотрудник; ИМЕТ РАН, 19991, Москва, Ленинский пр., д. 49, Россия
lieutenant@list.ru



Геннадий Германович Бондаренко, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н., профессор; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000, Москва, Мясницкая ул., д. 20, Россия
bondarenko_gg@rambler.ru



Анна Ивановна Гайдар, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, 115054, Москва, ул. Малая Пионерская, д. 12, Россия
niipmt@mail.ru



Егор Владимирович Матвеев, старший научный сотрудник, к.т.н.; Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, 115054, Москва, ул. Малая Пионерская, д. 12, Россия
maegor@gmail.com



Евгений Евгеньевич Казилин, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334, Москва, Ленинский проспект, д. 49, Россия
symp@imet.ac.ru

Статья поступила в редакцию 2 июня 2025 г.

После доработки 7 июля 2025 г.

Принята к публикации 2 сентября 2025 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2025, т. 48, вып. 3, с. 135—146.

ПАМЯТИ ВИКТОРА ЕВГЕНЬЕВИЧА ЖОГОЛЕВА
09.05.1957—24.09.2025



24 сентября 2025 г. скоропостижно скончался Виктор Евгеньевич Жоголев. Ушёл из жизни необычайно яркий, всесторонне одарённый человек. Разносторонность и глубина знаний Виктора Евгеньевича, его уникальная способность увидеть суть физических явлений принесли ему заслуженный авторитет в научной среде не только в российском, но и в мировом термоядерном сообществе.

Виктор Евгеньевич пришёл в Отделение физики плазмы Курчатовского института в 1980 г. после окончания физического факультета МГУ. Это время ознаменовалось в том числе бурным развитием численного моделирования задач теории плазмы в применении к проблемам управляемого термоядерного синтеза. Поэтому, не прекращая работы в Курчатовском институте, Виктор Евгеньевич проходит обучение и получает диплом с отличием факультета вычислительной математики и кибернетики МГУ.

Высочайшая математическая культура позволяла Виктору Евгеньевичу не только выполнять уникальные аналитические вычисления, но и создавать численные алгоритмы решения самых разнообразных задач теории плазмы. Одним из первых он осознал потенциал использования кубических сплайнов для численного решения разнообразных задач в теории плазмы. Достаточно сказать, что именно использование предложенных им численных алгоритмов оказало принципиальное влияние на моделирование стохастических процессов, чётко отделив динамическую стохастичность от численного шума.

По-видимому, одним из наиболее известных и широко используемых творений Виктора Евгеньевича стал его численный код для моделирования динамики ионизационных состояний, излучения и переноса примесей в плазме токамака ZIMPUR. Примечательно, что во время создания этого кода в начале XXI века количество достоверных и доступных в РФ данных по сечениям элементарных процессов для значительного ряда примесей, характерных для плазмы токамака, было весьма ограничено. Виктор Евгеньевич построил аналитические модели для их расчёта, исходя из первых принципов. Сейчас, когда общедоступными стали данные международной базы данных по сечениям элементарных процессов ADAS, над заполнением которой трудится не одна сотня специалистов со всего мира, остаётся только удивляться, насколько точными были и остаются результаты расчётов Виктора Евгеньевича.

Знавших Виктора Евгеньевича изумляла уникальная разносторонность его знаний и способность, не обращаясь к каким-либо монографиям и публикациям, правильно поставить и довести до «числа» решение самых различных задач, в том числе и далеко выходящих за область теории плазмы. Очень часто, когда арсенала коллег не хватало даже на то, чтобы понять, как подступиться к решению проблемы, выходящей за рамки привычного круга, обращение к Виктору Евгеньевичу всегда приносило результат. Знания, полученные им в студенческие годы, в отличие от большинства коллег, были не каталогом ссылок, где можно найти близкие, по сути, и уже решённые задачи, но отлично упорядоченным и всегда готовым к работе инструментарием, который он мастерски использовал. Примеров этому очень

много. Достаточно упомянуть персональный вклад Виктора Евгеньевича в разработку системы смягчения последствий срыва разряда в ИТЭР. Первоначально предполагалось, что эта система будет основана на массивированной инжекции излучающих газов Ne, Ar и др. Именно Виктор Евгеньевич построил модель распространения излучающего газа от баллона до ассимиляции его в плазме. На основе этой модели Виктором Евгеньевичем совместно с В.М. Леоновым было представлено убедительное объяснение крайне низкой — на уровне нескольких процентов ассимиляции излучающего газа в токамаке JET, для чего В.Е. Жоголев разработал теорию и построил численный алгоритм для расчёта переноса нейтралов в плазме токамака.

Особое место в научных достижениях В.Е. Жоголева принадлежит работе о рассеянии и торможении убегающих электронов на связанных электронах в частично ионизованных ионах примесей. Работа широко цитируется и используется при создании систем смягчения последствий срыва разряда в ИТЭР и будущих термоядерных реакторов. Удивительным фактом в появлении этой выдающейся работы является то обстоятельство, что при проведении необходимых вычислений Виктор Евгеньевич использовал знания квантовой механики, полученные более чем сорок лет назад в МГУ и ждавшие своего часа в полной боеготовности.

Альма-матер оставила свой след в биографии Виктора Евгеньевича в ещё одном важном аспекте: здесь он становился чемпионом МГУ по плаванию.

Виктор Евгеньевич был глубоко интеллигентным, удивительно тёплым и мягким в общении человеком. Невозможно представить, чтобы он обидел кого-либо грубым словом не только в личной беседе, но и за глаза. Он всегда дарил, ничего не ожидая взамен. Память об этом всесторонне одарённом и удивительно светлом человеке навсегда останется в наших сердцах.

Друзья и коллеги

СОДЕРЖАНИЕ

Обзоры

<i>Большов Л.А., Линге И.И., Шпиньков В.И.</i> Регулирование безопасности установок управляемого термоядерного синтеза: анализ предлагаемых в мире подходов и их применимости в российской практике.....	5
<i>Недбайлов К.О., Рой И.Н., Аммосов Я.М.</i> Обзор современных систем согласования импеданса ИЦР-антенны и генератора.....	16
<i>Шошин А.А.</i> Эволюция представлений о стойкости первой стенки к импульсным тепловым нагрузкам в ИТЭР.....	36

Т-15МД

<i>Кизуб П.А., Ефремов Р.О., Халиков Р.С., Шпиньков В.И., Блохин П.А., Хвостенко П.П., Курнева Н.А., Хвостенко А.П.</i> Оценка возможности обеспечения радиационной безопасности персонала установки Т-15МД при работе на дейтериевом топливе.....	50
--	----

Т Р Т

<i>Грабовский Е.В., Барыков И.А., Громова М.Э., Родионов Н.Б., Колмогоров В.В., Шиховцев И.В.</i> Обеспечение работы инжектора атомарного пучка токамака с реакторными технологиями.....	64
--	----

Т-10

<i>Андреев В.Ф., Асеев А.С., Борщеговский А.А., Лысенко С.Е., Мялтон Т.Б., Рой И.Н., Сергеев Д.С.</i> Анализ пикированности профиля плотности при центральном ЭЦР-нагреве в токамаке Т-10.....	72
--	----

МИФИСТ

<i>Пашков И.И., Пришивицын А.С., Ефимов Н.Е., Подоляко Ф.С., Крат С.А.</i> Моделирование магнитных полей в токамаке МИФИСТ-0 в начале разряда.....	91
--	----

Плазменные ускорители

<i>Бирюлин Е.З., Цыбенко В.Ю., Позняк И.М., Алябьев И.А., Топорков Д.А., Карелов С.В., Бурмистров Д.А.</i> Исследование процесса инжекции рабочего газа в межэлектродный зазор плазменного ускорителя МК-200.....	104
---	-----

Диагностики

<i>Иванов Н.В., Какурин А.М.</i> Анализ пространственного спектра возмущений плазмы в токамаке на базе взаимной когерентности сигналов МГД-диагностики.....	117
---	-----

ВТСП

<i>Диев Д.Н., Гольяпин Я.В., Кондратюк А.И., Наумов А.В., Поляков А.В., Рзаев Р.С., Яшкин Д.С.</i> Разработка тоководов стенда для испытаний обмоток устройств термоядерного синтеза.....	126
---	-----

Плазма—стенка и материалы для УТС

<i>Боровицкая И.В., Пименов В.Н., Коришунов С.Н., Мансурова А.Н., Масляев С.А., Латышев С.В., Демин А.С., Морозов Е.В., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Матвеев Е.В., Казилин Е.Е.</i> Влияние импульсного лазерного излучения на морфологию и свойства поверхности вольфрама, имплантированного ионами гелия.....	135
Памяти Виктора Евгеньевича Жоголева.....	147

CONTENTS

Reviews

<i>Bolshov L.A., Linge I.I., Shpinkov V.I.</i> Fusion safety regulation: analysis of approaches suggested worldwide and their applicability in Russia.....	5
<i>Nedbailov K.O., Roy I.N., Ammosov Y.M.</i> Review of modern impedance matching systems for an ICRH antenna and RF generator.....	16
<i>Shoshin A.A.</i> Evolution of expectations about the resistance of the first wall to impulse heat loads in the ITER.....	36

T-15MD

<i>Kizub P.A., Efremov R.O., Khalikov R.S., Shpinkov V.I., Blokhin P.A., Khvostenko P.P., Kirneva N.A., Khvostenko A.P.</i> Assessment of capabilities for ensuring radiation safety of personnel on the T-15MD facility during operation with deuterium fuel.....	50
--	----

TRT

<i>Grabovski E.V., Barykov I.A., Gromova M.E., Rodionov N.B., Kolmogorov V.V., Shikhovtsev I.V.</i> Ensuring the operation of the atomic beam injector of a tokamak with reactor technologies.....	64
--	----

T-10

<i>Andreev V.F., Aseev A.S., Borshchegovskij A.A., Lysenko S.E., Myalton T.B., Roy I.N., Sergeev D.S.</i> Analysis of density profile peaking during on-axis ECR heating in the T-10 tokamak.....	72
---	----

MEPHIST

<i>Pashkov I.I., Prishvitsyn A.S., Efimov N.E., Podolyako F.S., Krat S.A.</i> Simulation of magnetic fields in the MEPHIST-0 tokamak at the beginning of discharge.....	91
---	----

Plasma gun

<i>Biriulin E.Z., Tsybenko V.Yu., Poznyak I.M., Aliabev I.A., Toporkov D.A., Karelov S.V., Burmistrov D.A.</i> Study of the plasma-forming gas injection into the interelectrode gap of the MK-200 plasma gun.....	104
--	-----

Diagnostics

<i>Ivanov N.V., Kakurin A.M.</i> Analysis of the spatial spectrum of plasma perturbations in a tokamak based on the cross-coherence of MHD diagnostics signals.....	117
---	-----

HTS

<i>Diev D.N., Goltypin Ya.V., Kondratyuk A.I., Naumov A.V., Polyakov A.V., Rzaev R.S., Yashkin D.S.</i> Development of current leads for thermonuclear devices coils' testing facility.....	126
---	-----

Plasma—wall and materials for CTF

<i>Borovitskaya I.V., Pimenov V.N., Korshunov S.N., Mansurova A.N., Maslyaev S.A., Latyshev S.V., Demin A.S., Morozov E.V., Bondarenko G.G., Gaidar A.I., Matveev E.V., Kazilin E.E.</i> Influence of pulsed laser radiation on the morphology and surface properties of tungsten implanted with helium ions.....	135
---	-----

In memory of Victor Evgenievich Zhogolev	147
--	-----

Вопросы атомной науки и техники
Серия: Термоядерный синтез
Том 48, выпуск 3

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Л.К. Кузнецова.
Редактор Н.В. Бокша. Компьютерная вёрстка Л.К. Кузнецова, Л.Г. Николаева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 25.12.2025. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 18,75. Тираж 110 экз. Индекс 3648. 11 статей. Заказ 51
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

