

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2024

Том 47
Выпуск 3

Представляем третий выпуск журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез» в 2024 г. В нём представлены научные статьи с результатами работ по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС).

Выпуск открывается тремя статьями по программе работ на токамаке Т-15МД в НИЦ «Курчатовский институт». Первая статья посвящена моделированию равновесных магнитных конфигураций, устойчивых по вертикали и большому радиусу. С помощью пакета кодов TOKSCEN подобраны алгоритмы получения устойчивых равновесных конфигураций для первых экспериментов на Т-15МД, представленных в предыдущем выпуске нашего журнала. Реализация полученных алгоритмов в плазменном эксперименте помогла увеличить длительность разряда до 2 с и достичь тока в плазме 220 кА. Во второй статье анализируется предварительный проект системы генерации внешних резонансных магнитных полей на Т-15МД, необходимой для подавления опасных возмущений магнитной конфигурации. В третьей статье предложена концепция оптоволоконного датчика электрического тока в плазменном шнуре для Т-15МД, основанного на магнитооптическом эффекте Фарадея и имеющего ряд преимуществ по сравнению с обычно используемым поясом Роговского.

Секция с результатами для конкретных установок продолжена еще тремя статьями. В первой проведён статистический анализ подобия пространственных профилей температуры T_e и плотности n_e электронов на квазистационарной стадии электрического тока в плазме в токамаке Глобус-М2 в Санкт-Петербургском физтехе. Этот анализ, аналогичный проведённому ранее с данными общеевропейского токамака JET, показал высокую степень самоорганизации плазмы в токамаках. В следующей статье исследованы перспективы повышения управляемости вертикальным положением плазмы в казахстанском токамаке КТМ с помощью дополнительных катушек полоидального магнитного поля. Описанный в работе метод не специфичен для токамака КТМ и может использоваться для оценки области управляемости на других токамаках. Завершается эта секция анализом нестационарной кинетики гелия, основанным на данных и выводах спектроскопического исследования поведения гелия на начальной стадии разряда в японском стеллараторе LHD. Результаты актуальны для диагностики переходных процессов в разных системах, включая геликонный плазменный разряд в соответствующих прототипах плазменных двигателей.

Инженерно-физическим проблемам УТС посвящены три статьи. В первой коллеги из НИИЭФА предложили различные пути усовершенствования конструкции дивертора в токамаках для повышения допустимой тепловой нагрузки на теплоотводящие высоконагруженные элементы дивертора. Для проверки работоспособности одного из подходов были проведены расчёты и тепловые испытания макета на стенде «Цефей-М». Во второй статье представлены сравнительные исследования повреждаемости поверхности вольфрама при облучении стационарными потоками ионов гелия в ионно-лучевом ускорителе ИЛУ в НИЦ «Курчатовский институт» и импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы в плазменном фокусе «Вихрь» в ИМЕТ РАН. Работа актуальна прежде всего как тестирование материала первой стенки вакуумной камеры в ИТЭР. В следующей работе даётся краткий критический обзор современных методов анализа угловых зависимостей критического тока технических сверхпроводников с акцентом на ленточные высокотемпературные сверхпроводники второго поколения (ВТСП-2). Их применение в новейших и планируемых установках УТС является одним из активнейших технологических направлений обеспечения сильного стационарного магнитного поля.

Завершается выпуск тремя статьями, посвящёнными расчётно-теоретическим проблемам. В первой описан численный код для решения уравнения Грэда—Шафранова для равновесия плазмы с фиксированной границей произвольной формы в токамаке. Основной упор сделан на простоте использования кода, основанного на общедоступной программе решения дифференциальных уравнений. В следующей статье предложен метод расчёта распыления первой стенки токамака быстрыми перезарядочными нейтральными атомами изотопов водорода в пристеночной плазме. Применение метода показано на примере распыления предполагаемых материалов первой стенки (вольфрама и бора) основной вакуумной камеры в условиях пристеночной плазмы в токамаке ИТЭР. В последней статье представлен новый быстрый лучевой код для расчёта многопроходного электронного циклотронного поглощения инжектированного излучения в плазме на начальной стадии разряда в токамаках. Для условий, близких к начальной стадии разряда в ИТЭР, проведено сравнение результатов с расчётами, проведёнными авторами другими методами.

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 47
Выпуск 3

МОСКВА — 2024

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

С.И. Крашенинников (Krashenninikov), 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, научный руководитель по УТС и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,620

© Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез», 2024 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 47

Issue 3

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

MOSCOW — 2024

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

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

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

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

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

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

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

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

N.A. Kirneva, Department 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 Division, N.A. Dollezhal Research and Development Institute of Power Engineering, Moscow

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

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

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

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

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

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

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

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

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

P.P. Khvostenko, Dr. of Science Degree in Engineering, Scientific Director of the Complex, 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

Editor Karpova Tatyana Yurievna

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

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

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

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

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

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

УДК 621.039.061,519.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ УСТОЙЧИВЫХ РАВНОВЕСНЫХ МАГНИТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ ДЛЯ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ ТОКАМАК Т-15МД

Д.Ю. Сычугов^{1,2}, Д.В. Рыжаков², В.Ф. Андреев², А.В. Горбунов^{2,3}, Н.А. Кирнева^{2,3}, Д.А. Кислов², Г.Е. Ноткин², А.В. Сушков², К.Н. Тарасян², Д.А. Шелухин², Э.Н. Хайрутдинов²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

В 2023 г. на установке токамак Т-15МД были проведены две экспериментальные кампании. Основной задачей экспериментов было получение разрядов с током плазмы в диапазоне сотен килоампер и длительностью порядка нескольких секунд. Для получения равновесных магнитных конфигураций и обеспечения устойчивых сценариев разряда до начала экспериментов и во время кампании была проведена серия расчётов по коду TOKSEN. С учётом проведённых расчётов в ходе экспериментов были реализованы устойчивые конфигурации плазменного шнура с током до 250 кА и длительностью до 2 с.

Ключевые слова: установка токамак Т-15МД, математическое моделирование, первые эксперименты, устойчивые разряды.

MODELING OF STABLE EQUILIBRIUM MAGNETIC CONFIGURATIONS FOR THE FIRST EXPERIMENTS ON THE TOKAMAK T-15MD INSTALLATION

D.Yu. Sychugov^{1,2}, D.V. Ryzhakov², V.F. Andreev², A.V. Gorbunov^{2,3}, N.A. Kirneva^{2,3}, D.A. Kislov², G.E. Notkin², A.V. Sushkov², K.N. Tarasyan², D.A. Shelukhin², E.N. Khairutdinov²

¹Lomonosov MSU, Moscow, Russia,

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

³NRNU MEPhI, Moscow, Russia

In 2023, two experimental campaigns were carried out at the T-15MD tokamak installation. The main goal of the experiments was to obtain discharges with a plasma current in the range of hundreds of kiloamperes and a duration of about several seconds. To obtain equilibrium magnetic configurations and ensure stable discharge scenarios, a series of calculations using the TOKSCEN code were carried out before the start of the experiments and during the campaign. Taking into account the calculations carried out during the experiments, stable configurations of the plasma cord with a current of up to 250 kA and a duration of up to 2 s were realized.

Key words: tokamak installation T-15MD, mathematical modeling, first experiments, stable discharges.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-5-16

ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД — токамак с D-образным сечением плазменного шнура, сооруженный в НИЦ «Курчатовский институт» [1—3]. В настоящее время проводится вывод токамака на проектные параметры.

В 2023 г. на установке были проведены две экспериментальные кампании, основными задачами которых было осуществление пробоя и получение устойчивых режимов с токами порядка сотен килоампер при длительности импульса более 1 с. Эксперименты проводились в лимитерной конфигурации плазменного шнура.

В весенней кампании был проведён комплекс пусконаладочных работ базовых систем установки и получены первые разряды с плазмой. В ряде разрядов наблюдалась вертикальная неустойчивость плазменного шнура. Параметры указанных разрядов были проанализированы численно [4]. На основе результатов были выработаны рекомендации по обеспечению вертикальной устойчивости плазмы. В ходе экспериментов были проведены дополнительные расчёты для уточнения условий устойчивости по вертикали и обеспечения требуемого положения плазмы по большому радиусу токамака.

В статье описаны программные модули (численные коды), при помощи которых проводились расчёты; обсуждаются результаты анализа вертикальной устойчивости для одного из разрядов, выбранного в качестве опорного; описаны конфигурации внешних магнитных полей, обеспечивающие устойчивое положение шнура по вертикали; описаны расчёты по оптимизации положения плазмы по большому радиусу, проводившиеся в ходе экспериментов 2023 г.; сформулированы основные результаты работы.

ЧИСЛЕННЫЕ КОДЫ

Для расчёта сценария разряда используются следующие три численных кода, которые к настоящему времени интегрированы в единую систему [5].

Модуль PLASMALESS [6], который основан на численном решении системы уравнений Кирхгофа для обмоток полоидального поля, индуктора и токов, наведённых в вакуумной камере токамака:

$$\mathbf{L} \frac{d\mathbf{I}}{dt} + \mathbf{R}\mathbf{I} = -\frac{\partial \Psi}{\partial t}. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{L} — матрица индуктивностей; \mathbf{I} — вектор наведённых токов на пассивных элементах конструкции; \mathbf{R} — вектор сопротивлений; Ψ — суммарный полоидальный магнитный поток, создаваемый катушками магнитного поля и пассивными витками.

Программа TOKAMEQ — модуль для расчёта МГД-равновесия плазмы в токамаке [7]. Для полоидального потока магнитного поля $\psi(r, z)$ решается задача расчёта стационарной равновесной магнитной конфигурации в неограниченной области пространства с условиями регулярности на главной оси тора и на бесконечности:

$$-\frac{1}{r} \Delta^* \Psi = \gamma \begin{cases} j_\varphi(r, \psi - \psi_P) \text{ при } \psi > \psi_P & (\text{внутри плазмы}), \\ \sum_{k=1}^N I_k \delta(r - r_k, z - z_k) \text{ при } \psi < \psi_P & (\text{вне плазмы}), \end{cases} \quad (2)$$

$$\psi(0, z) = 0, \quad (3)$$

$$\lim_{r, z \rightarrow \infty} \psi(r, z) = 0, \quad (4)$$

здесь (r, ψ, z) — цилиндрические координаты с осью z , направленной вдоль главной оси тора;

$$\Delta^* \Psi \equiv \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right); \quad (5)$$

$\gamma = 0,8\pi^2$ — размерный множитель, при котором расстояние измеряется в метрах, ток в МА, магнитное поле в Тл, магнитный поток в В·с (Веберах); r_k, z_k, I_k — координаты внешних проводников и величины токов в них (проводники могут считаться как бесконечно тонкими, так и имеющими конечные размеры); N — количество внешних проводников; ψ_P — значение магнитного потока на границе плазмы. Сама граница плазмы изначально неизвестна и находится в процессе вычислений.

Программа TOKSTAB — модуль для расчёта вертикальной устойчивости плазмы с учётом конечной проводимости пассивных проводящих элементов конструкции (вакуумной камеры токамака и витков пассивной стабилизации) [8]. В его основе лежит модель пассивной обратной связи как с бесконечной, так и с конечной проводимостью витков пассивной стабилизации и модель «твёрдого сдвига» для идеально проводящей плазмы. Модель предполагает, что плазменный шнур движется по вертикали без изменения формы, как твёрдое тело, а смещение шнура от положения равновесия $\xi(t)$ полагается малым по сравнению с поперечными размерами плазмы.

Постановка задачи состоит в нахождении функции $\xi(t)$ из уравнения движения плазмы и уравнений Кирхгофа для витков пассивной стабилизации:

$$10^{-6} M \frac{d^2 \xi}{dt^2} = F_A' \xi(t) + F_1 I_1(t) + F_2 I_2 + \dots + F_N I_N(t); \quad (6)$$

$$L_{i1} \frac{dI_1}{dt} + \dots + L_{iN} \frac{dI_N}{dt} + R_i I_i = -I_P \frac{dL_{iP}}{d\xi} \frac{d\xi}{dt} = -\Phi_i \frac{d\xi}{dt}, \quad i = 1, \dots, N. \quad (7)$$

Здесь M — масса плазменного шнура; $F_A' \xi$ — сила Ампера, возникающая при его смещении; I_k — наведённый ток в k -м пассивном витке; $F_k I_k$ — возвращающая сила со стороны k -го витка; N — число

витков; L_{ik} — коэффициенты взаимной (само-) индукции; R_i — омическое сопротивление; L_{ip} — коэффициент взаимной индукции между i -м витком и плазменным шнуром; I_p — полный ток в плазме.

Уравнения (6), (7) записаны в системе единиц: расстояние — метр [м], время — секунда [с], масса — килограмм [кг], сила тока — МегаАмпер [МА], сопротивление — Ом [Ом], магнитный поток — Вебер [В·с], индукция магнитного поля — Тесла [Тл], коэффициенты само- и взаимной индукции — микроГенри [мкГн].

Подробный вывод для расчёта формул, входящих в систему (6), (7) коэффициентов приведён в работе [9].

С помощью подстановок $\xi(t) = \xi_0 e^{\gamma t}$, $v(t) = \xi'(t) = \xi_0 \gamma e^{\gamma t} = v_0 e^{\gamma t}$, $I_k(t) = I_{k0} e^{\gamma t}$, $k = 1, \dots, N$ (6), (7) преобразуются в систему линейных алгебраических уравнений, а задача нахождения функции $\xi(t)$ сводится к алгебраической задаче на собственные значения

$$\lambda B X = A X, \tag{8}$$

где

$$A = \begin{pmatrix} -R_1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & -R_N & 0 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 1 \\ F_1 & \dots & F_N & F'_A & 0 \end{pmatrix}; \quad B = \begin{pmatrix} L_{11} & \dots & L_{1N} & F_1 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ L_{N1} & \dots & L_{NN} & F_N & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & M \end{pmatrix}.$$

Далее вычисляется главное собственное значение, соответствующее задаче (8) $\lambda_0 = \alpha_0 + i\beta_0$, удовлетворяющее условию $\alpha_0 = \max_k(\text{Re } \lambda_k)$. Если $\alpha_0 \leq 0$, то плазма устойчива.

Программа TOKSCEN — модуль для расчёта эволюции равновесной плазменной конфигурации в токамаке [8]. На каждом временном шаге совместно с решением уравнений Кирхгофа (1) производится расчёт квазистационарного равновесия плазмы (2)—(4). Контроль вертикальной устойчивости плазмы осуществляется в каждый момент времени путём решения задачи (8).

Коды TOKAMEQ и TOKSTAB реализованы как отдельно, так и в виде блоков, входящих в код TOKSCEN.

ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ УСТАНОВКИ

Для создания и поддержания тока плазмы в течение всего разряда используются индуктор и полоидальные обмотки. В токамаке Т-15МД обмотка индуктора состоит из секций CS1, CS2 и CS3 [2]. Задавая временную эволюцию токов в индукторе, можно обеспечить необходимый ток в плазме в течение всего разряда.

В табл. 1 даны электротехнические параметры секций обмотки индуктора CS1, CS2 и CS3. Предельные величины токов заданы как на один виток (кА), так и на суммарные на всю секцию (МА·витки).

Т а б л и ц а 1. Основные параметры секций обмотки индуктора

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

Полоидальная система токамака Т-15МД состоит из шести обмоток PF1—PF6. Полоидальные обмотки необходимы для поддержания плазмы в равновесии в заданном месте вакуумной камеры, а также для обеспечения её устойчивости в течение всего разряда.

В табл. 2 приведены электротехнические параметры полоидальных обмоток PF1—PF6 [2].

Т а б л и ц а 2. Основные параметры полоидальных обмоток

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

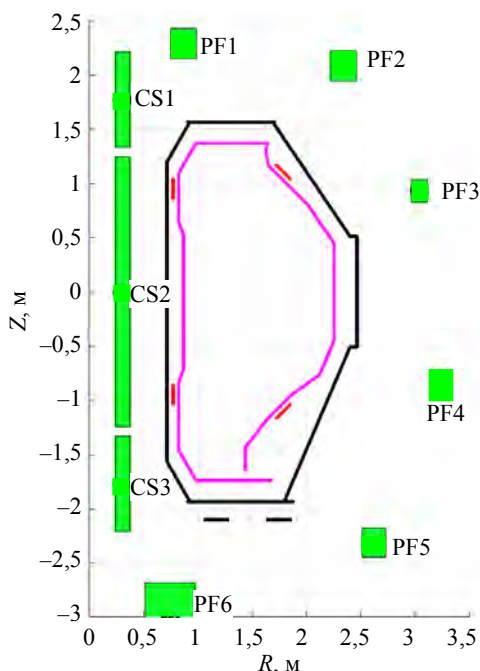


Рис. 1. Схема сечения вакуумной камеры установки Т-15МД (размеры даны в метрах): ■ — обмотки полоидального поля PF1—PF6, индукторы CS1—CS3; — — вакуумная камера; — — первая стенка, — — витки пассивной стабилизации

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

АНАЛИЗ ВЕРТИКАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДОВ

Оценка времени затухания токов Фуко в вакуумной камере и витках пассивной стабилизации. Система подавления вертикальной неустойчивости плазмы обычно имеет пассивные и активные элементы. Пассивные элементы включают вакуумную камеру и специальные стабилизирующие витки, изготовленные из материала с высокой проводимостью (медь или сплавы на её основе). Назначение пассивных элементов состоит в увеличении времени развития неустойчивости с МГД-времен $\sim 10^{-6}$ с до времени затухания токов Фуко в витках $\sim 10^{-2}$ — 10^{-1} с. В этом случае становится возможным воздействие на плазменный шнур с помощью системы активной обратной связи (АОС). В отсутствие системы АОС время жизни разряда при вертикальной неустойчивости плазмы определяется характерным временем затухания токов в камере и пассивных витках τ_{decay} .

Целью первой серии расчётов, выполненных с помощью кода PLASMALESS, было определение времени τ_{decay} . Для этого решались уравнения Кирхгофа (1) с начальными условиями, имитирующими наличие тока на верхней части камеры некоторой амплитуды. Амплитуда тока роли не играет, так как характерное время спада определяется сопротивлением и индуктивностью камеры и витков пассивной стабилизации.

Результаты расчётов показаны на рис. 2. Видно, что токи в камере (изображены зелёными линиями) затухают за время ~ 10 мс, но при этом они успевают индуцировать токи в витках пассивной стабилизации (розовый цвет). В свою очередь, характерное время затухания токов в витках составляет ~ 100 мс для пары внутренних витков и ~ 200 мс для внешних.

Таким образом, при вертикальной неустойчивости плазменные разряды могут существовать максимум ~ 100 — 200 мс. Поскольку такое малое время не позволяет провести полноценные эксперименты с плазмой и надёжную проверку систем установки, возникла задача поиска равновесий, устойчивых без обратных связей.

Численный анализ импульса 451. По окончании весенней экспериментальной кампании был проведён численный анализ одного из разрядов — импульса 451. Поддер-

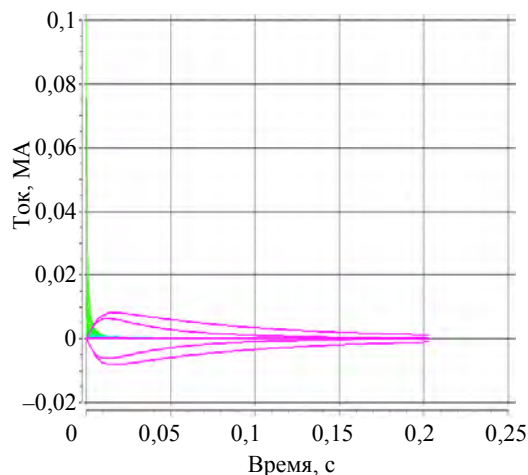


Рис. 2. Динамика затухания наведённых токов в элементах камеры (—) и в пассивных витках (—)

жание тока в этом разряде и его устойчивость обеспечивались за счёт токов в центральной секции соленоида CS2 и в катушках полоидального поля PF3, PF 4. В этом разряде ток в плазме достигал ~30 кА, и затем плазменный шнур уходил вверх и касался верхней части вакуумной камеры, что приводило к прекращению разряда за время порядка 10 мс.

Было высказано предположение, что причиной срыва разряда является неустойчивость по вертикали. Для подтверждения этой гипотезы была проведена серия расчётов по коду TOKSCEN. Опишем последовательность их проведения.

Результат расчёта равновесия в импульсе 451 перед срывом показан на рис. 3. Величины внешних токов (МА·витки), создающих данное равновесие, приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Величины внешних токов (заданы в МА·витках) равновесия в импульсе 451 перед срывом

CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0	-0,09434	0	0	0	-0,0251	-0,0315	0	0

Исследование устойчивости данного равновесия, проведённое с помощью кода TOKSTAB, показало, что шнур неустойчив по вертикали с инкрементом $\approx 57 \text{ с}^{-1}$ [4], что хорошо соответствует описанному эксперименту. Для объяснения причины возникновения неустойчивости с помощью кода PLASMALESS был проведён расчёт внешнего магнитного поля. Расчёты поля проводились в динамике, скорость изменения величин токов во всех катушках соответствовала экспериментальным данным. На рис. 4, а показана структура внешних магнитных поверхностей, она имеет «антибочкообразную» форму. При такой структуре внешних поверхностей плазменный шнур, смещаясь по вертикали, попадает в область более слабого магнитного поля, вследствие чего возникает неустойчивость. График нормализованной кривизны силовых линий $n(r, 0)$ (так называемого показателя спада)

$$n = -\frac{r}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial r} \tag{9}$$

показан на рис. 4, б. Видно, что всюду внутри камеры показатель спада находится глубоко в зоне отрицательных значений. Скачки кривизны поля на внешней и внутренней части стенки камеры возникают из-за наведённых на неё токов и не существенны для её внутренней рабочей части.

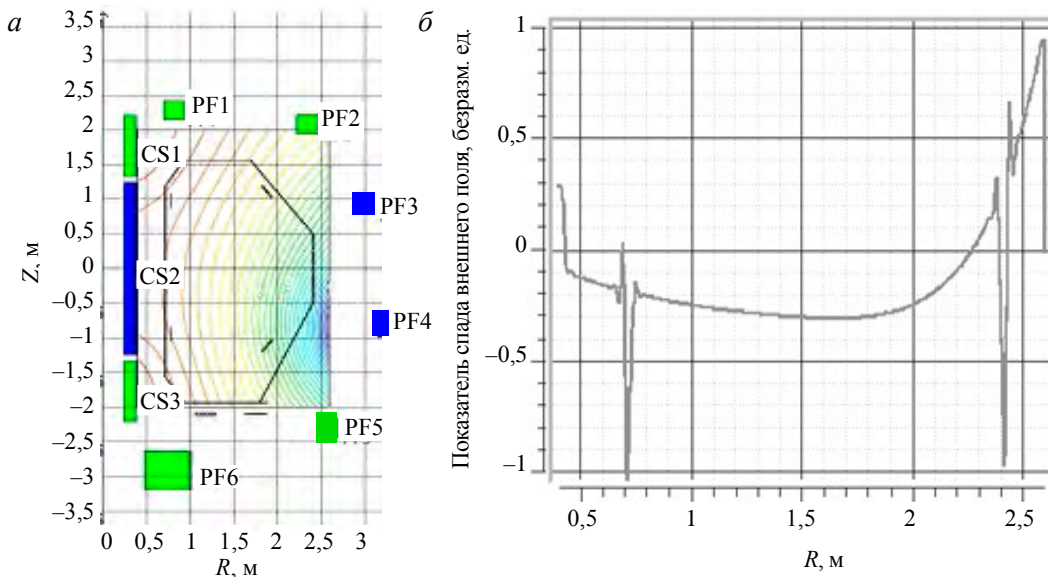


Рис 4. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля (а) и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля (б) в импульсе 451 перед срывом

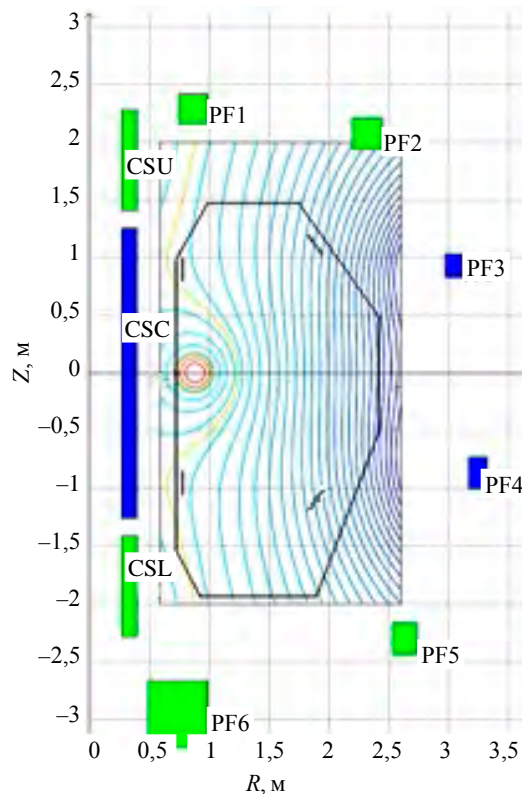


Рис. 3. Результат расчёта равновесия в импульсе 451 перед срывом. Равновесие получено с использованием двух полоидальных витков PF3, PF4 и центральной секции соленоида CS2 (■), токи в остальных витках равны нулю (■). На этом и следующих рисунках точкой на границе плазмы обозначено место контакта с первой стенкой

Таким образом, как расчёты, так и эксперименты показали, что в импульсе 451 плазма неустойчива по вертикали. Тем самым возникла задача обеспечения устойчивости плазмы за счёт коррекции внешних магнитных полей с учётом имеющихся ограничений системы питания.

СПОСОБЫ КОРРЕКЦИИ РАЗРЯДОВ ДЛЯ ДОСТИЖЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

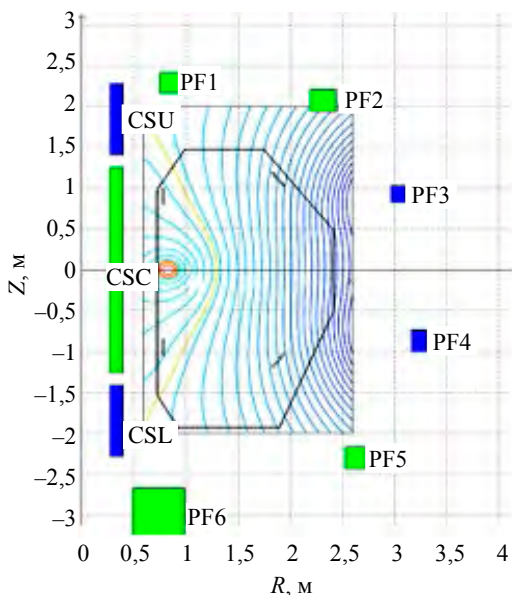


Рис. 5. Первый вариант стабилизации разряда за счёт перераспределения токов по секциям соленоида, плазма устойчива

На основании анализа вертикальной устойчивости плазменного шнура в импульсе 451 в ходе расчетов было предложено три способа коррекции разряда.

Коррекция за счёт перераспределения токов в секциях соленоида. Первый способ состоит в перераспределении величин тока в секциях соленоида при сохранении их суммы. Исходный вариант соответствовал $I_{CS1} = I_{CS3} = 0$, $I_{CS2} = -0,094$ МА·витков. На рис. 5 показан результат расчёта скорректированного равновесия на начальной стадии разряда, при $I_{CS1} = I_{CS3} = -0,047$ МА·витков, $I_{CS2} = 0$ величины токов в PF1—PF6 не менялись. На рис. 6 показаны линии уровня внешнего поля, которое становится бочкообразным, что приводит к устойчивости плазменного шнура.

Таблица 4. Величины внешних токов (заданы в МА·витках) для первого варианта коррекции равновесия в импульсе 451

CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
-0,047	0	-0,047	0	0	-0,0251	-0,0315	0	0

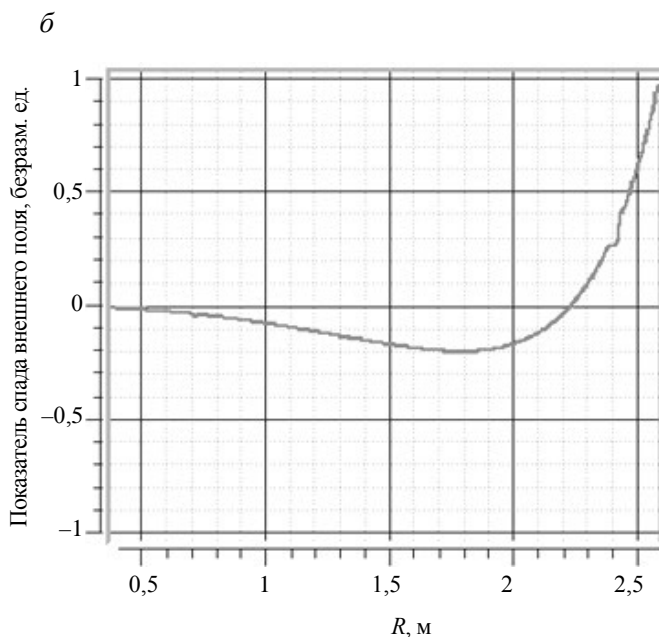
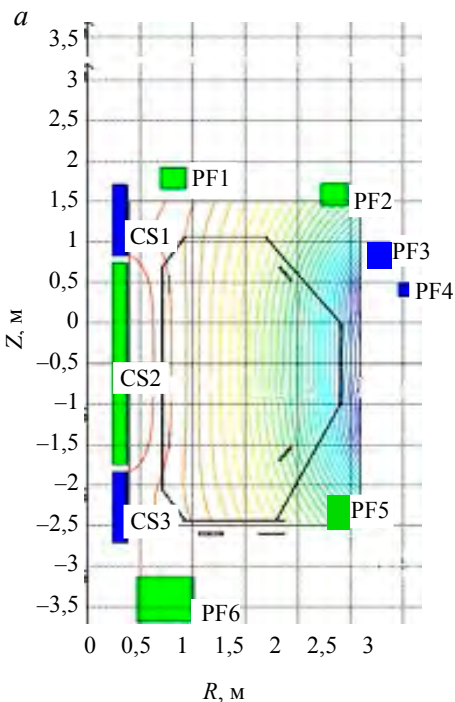


Рис. 6. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля (а) и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля (б) для первого варианта коррекции

В случае использования всех трёх секций соленоида граница устойчивости находится при $I_{CS1} = I_{CS3} \approx -0,037$ МА·витков, $I_{CS2} \approx -0,020$ МА·витков.

Коррекция за счёт включения катушек PF1, PF6. Включение катушек PF1, PF6 приводит к созданию полей, препятствующих смещению шнура по вертикали. Примером такого способа коррекции

является устойчивое равновесие, магнитные поверхности которого показаны на рис. 7. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля для второго варианта коррекции показаны на рис. 8, а, б, величины внешних токов даны в табл. 5.

Таблица 5. Величины внешних токов (заданы в МА·витках) для второго варианта коррекции равновесия в импульсе 451

CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0	-0,09434	0	-0,07	0	-0,02706	-0,0315	0	-0,07

Этот способ стабилизации разряда пока ещё не был опробован экспериментально, однако он может пригодиться при поиске вертикально устойчивых равновесных состояний с некруглым сечением плазменного шнура.

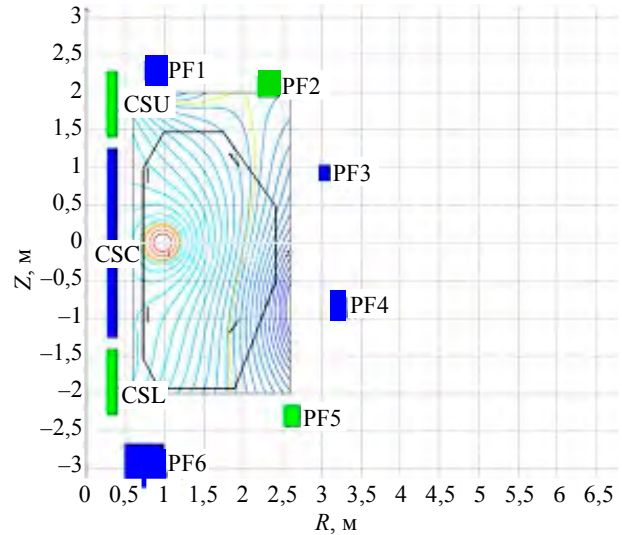


Рис. 7. Стабилизация разряда за счёт включения «запирающих» полей с помощью токов в катушках PF1, PF6, плазма устойчива (второй вариант коррекции)

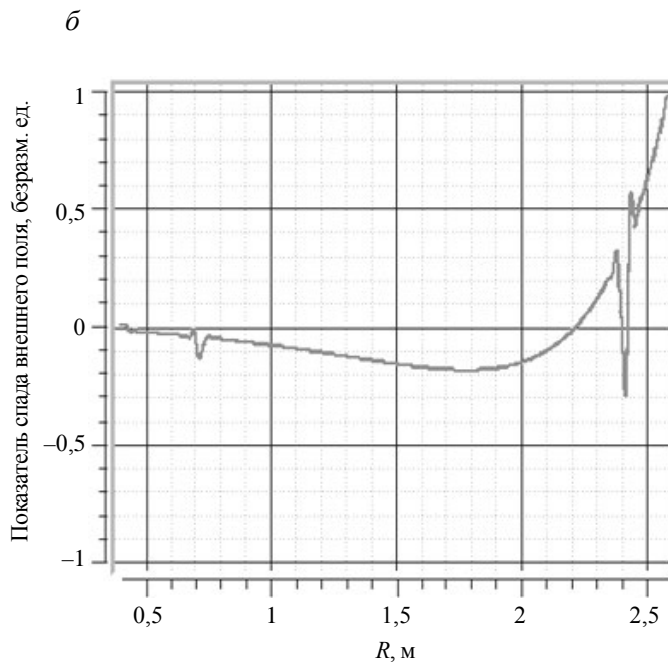
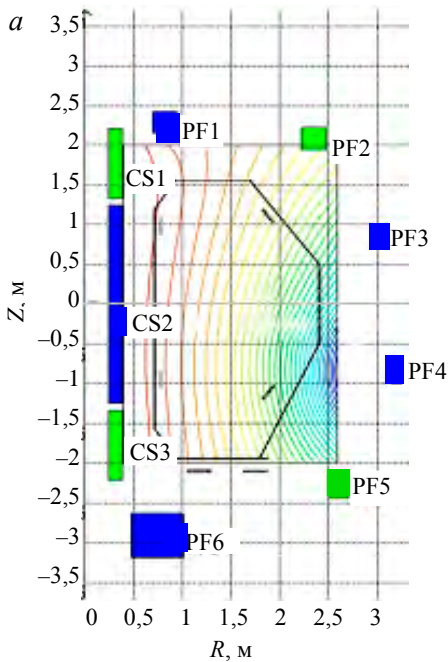


Рис. 8. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля (а) и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля (б) для второго варианта коррекции

Коррекция за счёт включения катушек PF2, PF5. Третьим вариантом коррекции является включение катушек PF2, PF5. На рис. 9 показано устойчивое равновесие, полученное путём добавления токов $I_{PF2} \approx I_{PF5} \approx -0,03$ МА·витков. Для сохранения геометрических размеров шнура пришлось уменьшить величины токов в PF3, PF4. Величины внешних токов даны в табл. 6.

Таблица 6. Величины внешних токов (заданы в МА·витках) для третьего варианта коррекции равновесия в импульсе 451

CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0	-0,09434	0	0	-0,03	-0,02088	-0,0115	-0,03	0

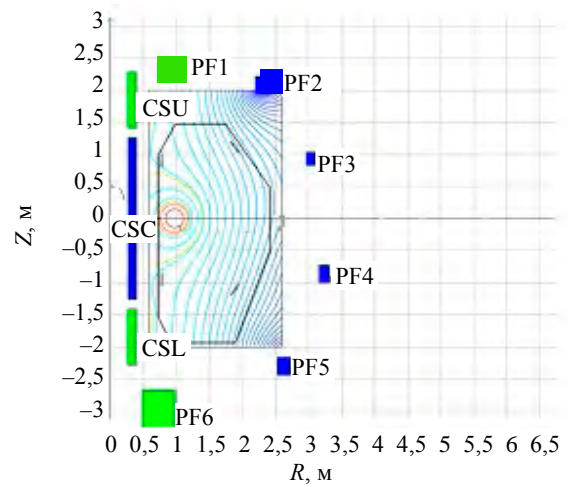


Рис. 9. Стабилизация разряда при перераспределении токов в PF2—PF5 (третий вариант коррекции)

Отметим, что для этого варианта кривизна линий внешнего поля также благоприятна (рис. 10). В экспериментах осенней кампании 2023 г. была реализована комбинация первого и третьего способов.

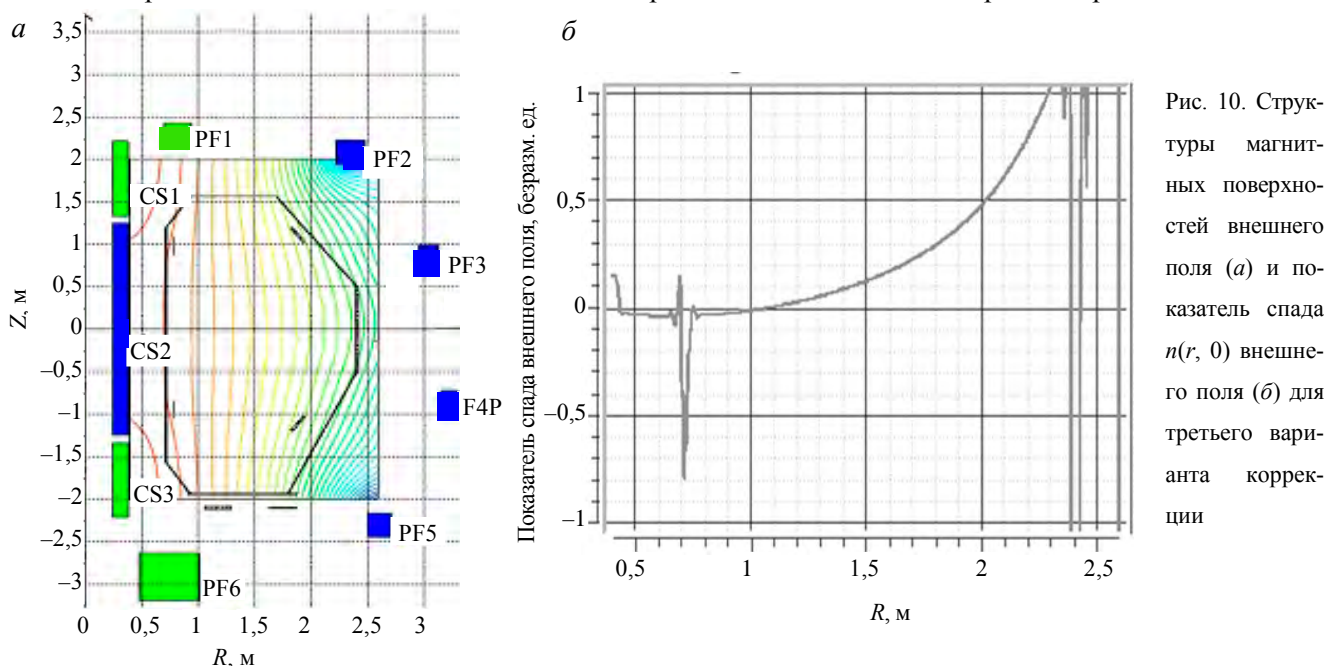


Рис. 10. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля (а) и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля (б) для третьего варианта коррекции

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ ВЕРТИКАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ РАЗРЯДА

В основном сценарии разряда ток в плазме обеспечивался ростом тока в центральном соленоиде CS2. При этом катушки полоидального поля PF2—PF5 обеспечивали равновесие и вертикальную устойчивость шнура.

Было принципиально важным найти стартовое равновесие, обеспечивающее вертикальную устойчивость плазмы с самого начала разряда. При моделировании за начало отсчёта принимался момент достижения тока плазмы $I_p = 10$ кА. Были проведены расчёты последовательных равновесий с увеличивающимся током плазмы. Анализ вертикальной устойчивости данных равновесий, проведённый с помощью кода TOKSTAB, показал, что для обеспечения устойчивости плазмы по вертикали в течение всего импульса необходимо соблюдать соотношения величин токов в обмотках PF2—PF5:

$$K = (I_{PF2} + I_{PF5}) / (I_{PF3} + I_{PF4}) > 2, \tag{10}$$

где I_{PF2} — I_{PF5} — токи в соответствующих обмотках управления.

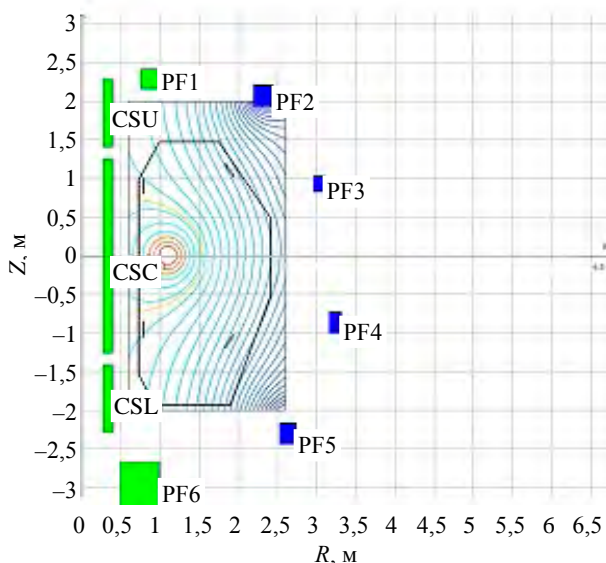


Рис. 11. Скорректированное по соотношению токов в управляющих витках стартовое равновесие, плазма устойчива

Был проведён анализ чувствительности результатов численных расчётов к внутренней индуктивности плазмы l_i . Показано, что изменение l_i в диапазоне от $l_i = 0,8$ до $l_i = 1,5$ слабо влияет на значение K , при котором возникает неустойчивость плазмы по вертикали.

На рис. 11 показаны результаты расчёта одного из вариантов начального равновесия с отношением $K \approx 4$, на рис. 12 — силовые линии внешнего магнитного поля. Видно, что по сравнению с импульсом 451 их кривизна изменилась на противоположную. Величины внешних токов, формирующих данное равновесие, приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7. Величины внешних токов (в МА·витках) для стартового равновесия

I_p , MA	CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0,01	0	0	0	0	-0,00809	-0,0020	-0,0025	-0,01	0

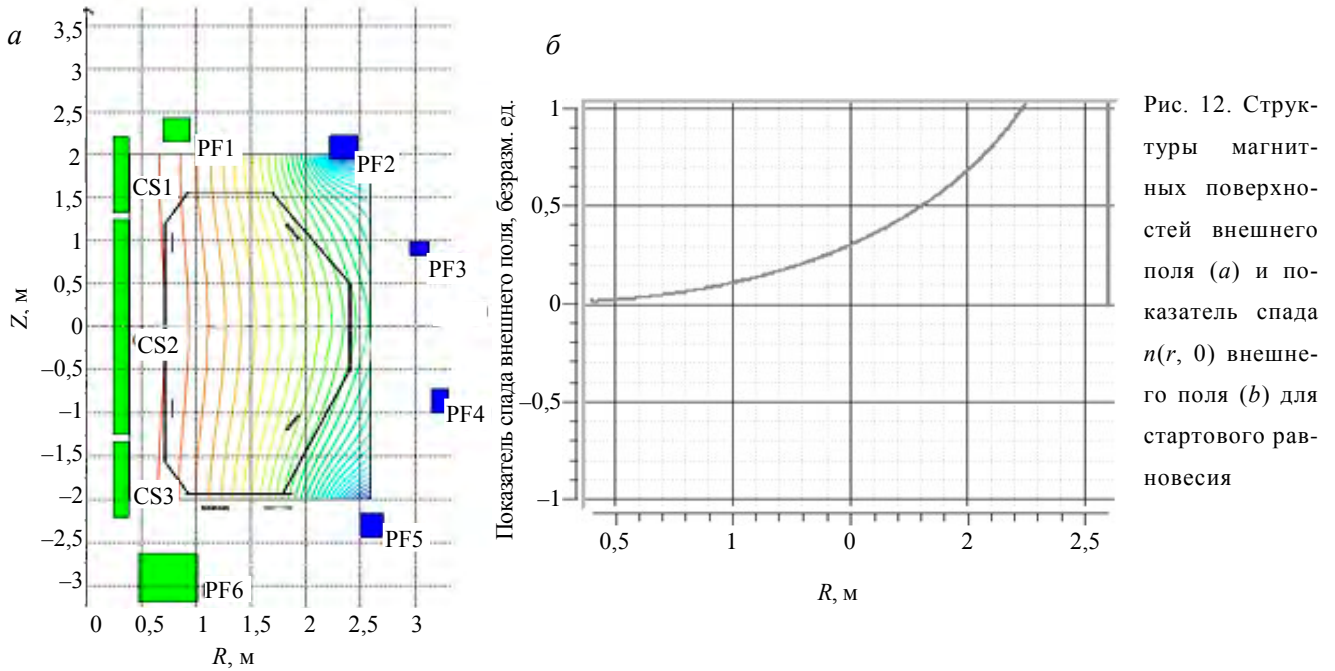


Рис. 12. Структуры магнитных поверхностей внешнего поля (а) и показатель спада $n(r, 0)$ внешнего поля (б) для начального равновесия

Выбранные в результате расчётов условия вертикальной устойчивости были реализованы в экспериментах, что позволило увеличить длительность и ток разрядов [1, 10]. Найденное соотношение токов K оставалось справедливым для всех последующих импульсов кампании, включая разряды с $I_p > 100$ кА.

КОНТРОЛЬ ПОЛОЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ ПО БОЛЬШОМУ РАДИУСУ

При получении разрядов с током плазмы $I_p > 100$ кА и длительностью >600 мс возникла необходимость корректировки сценария разряда для смещения шнура по большому радиусу с целью уменьшения его взаимодействия с внутренними элементами на внутреннем обводе.

На рис. 13 показаны изображения плазменного шнура в импульсе 733, полученные в видимом свете на 544-й, 558-й и 562-й мс разряда. Отчетливо видно, что контакт плазмы с внутренней стенкой вакуумной камеры приводит к разрушению разряда.

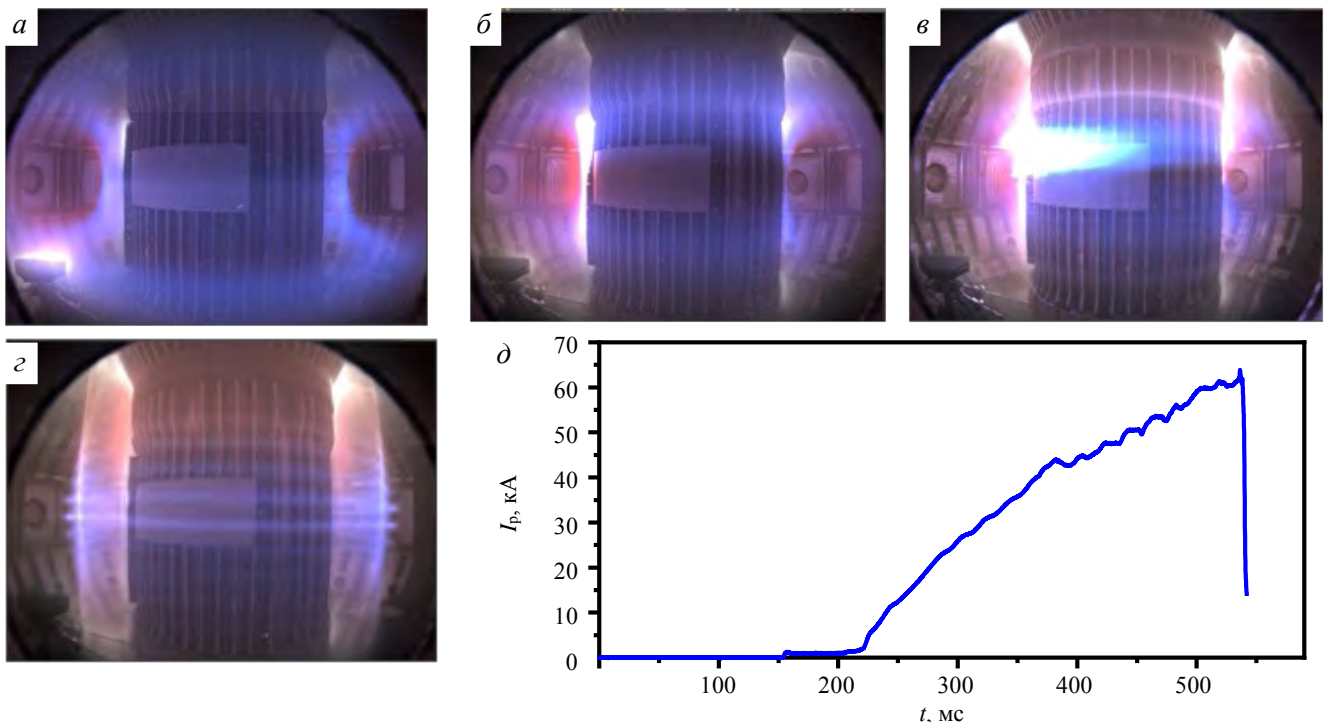


Рис 13. Импульс 733: $t = 376$ мс (а); $t = 524$ мс (б); $t = 538$ мс (в); $t = 544$ мс (г); осциллограмма тока плазмы (д)

Результаты расчёта равновесия для 524-й мс (начало резкого падения тока в плазме) импульса 733 приведены на рис. 14, а. Величины внешних токов, формирующих данное равновесие, приведены в табл. 8. Расчёт не противоречит экспериментальным наблюдениям: при нарастании тока плазмы наблюдается касание первой стенки на внутреннем обводе тора. Следовательно, требуется сместить шнур к центру камеры.

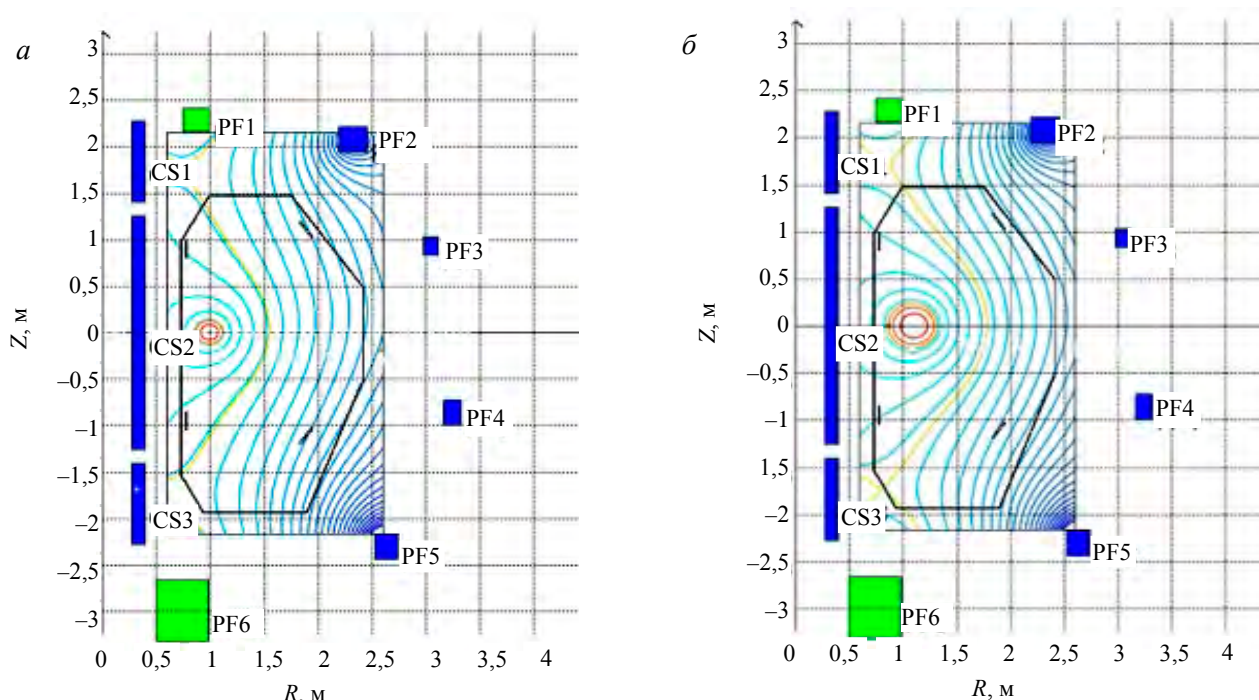


Рис. 14. Импульс 733, $t = 524$ мс (а) и его коррекция: пропорциональное увеличение всех CS на 10% и одновременное пропорциональное уменьшение PF2—PF5 на те же 10% (б)

Т а б л и ц а 8. Величины внешних токов (в МА-витках) импульса 733, время 524 мс

I_p , MA	CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0,065	-0,5	-0,8	-0,5	0	-0,064	-0,015	-0,0022	-0,0104	0

Для смещения плазмы по большому радиусу в расчётах были изменены соотношения между величинами токов в секциях центрального соленоида CS1—CS3 и токами PF2—PF5. Показано, что сдвиг шнура от внутренней стенки к центру вакуумной камеры обеспечивается одновременным увеличением всех I_{CS} на 10% и уменьшением токов в PF2—PF5 на те же 10% (рис. 14, б).

Экспериментальная реализация указанного алгоритма показана на рис. 15 и 16. Приведено сравнение импульса 898 (рис. 15, а, б), в котором было скорректировано соотношение токов в CS и PF2—PF5

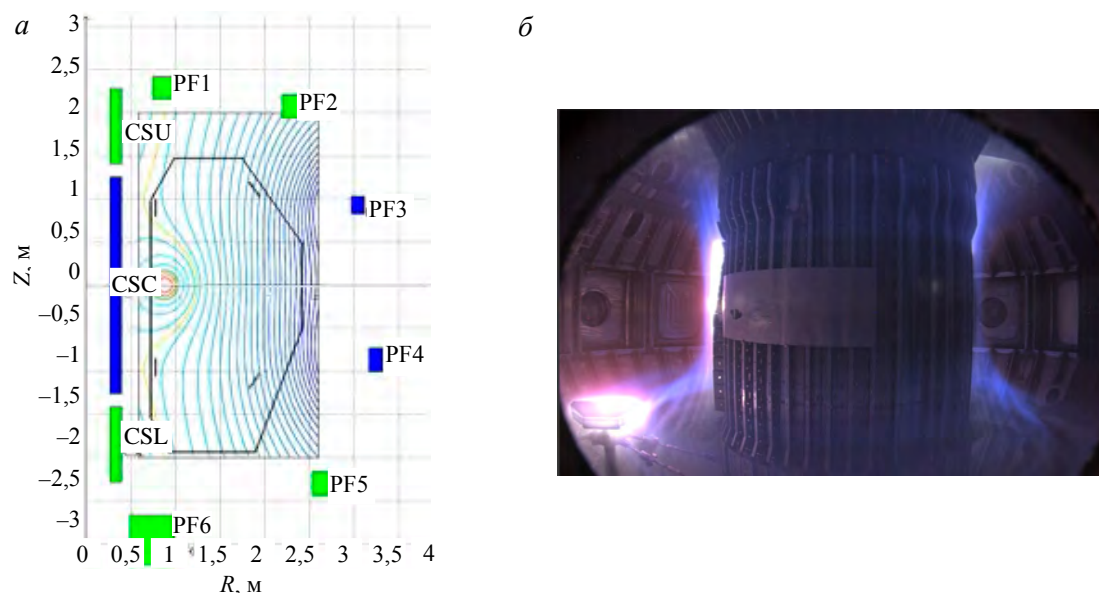
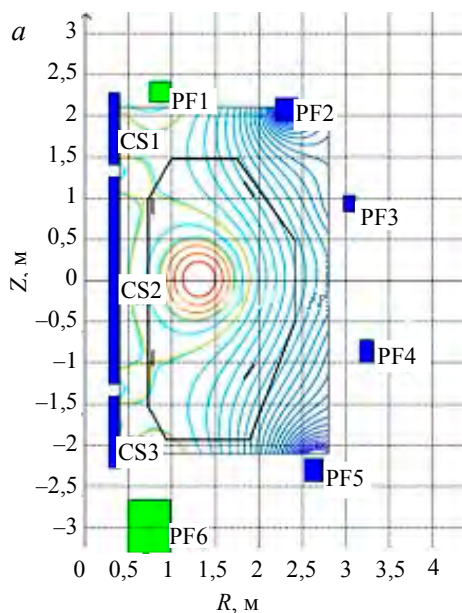


Рис 15. Результат расчёта (а) и фотография импульса № 898 (б), время 1416 мс. Видно, что в результате коррекции удалось переместить плазменный шнур в центр камеры

по сравнению с импульсом 893 (рис. 16, а, б). В импульсе 893 видно более сильное свечение, которое является следствием взаимодействия плазмы с внутренней стенкой камеры из-за смещения плазменного шнура по горизонтали. Величины внешних токов, формирующих равновесие в импульсе 898, приведены в табл. 9.



б

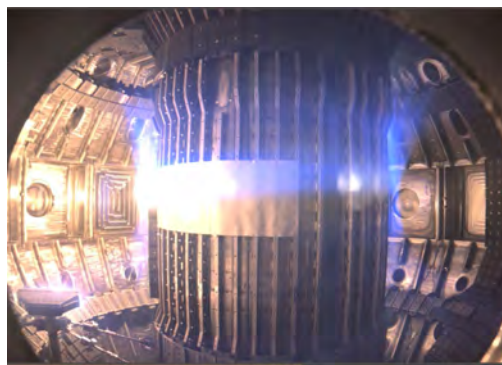


Рис 16. Результат расчёта (а) и фотография импульса 893, $t = 1416$ мс (б). Здесь по сравнению с импульсом 898 в расчётах основная часть плазменного тока ближе к внутренней стенке. В эксперименте видно более сильное свечение, которое является следствием взаимодействия плазмы с внутренней стенкой камеры

Таблица 9. Величины тока в плазме (МА) и внешних токов (в МА-витках) импульса 898, время 1416 мс

I_p , МА	CS1	CS2	CS3	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6
0,21	-1,65	-4,088	-1,65	0	-0,168	-0,04	-0,05	-0,2045	0

Таким образом, показано, что введённые поправки к токам отодвигают шнур от центрального столба.

ВЫВОДЫ

Проведены расчёты равновесных конфигураций, устойчивых по вертикали и по большому радиусу.

Показано, что для реализации устойчивых равновесий по вертикали соотношение токов в обмотках полоидального поля должно удовлетворять условию $(I_{PF2} + I_{PF5}) / (I_{PF3} + I_{PF4}) > 2$.

Продемонстрирована возможность изменения положения плазменного шнура по большому радиусу для снижения взаимодействия плазмы с внутрикамерными элементами на внутреннем обводе тора.

Экспериментальное использование результатов проведённого моделирования позволило существенно увеличить длительность разряда и величину тока плазмы 220 кА [1].

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Анашкин И.О. и др. Первые экспериментальные результаты на токамаке Т-15М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2024, вып. 2, с. 5.
2. Хвостенко П.П.. Подготовка к физическому пуску токамака Т-15МД вышла на завершающую стадию. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 8.
3. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М. Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
4. Сычугов Д.Ю., Жилкин А.С., Андреев В.Ф., Мельников А.В. Численный анализ различных вариантов подъема тока на токамаке Т-15МД. — В сб.: Труды факультета Вычислительной математики и кибернетики МГУ им. М.В. Ломоносова. — М.: Изд-во МАКС Пресс, 2024, т. 75, с. 4—21.
5. Sychugov D.Yu., Soloviev S.Yu., Zhilkin A.S., Melnikov A.V., Krat S.A. Application of integrated simulation environment SIEMNED to the analysis of the MEFHIST-0 tokamak operation. — Plasma Science and Technology, 2023, vol. 25, № 3, p. 035602; <https://doi.org/10.1088/2058-6272/ac9f05>.

6. **Zhilkin A.S., Sychugov D.Yu., Sadykov A.D., Melnikov A.V., Andreev V.F., Sushkov A.V.** Comparison of the results of numerical simulation of magnetic fields in the T-15MD installation with the experiment using the upgraded Plasmaless computational code. — In: 47th EPS Conference on Plasma Physics, Sitges, Spain, June 21—25, 2021. Europhysics Conference Abstracts (ECA), vol. 45A, P1. 1014.
7. **Сычугов Д.Ю.** Код для расчёта МГД-равновесия токамака (модуль библиотеки программ «виртуальный токамак»). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 4, с. 85.
8. **Сычугов Д.Ю., Амелин В.В., Гасилов Н.А.** Модуль TOKSTAB (модуль библиотеки программ «виртуальный токамак»). — Там же, 2010, вып. 3, с. 46.
9. **Sadykov A.D., Sychugov D.Yu., Shapovalov G.V., Chektybaev B.Zh., Skakov M.K., Gasilov N.A.** The numerical code TOKSCEN for modelling plasma evolution in tokamaks. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, № 6, 4063007 (8 p.); doi:10.1088/0029-5515/55/6/063007.
10. **Сычугов Д.Ю., Рыжаков Д.В., Андреев В.Ф., Балашов А.Ю., Горбунов А.В., Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Ноткин Г.Е., Сушков А.В., Тарасян К.Н., Шелухин Д.А., Хайрутдинов Э.Н.** Расчёт устойчивых равновесных конфигураций и сценария для первых экспериментов на токамаке Т-15МД с помощью кода TOKSCEN. — В сб.: Сборник тезисов докладов (ICPAF-2024 LI) Международной Звенигородской конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. 18—22 марта 2024 г. — Звенигород, АО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2024 г. ISBN 978-5-6042115-1-9, PACS 52.20-52.75, с. 289.



sychugov@cs.msu.su

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



Дмитрий Владимирович Рыжаков, с.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
ryjkovdv@gmail.com



Andreev_VF@nrcki.ru

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



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



Kirneva_NA@nrcki.ru

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



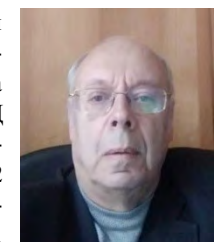
Дмитрий Александрович Кислов, заместитель начальника отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Kislov_DA@nrcki.ru



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



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



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



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



Эдуард Наилевич Хайрутдинов, инженер 2-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию
15 января 2024 г.
После доработки 16 марта 2024 г.
Принята к публикации 5 июля 2024 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез,
2024, т. 47, вып. 3, с. 5—16.

УДК 533.9:621.039.61

СИСТЕМА ГЕНЕРАЦИИ ВНЕШНИХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
НА ТОКАМАКЕ Т-15МДП.В. Саврухин^{1,2}, Е.А. Шестаков¹, В.И. Тепикин^{1,2}¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Рассматриваются требования к системам генерации резонансных магнитных полей на установках токамак для управления магнитогидродинамическими (МГД) возмущениями плазмы, стабилизации граничных локализованных мод (ЭЛМ-колебаний) и подавления пучков ускоренных электронов. Анализируется предварительный проект системы генерации внешних резонансных магнитных полей на токамаке Т-15МД. Проект основан на системе из 48 мультипольных обмоток, расположенных внутри вакуумной камеры на внешней стороне тора (16 центральных обмоток вблизи экваториальной плоскости, 16 обмоток в верхнем конусе, 16 обмоток в нижнем конусе) для создания резонансных магнитных полей с полоидальными и тороидальными гармониками $m = 1—8$, $n = 1—4$.

Ключевые слова: токамак, резонансные магнитные поля, магнитогидродинамические возмущения плазмы, стабилизация ЭЛМ-колебаний, мультипольные обмотки, программируемые логические контроллеры.

GENERATION OF THE RESONANT MAGNETIC FIELDS
IN THE T-15MD TOKAMAKSP.V. Savrukhin^{1,2}, E.A. Shestakov¹, V.I. Tepikin^{1,2}¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²NRU «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

Requirements for generation of the resonant magnetic fields in tokamaks for controlling magnetohydrodynamic (MHD) plasma perturbations, stabilizing edge localized modes (ELM) and suppressing accelerated electron beams are considered. A preliminary design of a system for generating external resonant magnetic fields on the T-15MD tokamak is considered. The design is based on a system of 48 multipole coils located inside a vacuum vessel (16 windings around the equatorial plane; 16 windings in the upper cone; 16 windings in the lower cone) to create resonant magnetic fields with poloidal and toroidal harmonics $m = 1—8$, $n = 1—4$.

Key words: tokamak, resonant magnetic fields, magnetohydrodynamic plasma perturbations, ELM stabilization, multipole windings, programmable logic controllers.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-17-24

ВВЕДЕНИЕ

Современные эксперименты на токамаках [1] направлены на поддержание стационарных плазменных режимов с улучшенным удержанием энергии $H_{98} \geq 1$, повышенными значениями давления $\beta_n \sim 3—4$, при средних значениях коэффициента запаса устойчивости $q_{95} \sim 3—3.5$. Здесь $\beta_n = \beta_t/(I_p/aB_t)$; $\beta_t = n_e(T_e + T_i)/(B_t^2/8\pi)$; I_p — ток плазмы; a — малый радиус плазменного шнура; B_t — продольное (тороидальное) магнитное поле; n_e — плотность плазмы; T_e , T_i — температуры электронного и ионного компонентов плазмы соответственно; $q = d\Psi_t/d\Psi_p$, Ψ_t , Ψ_p — потоки тороидального и азимутального (полоидального) магнитных полей через контур, связанный с заданной магнитной поверхностью; q_{95} — величина q на магнитной поверхности, охватывающей 95% полного потока Ψ_p ; H_{98} — параметр превышения энергетического времени жизни плазмы над скейлингом ITER89-P [2]. Одним из основных режимов работы токамака с улучшенным удержанием энергии является так называемый режим H-моды [3], характеризуемый формированием повышенных градиентов давления в периферийных областях плазмы (внешний транспортный барьер). К сожалению, режим H-моды сопровождается дестабилизацией граничных локализованных мод (ЭЛМ-колебания), приводящих к квазипериодическому резкому усилению потоков частиц и энергии в приграничной плазме. В частности, расчёты показывают, что развитие ЭЛМ-колебаний (тип I) в токамаке-реакторе ИТЭР могут привести к тепловым потокам $W_{ELM} \sim 10—30$ МДж/м² ($P_{ELM} \sim 1—10$ ГВт/м² в течение нескольких сотен мкс) в режиме с термоядерным горением плазмы ($I_p = 15$ МА, $B_t = 5,3$ Тл) [4, 5]. Такие нагрузки приводят к повышенной скорости эрозии обращённых к плазме компонентов дивертора и первой стенки (PFC-компоненты) и в ряде режимов могут снизить срок их службы до уровня, неприемлемого для экономически эффективной работы токамака-реактора.

Подавление ЭЛМ-колебаний возможно с применением резонансных магнитных возмущений (RMP-возмущений), генерируемых с помощью мультипольных обмоток, располагаемых внутри вакуумной камеры токамака. Впервые такой эффект был обнаружен на токамаке DIII-D [6, 7] и позднее подробно исследовался на многих установках, включая JET [8], MAST [9], ASDEX-Upgrade [10], KSTAR [11] и EAST [12]. Стабилизация ЭЛМ-возмущений связывается с уменьшением градиента давления в области транспортного барьера за счёт стохастизации магнитных полей в периферийных областях плазмы. Формирование стохастического слоя обеспечивалось в различных экспериментах с помощью внешних резонансных полей с тороидальной структурой $n = 2, 3$ (DIII-D [7]), $n = 2$ (ASDEX-Upgrade [10]), $n = 1, 2$ (KSTAR [11] и JET [8]), $n = 1, 2, 3$ (EAST [12]). Анализ экспериментов на токамаке MAST [13] показал, что стабилизация ЭЛМ-колебаний наблюдается при возмущениях внешней границы плазмы ($n = 3$), измеренных в различных точках по тороидальному обходу, порядка 5% от малого радиуса.

Для понимания физики управления ЭЛМ-колебаниями с помощью RMP-возмущений проведена обширная работа по теории и моделированию [13—18]. В частности, численные расчёты [15] на основе тороидального идеального МГД-кода и нелинейного двухжидкостного МГД-кода показали возможную связь стабилизации ЭЛМ-колебаний с формированием стохастизирующих магнитных островов при включении RMP-возмущений с тороидальным номером моды $n = 1—5$. Ограничение давления в области транспортного барьера у границы плазмы основано на предположении о связи ЭЛМ-колебаний с идеальными МГД-неустойчивостями (пилинг-баллонные моды $3 < n < 20$), вызываемыми большими градиентами давления и соответствующим бутстреп-током [1, 17]. Устойчивость пилинг-баллонных мод, зависящая от формы плазмы, может контролироваться с помощью нормального смещения поверхности плазмы, вызванного RMP-возмущениями [14].

Дополнительным ограничением стационарных плазменных режимов является развитие МГД-неустойчивостей, приводящих к насыщению β_t (отношение давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля), а в ряде случаев и к срыву плазмы [1]. Срывы при высоком β_t происходят за время $dt \sim 10—100$ мкс и представляют серьёзную проблему для токамака-реактора. Как правило, срывы при высоком β_t связываются с идеальными винтовыми модами, развивающимися вблизи границы плазменного шнура. Стабилизация внешних винтовых мод может быть достигнута при расположении идеально проводящей стенки рядом с границей плазменного шнура. Такая идеальная стенка изменяет граничные условия МГД-возмущений и уменьшает инкременты развития неустойчивости. В реальных экспериментах внутрикамерные проводящие конструкции имеют конечную проводимость и не охватывают всю поверхность плазмы. В этих условиях вращение и нарастание винтовых мод рассматриваются с учётом конечной проводимости стенки (моды с резистивной стенкой RWM-моды) и устойчивость плазмы поддерживается за счёт медленно вращающихся внешних резонансных полей [1, 19, 20]. В отличие от подавления ЭЛМ-колебаний стабилизация RWM-мод требует задания переменных токов во внешних мультипольных RMP-обмотках (характерные частоты $f \sim 1—200$ Гц). При этом амплитуда и фаза токов определяются системой обратных связей на основе измерений электромагнитных возмущений плазмы.

Резистивные МГД-возмущения (тиринг-моды) формируют магнитные острова вблизи резонансных поверхностей внутри плазмы. Рост магнитных островов может привести к остановке вращения МГД-возмущений и к срыву плазмы при более низком уровне β , чем предел, налагаемый внешними модами. При низких значениях β стабильность тиринг-мод зависит от профиля тока плазмы и граничных условий. Изменяя граничные условия с помощью внешних резонансных магнитных полей, можно задержать, а в ряде случаев и предотвратить развитие тиринг-мод. Стабилизация тиринг-мод подробно изучена теоретически [21] и продемонстрирована в экспериментах с использованием внешних резонансных полей в режиме обратных связей на нескольких токамаках [22, 23]

Ещё одним применением RMP-обмоток является коррекция рассеянных магнитных полей токамака, неизбежно возникающих из-за неточности сборки магнитной системы, неоднородного расположения тоководов и систем дополнительного нагрева плазмы [1], а также нелинейного взаимодействия (зацепления) внутренних винтовых возмущений [24]. Компенсация рассеянных полей оказывается особенно важной при работе в режимах с низкой плотностью на начальной стадии дополнительного нагрева с использованием инъекции нейтральных частиц [25]. Численное моделирование также показывает, что наличие резонансных магнитных возмущений усиливает радиальный перенос пролётных частиц (ионов с

энергией 3 и 18 кэВ) в области магнитных островов и присепаратрисной эргодичности магнитных силовых линий [26].

Одним из дополнительных препятствий для надёжной работы токамака является развитие пучков ускоренных электронов, как правило формирующихся на начальной стадии срыва плазмы [1]. Предыдущие эксперименты на токамаках JT-60 [27] и TEXTOR [28] показали возможность использования резонансных магнитных полей для предотвращения развития пучков ускоренных электронов.

В настоящей работе рассматривается предварительный проект системы генерации внешних резонансных магнитных полей на установке Т-15МД. Проект основан на системе мультиполюсных обмоток, располагаемых внутри вакуумной камеры Т-15МД. На примере системы генерации внешних резонансных магнитных полей, оборудованной ранее на установке Т-10 [29, 30], рассматриваются требования к системам управления и электропитания обмоток генерации внешних магнитных полей.

СИСТЕМА ГЕНЕРАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД

На токамаке Т-15МД планируется оборудовать систему внутренних мультиполюсных обмоток для генерации резонансных магнитных полей [31, 32]. Система предназначена для проведения широкого спектра экспериментов, включая:

- управление МГД-возмущениями плазмы;
- стабилизацию ЭЛМ-колебаний;
- подавление пучков ускоренных электронов;
- коррекцию рассеянных магнитных полей;
- воздействие на динамические транспортные процессы в периферийной плазме, включая формирование внешнего транспортного барьера, управление вращением плазмы и оптимизацию взаимодействия плазма—стенка.

На основе анализа существующих и разрабатываемых аналогов [10, 19, 33, 34] в качестве предварительного варианта рассматривается конфигурация магнитной системы, состоящая из 48 обмоток: 16 центральных обмоток вблизи экваториальной плоскости, 16 обмоток в верхнем конусе, 16 обмоток в нижнем конусе. Схематическое расположение обмоток внутри вакуумной камеры Т-15МД показано на рис. 1.

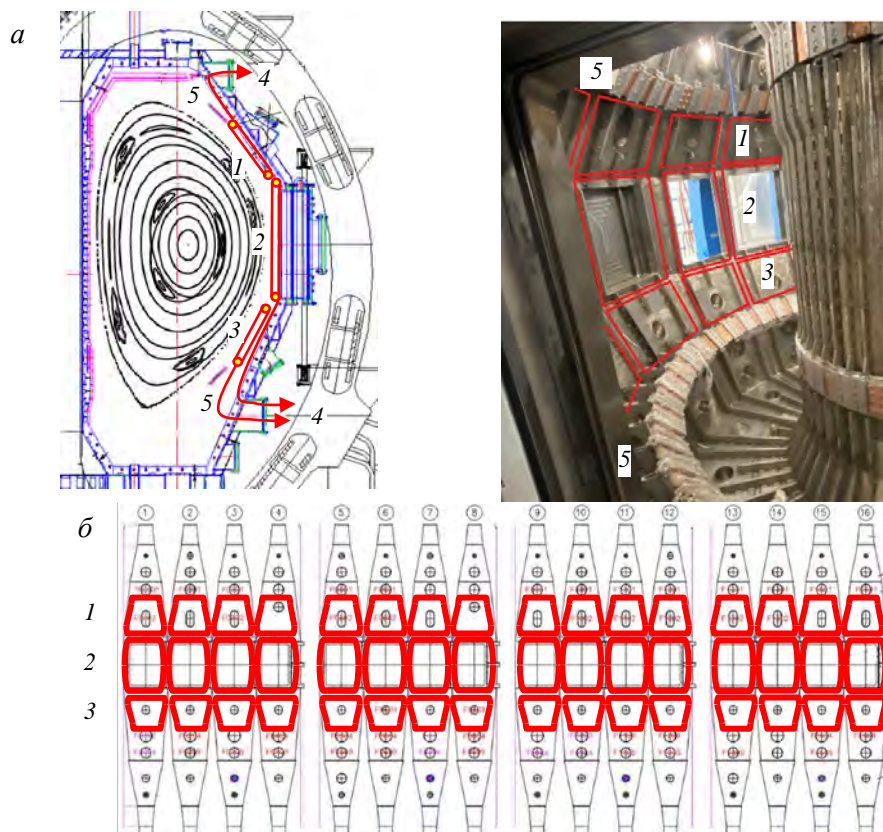


Рис. 1. Схематическое размещение мультиполюсных обмоток на токамаке Т-15МД. Система состоит из 48 обмоток: 16 обмоток в верхнем конусе 1, 16 центральных обмоток вблизи экваториальной плоскости 2, 16 обмоток в нижнем конусе 3. Схематическое расположение тоководов обмоток 4 (а), также показаны обмотки пассивной стабилизации вертикальной устойчивости плазмы Т-15МД 5 (б)

Мультиполюсные обмотки изготавливаются из медного кабеля с минеральной изоляцией в металлической оболочке (типа КМЖ) и закрепляются на внутренних элементах вакуумной камеры, непосредственно под облицовкой из графитовых плиток (сечение токопроводящей медной шины не менее 120 мм^2). Максимальный ток в обмотках до 7 кА при длительности импульса до 5 с. Для стабилизации вращающихся винтовых возмущений плазмы (тиринг-моды и RWM-моды) предполагается обеспечить подключение источников питания с частотой до 0,4 кГц и током до 5,5 кА.

В зависимости от программы экспериментов разрабатываемая конфигурация обмоток позволяет создавать магнитные поля с полоидальными и тороидальными гармониками $m = 1-8$, $n = 1-4$ (15). На рис. 2 показаны результаты расчётов полоидальных полей от трёх мультиполюсных обмоток, расположенных в одном тороидальном сечении токамака. Максимальная амплитуда гармоники $m = 1$ достигается при одинаковом направлении токов ($I = 7 \text{ кА}$) во всех трёх обмотках (рис. 2, а, б). Максимальная амплитуда гармоники $m = 2$ достигается при противоположном направлении тока в центральной обмотке по отношению к верхним и нижним обмоткам (см. рис. 2, е). Изменяя полярность и амплитуду токов в обмотках, возможно исключить гармоники $m = 2$ или $m = 1$ (см. рис. 2, в и рис. 2, д соответственно), а также получить широкий спектр гармоник $m = 1-8$ (см. рис. 2, з).

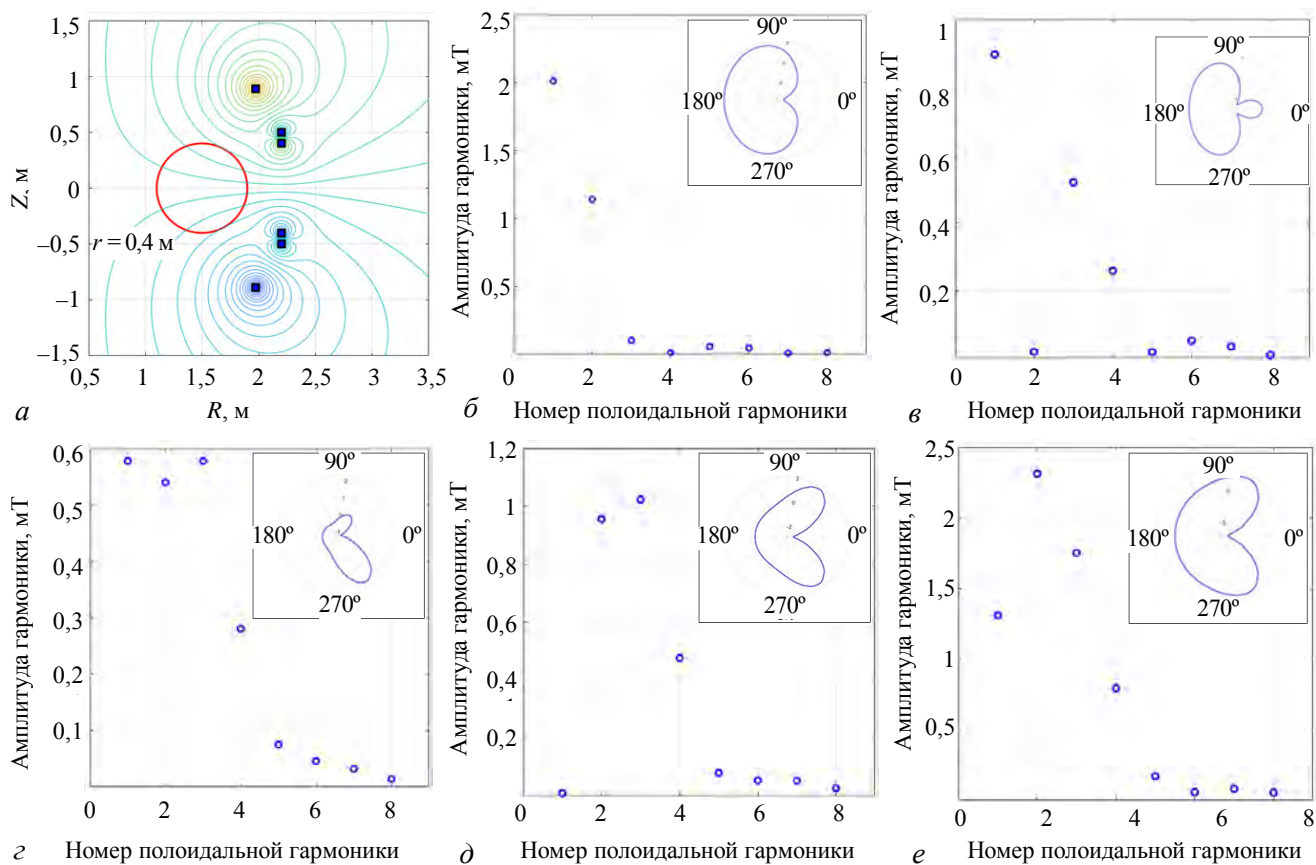


Рис. 2. Результаты расчёта магнитных полей, создаваемых мультиполюсными обмотками на токамаке Т-15МД (а). В расчётах рассматривались три одновитковые обмотки, расположенные в одном тороидальном сечении токамака (б)—(е); амплитуда полоидальных гармоник магнитных полей, создаваемых при различной полярности и амплитуде токов в верхних (I_{up}), экваториальных (I_{eq}) и нижних (I_{down}) обмотках на поверхности с малым и большим радиусом $r = 0,4 \text{ м}$ и $R = 1,5 \text{ м}$ соответственно (см. красную окружность): $I_{\text{up}} = 7, I_{\text{eq}} = 7, I_{\text{down}} = 7 \text{ кА}$ (а, б); $I_{\text{up}} = 7, I_{\text{eq}} = 2,4, I_{\text{down}} = 7 \text{ кА}$ (в); $I_{\text{up}} = -2,8, I_{\text{eq}} = 0, I_{\text{down}} = -7 \text{ кА}$ (г); $I_{\text{up}} = -7, I_{\text{eq}} = 1,5, I_{\text{down}} = -7 \text{ кА}$ (д); $I_{\text{up}} = -7, I_{\text{eq}} = 7, I_{\text{down}} = -7 \text{ кА}$ (е). Положительные значения токов соответствуют направлению магнитного поля к центру плазменного шнура

Следует отметить, что на рис. 2 показаны результаты расчётов магнитных полей на поверхности с малым и большим радиусом $r = 0,4 \text{ м}$ и $R = 1,5 \text{ м}$ соответственно. Выбор этой поверхности соответствует расположению магнитной поверхности $q = 2$ в типичных условиях экспериментов на токамаке Т-15МД. Расчёты магнитных полей вблизи мультиполюсных обмоток показывают значительное увеличение амплитуды гармоник с относительно высокими $m > 3-4$.

Размеры мультиполюсных обмоток, показанных на рис. 1, ограничены сверху и снизу расположением обмоток пассивной стабилизации вертикальной устойчивости. Размер в тороидальном направлении определяется экваториальными патрубками токамака и узкими вертикальными рёбрами жёсткости. Ограниченное пространство между патрубками позволяет закрепить в центральных обмотках не более одного витка кабеля с током 5,5—7 кА. В верхних и нижних обмотках возможно оборудование до четырёх витков кабеля с таким током. Результаты расчёта гармоник резонансных магнитных полей в конфигурации с многovitковыми обмотками показаны на рис. 3 ($I_{up} = -28$ кА·виток, $I_{eq} = 7$ кА·виток, $I_{down} = -28$ кА·виток). На рис. 3 также показаны результаты расчёта гармоник при использовании только двух многovitковых обмоток: верхней ($I_{up} = -28$ кА·виток) и нижней ($I_{down} = -28$ кА·виток).

Оборудование 16 обмоток в тороидальном направлении обеспечивает принципиальную возможность генерировать винтовые гармоник с тороидальными числами до $n = 15$. В предыдущих экспериментах показано, что наибольшую опасность представляют возмущения плазмы с относительно небольшими тороидальными числами $n = 1—4$. Выбор таких тороидальных гармоник планируется использовать в экспериментах на токамаке Т-15МД (рис. 4).

Одним из основных препятствий для устойчивой работы токамака в режимах с высокими значениями β является развитие RWM-мод [1]. Стабилизация RWM-моды может быть обеспечена при использовании «интегрированной» схемы включения мультиполюсных обмоток [19, 35]. В этом режиме развитие RWM-моды подавляется системой обратной связи, компенсирующей вихревые токи, наведённые в резонансных обмотках. Последовательное включение токов в квадрупольных обмотках в соответствии с вращением RWM-моды задаёт режим «интегрированной оболочки» для стабилизации режима резистивной стенки. Изображение «интегрированной» схемы включения мультиполюсных обмоток для стабилизации RWM-мод в токамаке Т-15МД схематически показано на рис. 5. На рисунке показаны активные мультиполюсные обмотки, используемые для компенсации вихревых токов при вращении магнитных возмущений в заданный момент времени.

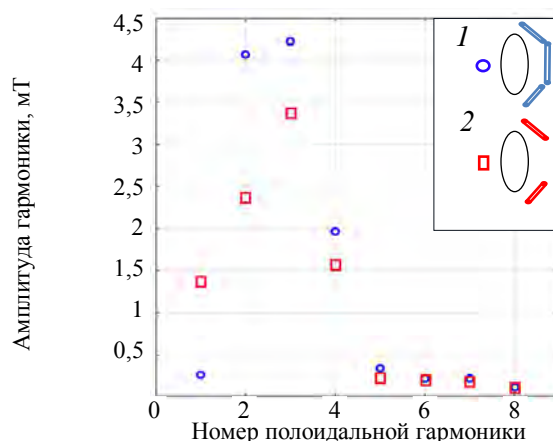


Рис. 3. Амплитуда полоидальных гармоник магнитных полей, создаваемых мультиполюсными обмотками на поверхности с малым и большим радиусом $r = 0,4$ м и $R = 1,5$ м соответственно. В расчётах рассматривались три 1 и две 2 обмотки, расположенные в одном тороидальном сечении токамака с токами $I_{up} = -28$ кА·виток, $I_{eq} = 7$ кА·виток, $I_{down} = -28$ кА·виток (окружности) 1 и $I_{up} = -28$ кА·виток, $I_{down} = -28$ кА·виток (квадраты) 2 соответственно

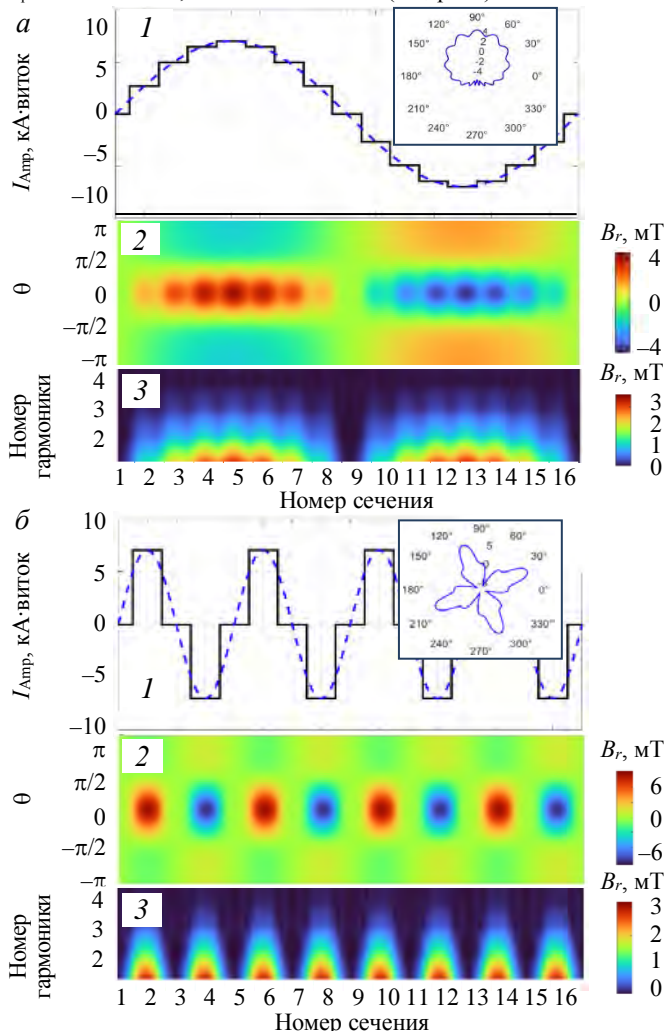


Рис. 4. Результаты расчёта магнитных полей, создаваемых мультиполюсными обмотками на токамаке Т-15МД в режиме с тороидальной гармоникой $n = 1$ (а) и $n = 4$ (б). В каждом тороидальном сечении рассматривались три одновитковые обмотки с одинаковой полярностью и амплитудой токов (максимальные токи $I_{up} = 7$ кА, $I_{eq} = 7$ кА, $I_{down} = 7$ кА). Показано изменение токов в обмотках, расположенных в различных тороидальных сечениях 1, а также двумерное распределение радиальных магнитных полей 2 и амплитуды полоидальных гармоник 3 по полоидальному и тороидальному обходу тора на поверхности с малым и большим радиусом $r = 0,4$ м и $R = 1,5$ м соответственно

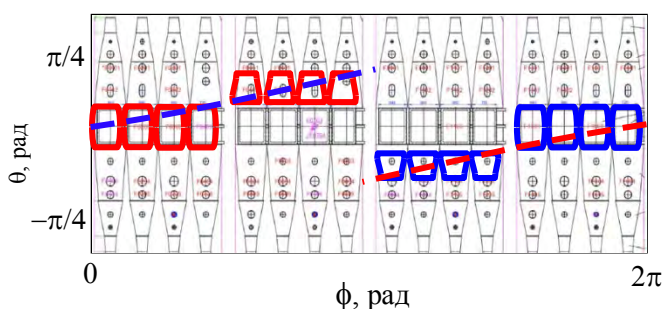


Рис. 5. Схематическое изображение «интегрированной» схемы включения мультипольных обмоток для стабилизации RWM-мод. Показаны линии X и O магнитного острова $m = 2, n = 1$ (пунктирные линии), а также активные мультипольные обмотки, используемые для компенсации вихревых токов в заданный момент времени при вращении магнитных возмущений. Система электропитания подаёт напряжение на заданные обмотки в соответствии с вращением RWM-моды

мультипольных обмоток. На первом этапе для стабилизации RWM-мод предполагается использовать 16 независимых источников питания, подающих напряжение на заданные мультипольные обмотки в соответствии с вращением магнитных возмущений. Учитывая индуктивность и сопротивление четырёх витковых мультипольных обмоток ($L_{mc} \sim 22$ мкГн, $R_{mc} \sim 2$ мОм соответственно) и коммутирующих шинпроводов, источники питания должны обеспечивать напряжение до $U_{mc} \sim 35$ В с суммарной мощностью до $P_{mc} \sim 4$ МВА.

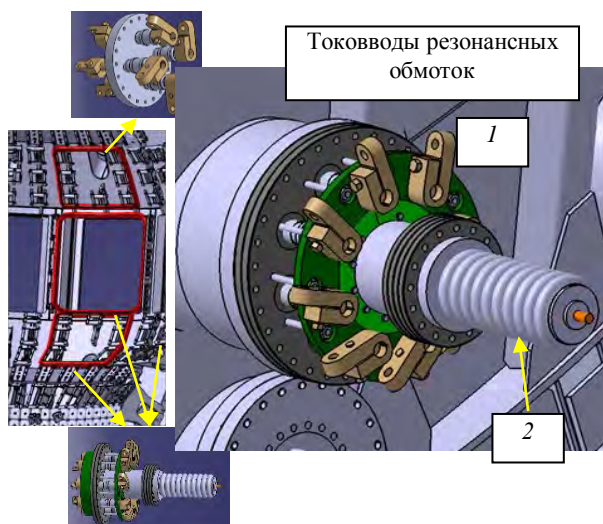


Рис. 6. Схематическое расположение токовводов 1 мультипольных обмоток резонансных магнитных полей Т-15МД. Также показан высоковольтный ввод 2 в нижних нечётных патрубках ДУ-250

Для этого наряду с резонансными магнитными полями предполагается использовать подачу потенциала на внутрикамерные электроды [36, 37]. Предполагается оборудование дополнительных высоковольтных вводов (см. 2 на рис. 6) в восьми патрубках ДУ-250 в восьми сечениях токамака Т-15МД. Рассматривается возможность использования стандартных вводов с напряжением до 30 кВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резонансные магнитные поля активно используются в экспериментах на токамаках для проведения широкого спектра исследований по управлению МГД-возмущениями плазмы, включая тиринг- и RWM-моды, для подавления пучков ускоренных электронов и для стабилизации ЭЛМ-колебаний. Резонансные магнитные поля генерируются в токамаках с помощью мультипольных обмоток, располагаемых внутри и вне вакуумной камеры токамака [6]. Анализ предыдущих экспериментов показал, что для эффективно-

В экспериментах с высокими β на установке ВВХ-М [19] вихревые токи непосредственно перед тепловым срывом достигают 1—3 кА в плазменных разрядах с токами $I_p \sim 200$ —500 кА. Основываясь на этих результатах и масштабировании вихревых токов для режимов с более высоким током плазмы в Т-15МД ($I_p \sim 1$ —1,2 МА), можно задавать уровень компенсирующих токов в резонансных обмотках на уровне 6—7 кА, что оказывается близким к планируемым значениям токов в мультипольных обмотках.

Для эффективной работы системы генерации резонансных магнитных полей в различных плазменных режимах требуется использование независимых источников питания для каждой из 48

Для независимого электропитания каждой из обмоток предусматриваются токовводы в вакуумную камеру Т-15МД. В настоящее время рассматривается возможность расположения токовводов в восьми нижних патрубках ДУ-250 (восемь силовых вводов на патрубок) и в восьми верхних патрубках ДУ-160 (четыре силовых ввода на патрубок). Схематическое расположение токовводов показано на рис. 6. Рассматривается использование стандартных медных токовводов диаметром $d \sim 19,0$ мм (стационарный ток 0,8 кА, напряжение до 8 кВ DC).

Наряду с задачей управления ЭЛМ-колебаниями в экспериментах на токамаке Т-15МД рассматривается возможность воздействия на динамические транспортные процессы в периферийной плазме, включая формирование внешнего транспортного барьера и управление вращением плазмы.

го управления параметрами плазмы необходимо обеспечить расположение обмоток внутри вакуумной камеры, в непосредственной близости от границы плазменного шнура.

В качестве предварительного варианта системы обмоток в токамаке T-15МД рассмотрена конфигурация из 48 обмоток: 16 центральных обмоток вблизи экваториальной плоскости, 16 обмоток в верхнем конусе, 16 обмоток в нижнем конусе. Рассматриваемая конфигурация обмоток позволяет создавать магнитные поля с полоидальными и тороидальными гармониками $m = 1—8$, $n = 1—4$ (15) и обеспечивает возможность проведения широкого спектра экспериментов.

Следует отметить, что несмотря на то, что резонансные обмотки находятся внутри вакуумной камеры, необходимо проведение расчётов эффекта экранировки резонансных полей внутрикамерными элементами, включая защитные пластины первой стенки и обмотки пассивной стабилизации вертикальной устойчивости. Такие расчёты оказываются особенно важными при рассмотрении генерации переменных резонансных полей, используемых для стабилизации вращающихся МГД-мод.

Система управления резонансными обмотками T-15МД базируется на разработках токамака T-10 с использованием промышленных контроллеров высокого уровня [30]. В дополнение к системе непосредственного управления, используемой ранее, предусматривается разработка алгоритмов системы обратных связей с учётом нелинейного развития магнитных возмущений и динамических параметров системы управления [22, 38]. В качестве датчиков МГД-возмущений и ускоренных электронов в системе обратных связей на первой стадии экспериментов возможно использование стандартных магнитных зондов T-15МД [39]. В дальнейшем в системе управления с обратными связями необходимо использовать дополнительные магнитные зонды, расположенные вблизи каждой обмотки. Для уменьшения паразитных сигналов в системе управления с обратными связями планируется использовать диагностики, нечувствительные к переменным магнитным полям, такие как диагностики рентгеновского и СВЧ-излучения, а также излучения в видимой области, оборудованные на токамаке T-15МД.

Наряду с рассматриваемой системой генерации резонансных магнитных полей на основе внутрикамерных обмоток в токамаке T-15МД на первом этапе экспериментов возможно использовать обмотки ОГУП, расположенные вне вакуумной камеры на внешнем обводе тора симметрично относительно экваториальной плоскости [32]. Такие обмотки могут быть эффективно использованы для компенсации рассеянных магнитных полей T-15МД и для исследования порогов развития квазистационарных МГД-мод.

Разработка проекта системы генерации резонансных магнитных полей в токамаке T-15МД потребует проведения подробных теоретических и инженерно-технических расчётов с учётом различных плазменных режимов и конструкционных особенностей установки, включая расположение внутрикамерных элементов и защитных пластин первой стенки и дивертора, а также с учётом возможности расположения тоководов в патрубках T-15МД. Учитывая широкий комплекс диагностик плазмы и систем дополнительного нагрева T-15МД, наличие свободных патрубков для тоководов может оказаться ограничением для оборудования резонансных обмоток.

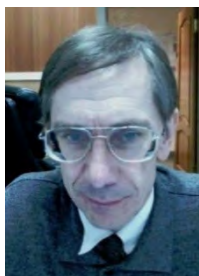
Авторы выражают благодарность В.П. Будаеву, А.В. Мельникову, Н.А. Кирневой за стимулирующие обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Государственного задания в части приказа по НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J. et al. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. S128; doi: 10.1088/0029-5515/47/6/S03.
2. Yushmanov P.N., Takizuka T., Riedel K.S. et al. — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, p. 1999; doi:10.1088/0029-5515/30/10/001.
3. Wagner F., Becker G., Behringer K. et al. — Phys. Rev. Lett., 1982, vol. 49, p. 1408; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1408>.
4. Eich T., Sieglin B., Thornton A.J. et al. — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 12, p. 84; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2017.04.014>.
5. Federici G., Loarte A., Strohmayer G. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 2003, vol. 45(9), p. 1523; doi:10.1088/0741-3335/45/9/301.
6. Evans T.E., Moyer R.A., Thomas P.R. et al. — Phys. Rev. Lett., 2004, vol. 92, p. 235003; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.235003>.
7. Evans T.E. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, p. 123001; doi: 10.1088/0741-3335/57/12/123001.
8. Liang Y., Koslowski H.R., Thomas P.R. et al. — Phys. Rev. Lett., 2007, vol. 98, p. 265004; doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.265004>.

9. Kirk A., Nardon E., Akers R. et al. — Nucl. Fusion, 2010, vol. 50, p. 034008; doi: 10.1088/0029-5515/50/3/034008.
10. Suttrop W., Gruber O., Günter S. et al. — Fusion Eng. and Des., 2009, vol. 84(2), p. 290; doi: 10.1016/j.fusengdes.2008.12.044.
11. Jeon Y., Park M.J.-K., Yoon S.W. et al. — Phys. Rev. Lett., 2012, vol. 109, p. 035004; https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.035004.
12. Sun Y., Liang Y., Liu Y. Q. et al. — Phys. Rev. Lett., 2016, vol. 117, p. 115001; https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.115001.
13. Chapman I.T., Cooper W.A., Kirk A. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2012, vol. 54, p. 105013; doi: 10.1088/0741-3335/54/10/105013.
14. Li L., Liu Y.Q., Loarte A. et al. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 096038; doi: 10.1088/1741-4326/ab2bca.
15. Hu Q.M., Park J.-K., Logan N.C. et al. — Nucl. Fusion, 2021, vol. 61, p. 106006; doi: 10.1088/1741-4326/ac1d85.
16. Bécoulet M., Huysmans G., Thomas P. et al. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1284; doi: 10.1088/0029-5515/45/11/009.
17. Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Коновалов С.В. и др. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 11, с. 998—1006; doi: 10.31857/S0367292121110226.
18. Loarte A., Huijsmans G., Futatani S. et al. — Nucl. Fusion, 2014, vol. 54, p. 033007; doi: 10.1088/0029-5515/54/3/033007.
19. Ancher C., Anderson H., Bernabei S. et al. Feedback Stabilization Initiative. Princeton Univ., Princeton Plasma Physics Lab., NJ United States, 1997, PPPL—3250 (Preprint).
20. Fitzpatrick R. — Phys. Plasmas, 2002, vol. 9, p. 3459; https://doi.org/10.1063/1.1491254.
21. Rutherford P.H. — Phys. Fluids, 1973, vol. 16, p. 1903; https://doi.org/10.1063/1.169423.
22. Arsenin V.V., Artemenkov L.I., Ivanov N.V. et al. — Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, 1978 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1979), vol. 1, p. 233.
23. Morris A.W., Hender T.C., Hugill J. et al. — Phys. Rev. Letters, 1990, vol. 64, p. 1254; doi: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.1254.
24. Kakurin A.M., Orlovskiy I.I. — Plasma Physics Reports, 2009, vol. 35, p. 93.
25. Savrukhin P.V. — Plasma Physics Reports, 2000, vol. 26, p. 633; https://doi.org/10.1134/1.1306992.
26. Подгурова О.И. — Физика плазмы, 2019, т. 45, № 7, с. 579; doi: 10.1134/S0367292119070102.
27. Yoshino R., Tokuda S. — Nucl. Fusion, 2000, vol. 40, p. 1293; doi: 10.1088/0029-5515/40/7/302.
28. Lehnen M., Bozhnikov S.A., Abdullaev S.S., Jakubowski M.W. (TEXTOR Team). — Phys. Rev. Lett., 2008, vol. 100, p. 255003; doi: 10.1103/PhysRevLett.100.255003.
29. Шестаков Е.А. Управление пучками ускоренных электронов и МГД-возмущениями с помощью СВЧ-нагрева и резонансных магнитных полей в плазме токамака Т-10. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. — М.: НИЦ «Курчатовский институт», 2019.
30. Shestakov E.A., Savrukhin P.V., Ershova M.I. — J. Phys.: Conf. Ser., 2018, vol. 1094, p. 012005; https://doi.org/10.1088/1742-6596/1094/1/012005.
31. Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M. et al. — Fusion Eng. and Des., 2015, vol. 96, p. 306; http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2015.06.080.
32. Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N. et al. Current status of tokamak T-15MD. — Fusion Engineering and Design, 2021, vol. 164, 112211. https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2020.112211.
33. Anderson P.M., Baxi C.B., Kellman A.G., Reis E.E. — In: 20th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering. San Diego, CA, USA, 2003, p. 573; doi:10.1109/FUSION.2003.1426712.
34. Zatz Irving J., Baker R., Brooks A. et al. — Fusion Eng. and Des., 2011, vol. 86 (9—11), p. 1980; doi: 10.1016/j.fusengdes.2011.03.088.
35. Hatcher R., Okabayashi M. Integrated Shell Approach to Vertical Position Control on PBX-M. Princeton Univ., Princeton Plasma Physics Lab., NJ United States, 1995, PPPL—3089 (Preprint).
36. Kirnev G.S. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 337; doi: 10.1088/0741-3335/45/4/302.
37. Savrukhin P.V., Shestakov E.A. — Phys. Plasmas, 2019, vol. 26, p. 092505; https://doi.org/10.1063/1.5102112.
38. Savrukhin P.V. — J. of Computer and System Sciences International, 2000, vol. 39, № 3, p. 354.
39. Sushkov A.V., Belov A.M., Igonkina G.B. et al. Design of inductive sensors and data acquisition system for diagnostics of magnetohydrodynamic instabilities on the T15MD tokamak. — Fusion Eng. and Des., 2019, № 12, p. 383; doi: 10.1016/j.fusengdes.2018.12.073.



Savrukhin_PV-
@nrcki.ru

Петр Всеволодович Саврухин, в.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИУ МЭИ, 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, стр. 1, Россия



Евгений Андреевич Шестаков, старший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Tepikin_VI-
@nrcki.ru

Виктор Игоревич Тепикин, лаборант-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; студент; НИУ МЭИ, 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, стр. 1, Россия

Статья поступила в редакцию 15 января 2024 г.

После доработки 16 марта 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 17—24.

УДК 533.9.082.5

КОНЦЕПЦИЯ ОПТОВОЛОКОННОГО ДАТЧИКА ТОКА ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД*Г.А. Саранча^{1, 2}, А.С. Дрозд^{1, 3}, М.С. Кудашев³, Д.С. Сергеев¹*¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия²МФТИ (НИУ), Долгопрудный, Россия³НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Классические методы измерения тока в плазме токамака, основанные на эффекте электромагнитной индукции Фарадея (пояс Роговского) или эффекте Холла (датчик Холла), имеют ряд недостатков, которые могут наиболее остро проявиться в стационарных режимах работы токамака-реактора (сильные рассеянные поля, работа в длительном импульсе с постоянным током плазмы). Для обеспечения надёжности измерений может потребоваться использование датчиков тока, основанных на иных физических принципах. Таким датчиком может быть оптоволоконный датчик тока (ОДТ), основанный на магнитооптическом эффекте (эффекте Фарадея). В данной работе проведён анализ международного опыта использования ОДТ для измерения тока плазмы (токамаки JET, EAST, Tore-Supra и др.) и, основываясь на нём, предложена концепция улучшенной схемы измерений ОДТ для токамака Т-15МД. Предлагаемая отражательная (двухпроходная) схема ОДТ, работающего по принципу интерферометра с зондированием на промежуточной частоте, позволит проводить измерения во всём проектном диапазоне токов плазмы (до 2 МА) с погрешностью 0,5 кА и временным разрешением 100 мкс.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, диагностика плазмы, оптоволоконный датчик тока, эффект Фарадея, фазометр.

FIBER-OPTICS CURRENT SENSOR CONCEPT FOR THE T-15MD TOKAMAK*G.A. Sarancha^{1, 2}, A.S. Drozd^{1, 3}, M.S. Kudashev³, D.S. Sergeev¹*¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²Moscow Institute of Physics and Technology (NRU), Dolgoprudny, Russia³National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Classic methods for plasma current measurement in tokamaks, based on the Faraday's law of induction (Rogowski coil) or the Hall effect (Hall sensor), have a number of disadvantages that can be most acute in fusion reactor steady-state operating regimes (strong stray fields, operation in a long pulse with a constant plasma current). To ensure reliability of the measurements, the use of current sensors based on other physical principles may be required. Such a sensor is a fiber-optic current sensor (FOCS), based on the magneto-optic effect (Faraday effect). The analysis of international experience in FOCS application for plasma current measurements (JET, EAST, Tore-Supra tokamaks etc.) was carried out in this work. Based on analysis, the concept of an improved FOCS measurement scheme for the T-15MD tokamak was proposed. The proposed FOCS reflective (double-pass) circuit, operating on the interferometer principle with probing at an intermediate frequency, make it possible to carry out measurements over the entire designed range of plasma currents (up to 2 MA) with an error of 0.5 kA and a time resolution of 100 μ s.

Key words: tokamak T-15MD, plasma diagnostics, fiber-optic current sensor, Faraday effect, phasemeter.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-25-35

ВВЕДЕНИЕ

Для токамака-реактора будущего, работающего в квазистационарном или даже стационарном режиме, когда все макроскопические параметры плазмы не изменяются во времени, важно наличие диагностических комплексов, также работающих в этом режиме. Ток плазмы является одним из главных параметров работы термоядерного реактора, поэтому надёжный контроль за его значением является ключевым аспектом в вопросах безопасной эксплуатации установки [1]. К сожалению, у используемых в настоящее время диагностических методов измерения тока плазмы, основанных на законе электромагнитной индукции Фарадея (пояс Роговского и магнитные зонды) или на эффекте Холла (датчик Холла), есть существенные недостатки, ставящие под сомнение возможность их работы в стационарном режиме токамака-реактора. Индуктивные датчики измеряют производную полоидального магнитного потока, порождённого плазмой, а значит их сигнал требует интегрирования. Под действием сильной радиации с интегратором или системой преобразования в цифровой сигнал могут произойти необратимые изменения, что приведёт к увеличению шума, и интегральный сигнал будет «дрейфовать» относительно своего

реального значения [2, 3]. Особенно это заметно во время стационарной стадии разряда, когда ток плазмы поддерживается постоянным. В случае датчика Холла проблемы возникают из-за локальности его измерений: он регистрирует все магнитные поля как тока плазмы, так и рассеянные поля установки. Попытка извлечь информацию только об одной компоненте поля для большого набора датчиков неизбежно приведёт к большой ошибке вычислений. По этой причине для работы токамака в режиме «длинного импульса» со значительной стационарной составляющей необходимо использование датчика, позволяющего проводить измерение тока плазмы исходя из иных физических принципов. Таким датчиком является оптоволоконный датчик тока (ОДТ).

Установка токамак Т-15МД — крупнейшая в России термоядерная установка с большим радиусом $R = 1,48$ м и малым радиусом $a = 0,67$ м. Согласно проекту она рассчитана на проведение плазменного разряда с током по плазме до 2 МА при тороидальном магнитном поле 2 Тл и длительностью плазменного разряда до 10 с [4]. В настоящей работе обсуждается концепция ОДТ для обеспечения надёжности измерений поясом Роговского в крейсерских режимах работы Т-15МД. В статье кратко обсуждаются физический принцип работы диагностики и способы её реализации, представлен анализ опыта работы с ОДТ на различных мировых установках, описана предлагаемая схема проведения измерений на токамаке Т-15МД. Приводятся основные характеристики предлагаемой схемы.

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРИНЦИП РАБОТЫ ОДТ

Физический принцип работы ОДТ (англ. FOCS — Fiber optics current sensor) основан на обратном эффекте Зеемана — расщеплении линий поглощения вещества во внешнем магнитном поле. Внешнее магнитное поле расщепляет резонансную частоту вещества ω_0 на две, связанные с направлением вращения электронов атома по отношению к направлению распространения электромагнитной волны (лево- и правовращающиеся, L и R соответственно). Таким образом, для волн с различными состояниями поляризации существуют различные коэффициенты преломления:

$$n_L^2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - \Delta\omega_0^2} > n^2(\omega); \quad (1)$$

$$n_R^2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + \Delta\omega_0^2} < n^2(\omega), \quad (2)$$

где n — коэффициент преломления среды; $\Delta\omega_0$ — изменение резонансной частоты, связанное с ларморовской частотой вращения электронов во внешнем магнитном поле; ω — циклическая частота электромагнитной волны. Любую линейно поляризованную волну можно представить совокупностью двух циркулярно поляризованных волн, вращающихся в противоположных (ортогональных) направлениях. Если линейно поляризованная волна будет распространяться в веществе, помещённом во внешнее магнитное поле, то между компонентами волны возникнет разность хода, обусловленная различием коэффициентов преломления, что приведёт к повороту угла плоскости поляризации линейно поляризованной волны на угол:

$$\varphi_F = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_L - n_R), \quad (3)$$

где λ — длина электромагнитной волны; l — длина пути, пройденного излучением. Этот угол называется углом Фарадея, а эффект вращения плоскости поляризации линейно поляризованного излучения во внешнем магнитном поле — эффектом Фарадея. При этом угол Фарадея оказывается пропорционален интегралу скалярного произведения вектора магнитного поля и пути, пройденному излучением:

$$\varphi_F = \int_{\ell} V(\omega) \mathbf{B} d\mathbf{l}, \quad (4)$$

где φ_F — угол Фарадея; \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля; $d\mathbf{l}$ — элемент пути, по которому ведётся интегрирование; V — постоянная Верде, измеряемая в рад./А и определяемая магнитооптическими свойствами вещества. Величина V зависит от состава материала волокна и оптической длины волны, намного слабее она зависит от температуры диэлектрического вещества [5].

Основой современного оптического метода измерения электрического тока является эффект Фарадея в специальном кварцевом волоконном световоде, который опоясывает токовый канал замкнутым контуром. В данном случае световод используется и как средство доставки излучения, и как чувствительный элемент (с момента открытия эффекта Фарадея до середины XX века излучение подводилось к чувствительному элементу по воздуху [6]. Как следствие, измерение магнитного поля проводилось локально и было чувствительно к внешним полям). Такая конфигурация позволяет исключить влияние внешних токов на регистрируемый угол Фарадея, так как по теореме о циркуляции магнитного поля он линейно зависит только от величины тока I , протекающего внутри замкнутого контура (и не зависит от внешних токов), и количества витков N световода вокруг токового канала:

$$\varphi_F = VNI. \quad (5)$$

Это свойство позволяет использовать только достоинства пояса Роговского (получение сигнала только от токов, пронизывающих контур) и датчика Холла (измерение магнитного поля, а не его производной). Кроме того, в ряд достоинств, выделяющих ОДТ по сравнению с электромагнитными датчиками, можно записать:

— отсутствие необходимости гальванической развязки от установки, поскольку оптические волокна являются диэлектриками [7];

— быстродействие, ограниченное скоростью распространения света по оптическому волокну, в то время как на измерения электромагнитных диагностик существенное влияние оказывает постоянная времени вакуумной камеры [8].

Примечательным свойством эффекта Фарадея является его взаимность по отношению к направлению распространения — угол Фарадея зависит только от направления магнитного поля, но не от направления излучения. Если, отразив зеркалом луч, заставить его пройти через намагниченное вещество ещё раз в обратном направлении, поворот плоскости поляризации удвоится [9].

В самом простом случае угол Фарадея измеряют по поляриметрической схеме. Поляриметр состоит из двух линейных поляризаторов и расположенного между ними чувствительного элемента. После прохождения первого поляризатора излучение попадает в чувствительный элемент, в котором происходит вращение поляризации вследствие эффекта Фарадея, и затем проходит через выходной поляризатор. Интенсивность излучения на детекторе у выхода поляриметра определяется законом Малюса:

$$I = I_0 \cos^2(\alpha + \varphi_F), \quad (6)$$

где I_0 — входная интенсивность излучения; I — выходная; α — угол пропускания выходного поляризатора относительно входного. Из-за периодичности аппаратной функции такой схемы вблизи экстремумов теряется чувствительность измерений и становится невозможным измерить направление изменения угла Фарадея. К тому же при наличии колебаний амплитуды интенсивности излучения (как входного, так и выходного), не связанных с поворотом поляризации, схема не сможет идентифицировать их как паразитные и перенесёт их влияние на угол Фарадея [10].

Для того чтобы справиться с потерей чувствительности вблизи точек экстремума аппаратной функции, используется квадратурный метод детектирования, заключающийся в измерении двух выходных интенсивностей. После чувствительного элемента излучение разделяется на два канала, в которых разрешённые направления выходных поляриметров расположены ортогонально, таким образом происходит измерение двух компонент вектора поляризации:

$$I_1 = I_0 \cos^2(\alpha + \varphi_F); \quad (7)$$

$$I_2 = I_0 \cos^2(90^\circ + \alpha + \varphi_F) = I_0 \sin^2(\alpha + \varphi_F).$$

Таким образом, когда один канал попадает в «зону нечувствительности», второй как раз из неё выходит. Однако это не спасает от неопределённости в вычислении направления изменения угла поляризации и не избавляет от чувствительности к колебаниям интенсивности.

Следующим шагом в попытках ухода от отрицательных эффектов периодичности аппаратной функции стало использование дополнительного фарадеевского контура — дополнительных витков вокруг компенсационного проводника тока. Когда сигнал детектора начинает уходить в область потери чувствительности, система обратных связей изменяет ток в компенсационном проводнике таким образом, чтобы полный угол Фарадея (сумма углов от измеряемого и компенсационного токов) снова лежал в области наибольшей чувствительности [11]. Тем самым на систему накладываются высокие требования по быстродействию: определение уровня допустимого сигнала, принятие решения о необходимости его корректировки и изменение тока в компенсационном проводнике должны быть значительно быстрее характерных времён изменения тока в плазме токамака.

Для уменьшения относительной погрешности измерений и снижения влияния амплитудных колебаний сигнала используются различные интерферометрические подходы. Например, у интерферометра Саньяка [12] базовый принцип работы состоит в том, что две одинаково поляризованные волны света распространяются по одному и тому же оптическому пути, но во встречных направлениях. При этом влияние таких эффектов, как внешние механические или температурные воздействия, на обе волны оказывается одинаковым, поэтому разность фаз между ними оказывается обусловлена только эффектом Фарадея.

МИРОВОЙ ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОДТ

Первые результаты применения ОДТ для измерения тока плазмы были опубликованы в работе [13], в которой представлены измерения с установки ZT-40. Схема измерений основывалась на квадратурном методе детектирования. На вход в одномодовое волокно поляризатор передавал линейно поляризованное излучение He—Ne-лазера с длиной волны $\lambda = 633$ нм. После прохождения через волокно свет анализировался светоделителем Томпсона, разделяющим ортогональные состояния линейной поляризации, интенсивности которых затем измеряются фотодиодами. В результате экспериментов было показано хорошее согласие с измерениями с помощью пояса Роговского [13, рис. 3], однако было указано на чувствительность такой оптической схемы к вибрациям установки, которая в дальнейшем была уменьшена виброразвязкой.

Следующая работа [14], посвящённая реализации ОДТ на токамаке ФТ-1, описывает аналогичную оптическую схему (лазер $\lambda = 633$ нм), что и на установке ZT-40. С помощью ОДТ на токамаке ФТ-1 были проведены измерения как тока плазмы, так и токов в катушках вертикального поля. Как и ожидалось, осциллограммы токов в управляющих витках оказались гладкими, без флуктуаций [14, рис. 2], в то время как ток плазмы продемонстрировал наличие значительных колебаний [14, рис. 3], присутствие которых не было замечено поясом Роговского. Ключевым выводом работы была необходимость вибрационной развязки лазерного блока ОДТ с вакуумной камерой для уменьшения механических шумов.

В крупных термоядерных установках для минимизации шума пользуются взаимностью эффекта Фарадея, при котором проход излучения в прямом и обратном направлении удваивает угол Фарадея и компенсирует шумы от наведённого механического двулучепреломления (отражательный интерферометр Саньяка) [15]. Для реализации таких двухпроходных оптических схем используется ротатор (зеркало) Фарадея, помещаемый в конце волоконного витка. Таким образом в прямом и обратном направлениях излучение распространяется по одной волоконной линии. К тому же это упрощает монтаж за счёт линейной конфигурации схемы.

В токамаке Tore-Supra [16, 17] использование режима работы ОДТ с отражением от зеркала Фарадея, как и ожидалось, обеспечивает вдвое лучшее отношение сигнал/шум. Также на протяжении 1,5 лет эксперимента проводился анализ стабильности постоянной Верде используемого оптического волокна при неизменной длине волны лазера $\lambda = 1550$ нм. Она вычислялась как коэффициент пропорциональности между током, измеренным поясом Роговского, и углом Фарадея, измеренным ОДТ. Оказалось, что

температурный режим камеры, условия эксперимента (вибрации, срывы и т.д.) не оказали заметного влияния на постоянную Верде: вариация составила 0,6% от стандартной для заявленного волокна величины $V = 0,7$ рад/МА [16, рис. 4].

В токамаке JET [18, 19] проводилось исследование длительного влияния радиационного излучения на работу однопроходного ОДТ. Длительное облучение (3 МГр γ -облучения в течение 4700 ч) привело к радиационно-активированному увеличению поглощения до уровня 0,4 дБ/км с последующим быстрым уменьшением до установленных 0,25 дБ/км при прекращении облучения. Изменение постоянной Верде при этом не превысило 0,01%. Во время нормальной работы температура вакуумной камеры токамака JET составляет примерно 200 °С, а во время прогрева может достигать 320 °С в течение нескольких недель. В ходе испытаний оптоволокна (без полиимидного слоя, хотя авторы рекомендуют не рисковать и использовать термостойкие покрытия) было установлено, что волокно может выдерживать температуру до 300 °С, если находится в атмосфере инертного газа. Из этого следует, что оптоволоконный датчик тока подходит к условиям токамака ИТЭР или токамака-реактора, поскольку обладает принципиально необходимыми для этого свойствами: производит прямое измерение тока, радиационно и термически устойчив. При статистическом сравнении результатов работы пояса Роговского и ОДТ было продемонстрировано, что ОДТ успешно работает на токамаке JET: при токах плазмы до 3 МА средняя погрешность измерения тока не превышала 9 кА [18, рис. 15].

Оптоволоконный датчик токамака EAST [20] работает в двухпроходном (отражательном) режиме с круговой поляризацией. Источником света, используемым в работе ОДТ, является одномодовый лазер с длиной волны $\lambda = 1310$ нм, на этой длине постоянная Верде измерительного оптоволокна составляет около 1,1 рад/МА. Таким образом, максимальное значение угла фарадеевского вращения в экспериментах EAST составляет около 1 рад. Для того чтобы детектор правильно определял направление изменения угла Фарадея, в схему ОДТ включён фазовый модулятор, вводящий в поляризацию зондирующего излучения сдвиг $\pm\pi/2$ (так называемое «измерение со смещённой рабочей точкой»). В заключении говорится, что с точки зрения соотношения сигнал/шум ОДТ работает намного лучше, чем пояс Роговского, а также успешно реагирует на быстрое изменение тока во время срыва плазмы [20, рис. 8].

Стоит отметить, что в настоящее время ведутся работы по разработке ОДТ для международного термоядерного проекта ИТЭР [21, 22]. Всё описанное (суммировано в таблице) даёт возможность разработать концепцию оптоволоконного датчика для токамака T-15MD.

Характеристики оптоволоконных датчиков тока, реализованных на различных установках

Установка	Тип датчика	Постоянная Верде, рад/МА	Длина волны лазера, нм	Мощность лазера, мВт
ZT-40	Однопроходный	4,68	633	0,2
ФТ-1	Однопроходный	4,68	633	1,5
Tore Supra	Двухпроходный (отражательный)	0,71	1550	20
JET	Одно-, двухпроходный (отражательный)	0,70	1550	20
EAST	Двухпроходный (отражательный)	1,10	1310	2
ИТЭР	Двухпроходный (отражательный)		Нет данных	

КОНЦЕПТУАЛЬНАЯ СХЕМА ОДТ ДЛЯ ТОКАМАКА T-15MD

Для токамака T-15MD предлагается схема двухпроходного ОДТ, работающего по принципу интерферометра с зондированием на промежуточной частоте.

Недостатком поляриметрической схемы измерений угла Фарадея является наличие двух детекторов для независимой регистрации ортогональных компонент поляризации. При таком подходе колебания выходной амплитуды сигналов фотодетекторов (например, из-за аппаратной задержки или нескомпенсированных вибраций установки) будут интерпретироваться как дополнительное изменение угла поляризации. Поэтому предлагается перенести измерение угла Фарадея с детектирования амплитуд электрическими сигналами на измерение фазы между ними на промежуточной частоте. Принципиальная схема

диагностики показана на рис. 1. На рисунке цветными линиями обозначены оптоволоконные линии, стрелками обозначено направление распространения излучения. Чёрными линиями обозначены электрические сигналы. Внутри вакуумной камеры излучение распространяется в прямом и обратном направлениях по одному волокну. Рядом с линиями введены обозначения типа поляризации (диагональная стрелка — линейная поляризация, круглая — циркулярная) и их фазовый аргумент.

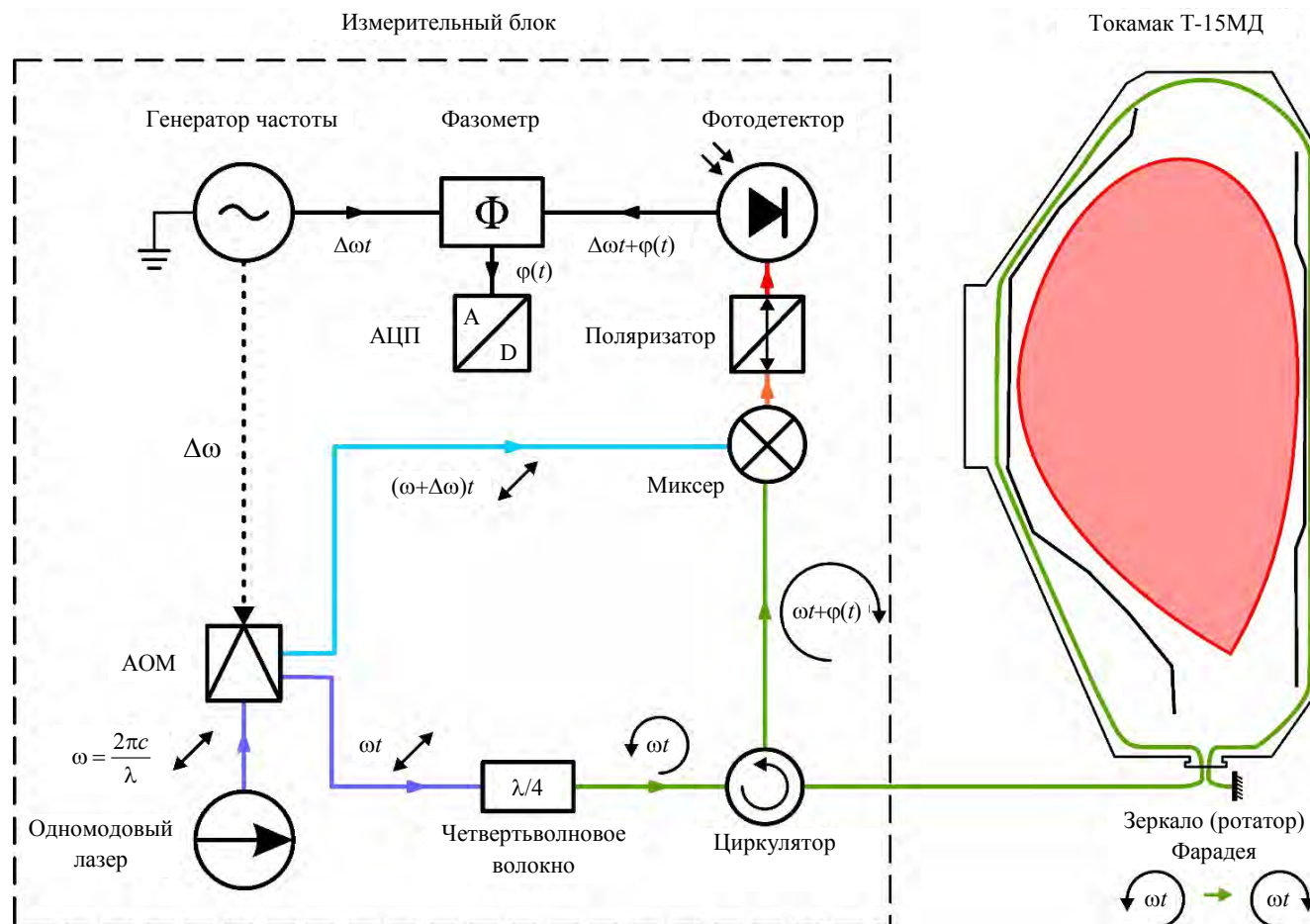


Рис. 1. Принципиальная схема двухпроходного (отражательного) оптоволоконного датчика тока с измерением на промежуточной частоте для токамака Т-15МД

Для этого линейно поляризованное лазерное излучение с длиной волны λ , циклической частотой ω и волновым вектором $k = 2\pi/\lambda$ пропускается через акустооптический модулятор (АОМ) с частотой модуляции $\Delta\omega$ в несколько десятков МГц. АОМ управляется генератором частоты, задающим частоту модуляции. Из АОМ выходят два линейно поляризованных когерентных излучения с амплитудами напряжённости электрического поля E_1 и E_2 соответственно и, сдвинутые друг от друга по частоте на $\Delta\omega$, направляются по различным оптическим каналам:

$$\begin{pmatrix} E_1 \cos \omega t \\ E_1 \cos \omega t \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} E_2 \cos [(\omega + \Delta\omega)t] \\ E_2 \cos [(\omega + \Delta\omega)t] \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Здесь и далее состояние поляризации будет обозначаться в виде двухкомпонентного вектора напряжённости электрического поля $(E_x, E_y)^T$, лежащего в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Несмещённое по частоте излучение движется по световоду и проходит сквозь четвертьволновое волокно, переводящее излучение из состояния с линейной поляризацией в состояние с круговой поляризацией:

$$\begin{pmatrix} E_1 \cos \omega t \\ E_1 \cos(\omega t + \pi/2) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_1' \cos \omega t \\ E_1' \sin \omega t \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Затем оно направляется по оптически активному световоду в вакуумную камеру токамака и движется внутри неё. Оптически активное волокно под действием магнитного поля тока плазмы поворачивает

главные оси поляризации излучения на некоторый угол (допустим, что на выходе из четвертьволнового волокна получилась левовращающаяся поляризация):

$$\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t - kn_L l] \\ E'_1 \sin[\omega t - kn_L l] \end{pmatrix}. \quad (10)$$

После нескольких оборотов вокруг плазмы (важно: трассировка световода производится таким образом, чтобы не захватывать в свой контур витки активной и пассивной стабилизации плазмы и любые другие конструкционные элементы, проводящие электрический ток в тороидальном направлении) излучение отражается от зеркала Фарадея. При отражении происходит смена одной круговой поляризации на ортогональную (правовращающуюся):

$$\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t - kn_L l] \\ -E'_1 \sin[\omega t - kn_L l] \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Проходя тот же путь в обратном направлении, но с противоположным направлением вращения поляризации, главные оси повернутся в ту же сторону, что и при проходе в прямом направлении, но на другой угол:

$$\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t - kn_L l + kn_R l] \\ -E'_1 \sin[\omega t - kn_L l + kn_R l] \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Результирующий угол и будет углом Фарадея. Волна, прошедшая вокруг плазмы, с главными осями, повернутыми на угол Фарадея, смешивается с линейно поляризованной волной, вышедшей из АОМ со сдвинутой на $\Delta\omega$ частотой:

$$\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t + \varphi(t)] \\ -E'_1 \sin[\omega t + \varphi(t)] \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \cos[(\omega + \Delta\omega)t] \\ E_2 \cos[(\omega + \Delta\omega)t] \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Эта смесь электромагнитных волн попадает в поляризатор, где выделяется одна из поляризационных компонент:

$$\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t + \varphi(t)] + E_2 \cos[(\omega + \Delta\omega)t] \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

После этого излучение направляется в фотодетектор, сигнал на котором пропорционален интенсивности света, которая, в свою очередь, является квадратом модуля напряжённости электрического поля волны:

$$I = \left(\begin{pmatrix} E'_1 \cos[\omega t + \varphi(t)] + E_2 \cos[(\omega + \Delta\omega)t] \\ 0 \end{pmatrix} \right)^2. \quad (15)$$

После возведения в квадрат и использования тригонометрических тождеств выражение для интенсивности приобретает вид

$$I = E_1'^2 \frac{(1 + \cos[2\omega t + 2\varphi(t)])}{2} + E_2^2 \frac{(1 + \cos[2(\omega + \Delta\omega)t])}{2} + 2E_1'E_2 \frac{(\cos[\omega t + \varphi(t) + (\omega + \Delta\omega)t] + \cos[\omega t + \varphi(t) - (\omega + \Delta\omega)t])}{2}. \quad (16)$$

Видно, что в выражении присутствуют постоянные во времени слагаемые, слагаемые с осцилляцией на частоте 2ω и на частоте $\Delta\omega$. При усреднении по многим периодам гармоники с частотой 2ω дадут постоянный вклад в величину интенсивности. Поэтому сигнал на фотодетекторе окажется осциллирующим лишь на частоте $\Delta\omega$:

$$I(t) = A \cos(\Delta\omega t - \varphi(t)) + B, \tag{17}$$

где A и B — некоторые константы.

Фаза электрического сигнала, получаемого с фотодетектора, оказывается линейно связанной с величиной угла Фарадея и промежуточной частотой, задаваемой генератором. Сравнивая фазу этого сигнала с фазой сигнала генератора частоты с помощью фазометра, аналогичного используемому в системе СВЧ-интерферометрии токамака Т-15МД [23], можно измерить величину тока, пронизывающего оптоволоконный контур (характерный вид осциллограмм интенсивностей сигналов, попадающих в фазометр, в зависимости от времени и тока плазмы показан на рис. 2. Промежуточная частота 1 кГц носит исключительно иллюстративный характер).

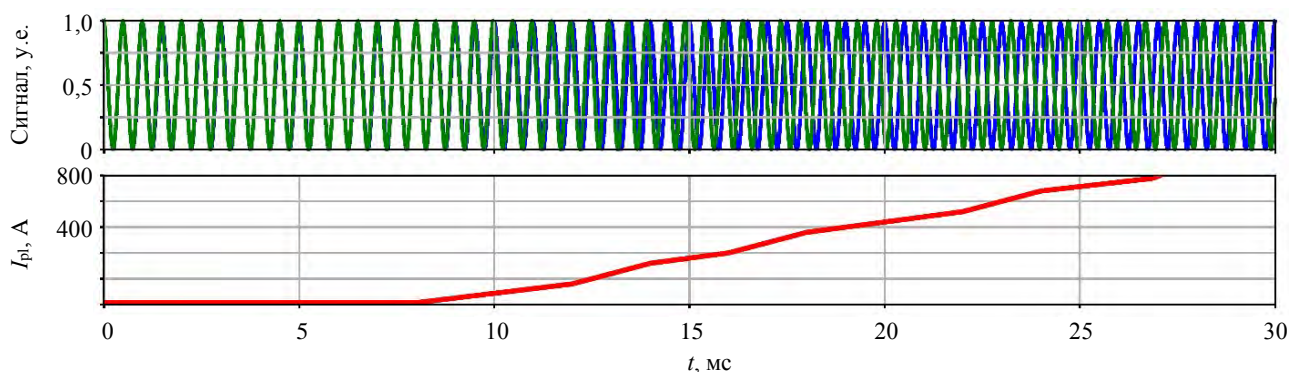


Рис. 2. Осциллограммы электрического сигнала от генератора с частотой $\Delta\omega = 1$ кГц (—), сигнала от фотодетектора (—) и тока плазмы (—)

Таким образом, предлагаемая схема ОДТ позволяет перейти от традиционного измерения с угла поворота плоскости поляризации на измерение набега фазы электромагнитной волны. Фаза круговой поляризации (по сути — угол её поворота) меняется за счёт изменения показателя преломления оптоволоконного магнитного поля. Важно отметить, что измерения предполагается проводить на промежуточной частоте. Такой переход к измерению фазы на промежуточной частоте позволяет в значительной степени избежать влияния изменения амплитуды регистрируемого сигнала на проводимые измерения.

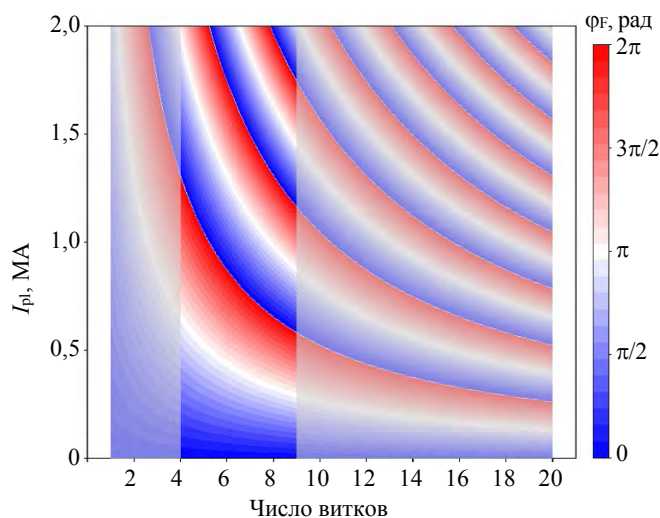


Рис. 3. Зависимость величины угла Фарадея от количества витков оптического волокна внутри вакуумной камеры токамака Т-15МД и величины тока плазмы. Зона с оптимальным числом витков выделена более ярким цветом

В качестве оптически активного световода предлагается использовать оптоволоконно с постоянной Верде $V = 0,6$ рад/МА на длине волны излучения $\lambda = 1550$ нм (оптическое волокно марки SM1500(7.8/125)P), поскольку на этой длине волны достигается наименьшее затухание в оптической линии и обеспечивается высокий уровень сигнала.

В условиях токамака Т-15МД удельный угол Фарадея ($\varphi_F/N = 2VI_{\max}$) не будет превышать 2,4 рад/виток, что соответствует динамическому диапазону 2,4 радиана для $N = 1$ витка и 12 радиан для $N = 5$. Для уменьшения доли шума в полезном сигнале необходимо увеличить диапазон изменения угла Фарадея в эксперименте. Это возможно сделать, увеличивая количество витков оптоволоконного магнитного поля внутри вакуумной камеры (рис. 3). Однако по финансовым соображениям число витков должно быть ограничено сверху.

Ожидается, что наибольшую погрешность в измерениях будет вносить фазометр — его погрешность составляет величину $\delta\varphi_{\max} \sim 3^\circ$ на частоте 500 кГц и слабо зависит от величины измеряемой фазы [24]. При необходимости её можно уменьшить, проведя осреднение выходного сигнала фазометра. Проведена оценка сигнала ОДТ, исполненного в виде $N = 1$ или $N = 5$ витков оптического волокна с постоянной Верде $V = 0,6$ рад/МА, захватывающих только ток плазмы токамака Т-15МД в посчитанном В.М. Леоновым режиме [4]. Результаты моделирования уровня сигнала показаны на рис. 4.

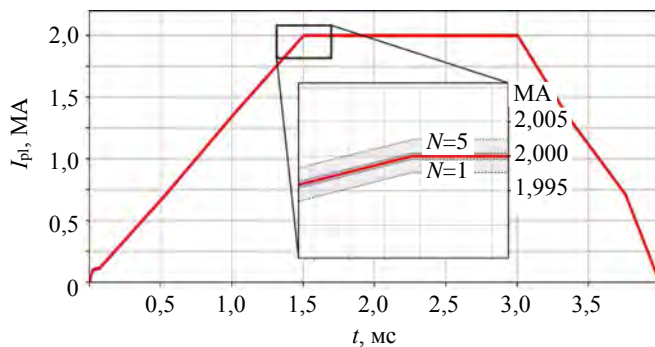


Рис. 4. Модельный сигнал тока плазмы (—) и коридоры ошибок (---), связанные с шумом фазометра, для различного числа витков оптического волокна вокруг вакуумной камеры

Для проведения качественных измерений во время срывов плазмы необходимо, чтобы промежуточная частота была много больше скорости изменения угла Фарадея при изменении тока по плазме. Исходя из данных о величине и длительности «пичков» тока при срыве [25], можно оценить минимальную промежуточную частоту, необходимую для их наблюдения, по следующему соотношению:

$$f_{\text{intm}}^{\min} = \underbrace{10}_{\text{точек на период}} \underbrace{0,1}_{\substack{\text{амплитуда} \\ \text{«пичка»} \\ \Delta\varphi_{\text{«пичка»}}} VNI_{\max}} \underbrace{\frac{1}{\tau}}_{\substack{\text{длительность} \\ \text{«пичка»}}} = \frac{2,4N}{100} \left[\frac{\text{рад}}{\text{мкс}} \right] \approx 3,8N \text{ кГц.} \quad (18)$$

Доступные на рынке АОМ создают промежуточную частоту на порядки больше (например, АОМ (модель SSP-1550-200) даёт сдвиг частоты $\Delta\omega = 200$ МГц для длины волны $\lambda = 1550$ нм). Таким образом, можно с уверенностью говорить, что динамика изменения тока плазмы в срыве будет хорошо промеряема с помощью такой схемы ОДТ.

При проведении предварительной трассировки волоконной линии внутри вакуумной камеры токамака (рис. 5) брались во внимание следующие аспекты:

- минимизация длины используемого волокна;
- недопущение малых радиусов кривизны оптической линии;
- использование конструктивных элементов вакуумной камеры для обеспечения жёсткости конструкции;
- исключение конструктивных элементов вакуумной камеры, по которым могут протекать тороидальные токи, из волоконного контура для того, чтобы они не оказывали влияние на сигнал ОДТ.

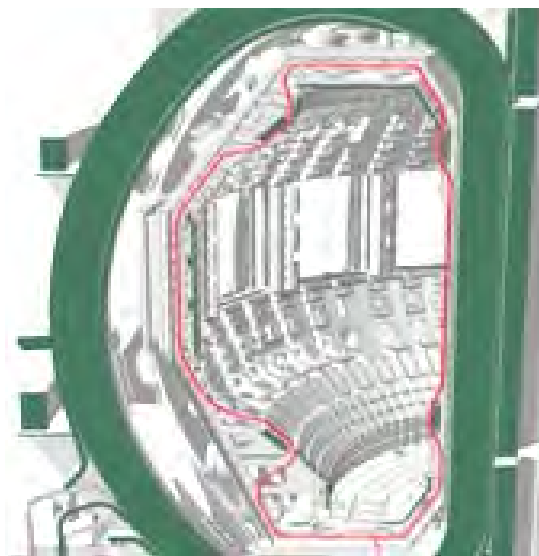


Рис. 5. Предварительная линия трассировки витков ОДТ внутри вакуумной камеры Т-15МД

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптоволоконный датчик тока — прецизионная оптическая диагностика для измерения электрического тока. Он является главным кандидатом к использованию в качестве основного датчика тока плазмы в токамаке-реакторе, поскольку обладает рядом ключевых достоинств по сравнению со своими электромагнитными конкурентами — поясом Роговского и датчиком Холла. Однако различные схемы измерения угла Фарадея, традиционно используемые в ОДТ, всё же обладают некоторыми недостатками, которые можно решить, перейдя подобно интерферометрическим диагностикам к измерению на промежуточной частоте.

Представленная в работе схема работы ОДТ может быть охарактеризована как отражательный интерферометр с измерением фазы круговой поляризации зондирующего излучения на промежуточной частоте. Благодаря отражению от Фарадеевского зеркала (проходу луча в прямом и обратном направлениях) должны компенсироваться невзаимные эффекты, например, наведённое двулучепреломление. Использование круговой поляризации позволяет перейти от измерения угла поворота Фарадея к измерению фазы, которое, в свою очередь, не требует учёта интенсивности сигнала на детекторе и исключает неоднозначность в определении направления изменения угла Фарадея (тока плазмы). Предложенная для токамака Т-15МД двухпроходная схема ОДТ с измерением на промежуточной частоте имеет следующие возможности: измерение в режиме «реального времени» — временное разрешение не хуже 100 мкс (10 кГц) с возможностью введения в систему обратных связей по току плазмы; абсолютная погрешность измерения тока плазмы не более 0,5 кА во всём возможном диапазоне токов.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Donné A.J.H. et al.** Chapter 7: Diagnostics. — Nuclear Fusion (IOP Publishings), 2007, vol. 47, № 6, S337—S384.
2. **Xue M.M. et al.** Upgrade of poloidal field coils current measurement system on Experimental Advanced Superconducting Tokamak. — Fusion Eng. and Des., 2019, vol. 148, p. 111264.
3. **Hodgson E.R.** General radiation problems for insulating materials in future fusion devices. — J. of Nuclear Materials, 1998, vol. 258—263, № Part 1, p. 226—233.
4. **Khvostenko P.P. et al.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — Physics of Atomic Nuclei (Pleiades Publishing, Ltd.), 2020, vol. 83, № 7, p. 1037—1057.
5. Удд Э. Волоконно-оптические датчики. Вводный курс для инженеров и научных работников. — М.: Техносфера, 2008.
6. **Rogers A.J.** Optical technique for measurement of current at high voltage. — Proceedings of the Institution of Electrical Engineers, 1973, vol. 120, № 2, p. 261—267.
7. **Mihailovic P., Petricevic S.** Fiber optic sensors based on the Faraday effect. — Sensors (MDPI), 2021, vol. 21, № 19, p. 6564.
8. **Андреев В.Ф. и др.** 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.
9. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Электродинамика сплошных сред. В 10 т. Т. VIII. — М.: Физматлит, 2001.
10. **Пржиялковский Я.В.** Поляризационные свойства низкокогерентного оптического излучения в волоконных световодах со спиральной структурой осей линейного двулучепреломления. Дис. к.ф.-м.н., 2017. 179 с.
11. **Боев А.И. и др.** Волоконно-оптический датчик тока. Патент RU 2437106 C2. 29. Декабрь 2009 г.
12. **Blake J., Tantaswadi P., de Carvalho R.T.** In-line Sagnac interferometer current sensor. — Transactions on Power Delivery (IEEE), 1996, vol. 11, № 1, p. 116—121.
13. **Chandler G.I., Jahoda F.C.** Current measurements by Faraday rotation in single-mode optical fibers. — Review of Scientific Instruments, 1985, vol. 56, № 5, p. 852—854.
14. **Kozhevnikov N.** Fiber-optic sensor for plasma current diagnostics in tokamaks. — In: Proceedings of SPIE 1584 Fiber Optic and Laser Sensors IX. December 1991, p. 138—144.
15. **Enokihara A., Izutsu M., Sueta T.** Optical fiber sensors using the method of polarization-rotated reflection. — J. of Lightwave Technology (IEEE), 1987, vol. 5, № 11 (November), p. 1584—1590.
16. **Moreau Ph. et al.** Test of fiber optic based current sensors on the Tore Supra tokamak. — Fusion Eng. and Des. (Science Direct), 2011, vol. 86, № 6—8, p. 1222—1226.
17. **Aerssens M., Gusarov A., Brichard B., Massaut V., Mégret P., Wuilpart M.** Faraday effect based optical fiber current sensor for tokamaks. — In: 2nd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (IEEE). June 2011, p. 1—6.
18. **Leysen W. et al.** Plasma current measurement at JET using polarimetry-based fibre optic current sensor. — Fusion Eng. and Des. (Science Direct), 2020, vol. 160, p. 111754.
19. **Wuilpart M. et al.** Polarimetric optical fibre sensing for plasma current measurement in thermonuclear fusion reactors. — In: 22nd International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON) (IEEE). July 2020, p. 1—4.
20. **Xue M.M. et al.** Fiber-optic current sensor for plasma current on experimental advanced superconducting tokamak. — Fusion Eng. and Des. (ScienceDirect), 2019, vol. 140, p. 11—15.
21. **Karabulut D. et al.** Effect of Faraday mirror imperfections in a fiber optic current sensor dedicated to ITER. — Fusion Eng. and Des. (ScienceDirect), 2019, vol. 138, p. 48—52.
22. **Kim S.-M., Dandu P., Gusarov A., Danisi A., Vayakis G., Wuilpart M.** Assessment of the structural vibration effect on plasma current measurement using a fiber optic current sensor in ITER. — Sensors (MDPI), 2023, vol. 23, № 3, p. 1460.
23. **Drozdz A.S., Sergeev D.S.** Design of a phasemeter for real-time measurements of the average plasma density with the microwave interferometer of the tokamak T-15MD. — Review of Scientific Instruments, 2022, vol. 93, p. 063501.

24. **Bragin E.Y. et al.** Comparison of phase extraction methods on the example of the PN-3 microwave interferometer. — *Instruments and Experimental Techniques*, 2024, vol. 67, № 2, p. 274—282.
25. **Стефановский А.М.** Распределение плотности тока при срыве разряда и пилообразных колебаниях в простой модели тока плазмы в токамаке. — *Физика плазмы*, 2011, vol. 37, № 2, p. 115—127.



Георгий Александрович Саранча, аспирант; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия; младший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; МФТИ (НИУ), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия
sarancha.ga@phystech.edu



Алексей Станиславович Дрозд, аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
drozd_as@nrcki.ru



Матвей Сергеевич Кудашев, студент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
motkudashev@gmail.com



Дмитрий Сергеевич Сергеев, старший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
sergeev_ds@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 5 апреля 2024 г.

После доработки 16 июня 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 25—35.

УДК 533.9

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПОДОБИЯ ПРОФИЛЕЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ НА КВАЗИСТАЦИОНАРНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДОВ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2

Г.С. Курскиев¹, П.А. Сдвиженский², Н.С. Жильцов¹, Е.Е. Ткаченко¹, Н.В. Теплова¹, Г.А. Трошин¹,
А.К. Крыжановский¹, А.Б. Кукушкин^{2,3}, А.В. Соколов⁴, В.В. Волошинов⁴

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, С.-Петербург, Россия

²НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

⁴Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН, Москва, Россия

Проведён статистический анализ подобия пространственных профилей температуры T_e и плотности n_e электронов на квазистационарной стадии электрического тока в плазме в 21 разряде в токамаке Глобус-М2. Анализ аналогичен проведённому ранее с данными токамака JET. Показано существование универсальных профилей T_e и n_e в зависимости от нормированного малого радиуса плазменного шнура ρ . Универсальные профили разряда (УПР) получают делением пространственно-временного профиля на его усреднённое по пространству значение в области $\rho \leq \rho_{\max} = 0,5—1$ и последующим усреднением по времени. Универсальные профили установки (УПУ) получают путём дополнительного усреднения по времени всех разрядов. Показано, что во всех рассмотренных разрядах усреднённые по времени $\tilde{\sigma}_{T_e}$, относительные среднеквадратичные отклонения профиля T_e от УПР и УПУ при $\rho_{\max} = 0,8$ на радиусах $\rho = 0,1—0,7$ не превышают 10%, при $\rho = 0,9$ точность снижается. Аналогичные значения усреднённого по пространству $\tilde{\sigma}_{T_e}$ превышают 10% только в одной из 136 временных точек всех рассмотренных разрядов.

Аналогичная картина наблюдается для профилей n_e . Сравнение УПУ для T_e в JET и Глобус-М2 показало некоторое различие профилей, максимальное при небольших ρ . С помощью SvF-метода сбалансированной идентификации найдена точность представления $T_e(\rho, t)$ как произведения двух функций только одной переменной, времени и координаты. Полученные результаты иллюстрируют высокую степень самоорганизации плазмы в токамаках.

Ключевые слова: токамак, статистический анализ, подобие профилей параметров плазмы, мультипликативное представление профилей, технология сбалансированной идентификации.

STATISTICAL ANALYSIS OF SIMILARITY OF PLASMA PARAMETERS PROFILES AT QUASI-STATIONARY STAGE OF DISCHARGES IN GLOBUS-M2 TOKAMAK

G.S. Kurskiev¹, P.A. Sdvizhenskii², N.S. Zhiltsov¹, E.E. Tkachenko¹, N.V. Teplova¹, G.A. Troshin¹,
A.K. Kryzhanovsky¹, A.B. Kukushkin^{2,3}, A.V. Sokolov⁴, V.V. Voloshinov⁴

¹Ioffe Physical Technical Institute, St. Petersburg, Russia

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

³National Research Nuclear University MEPHI, Moscow, Russia

⁴Institute for Information Transmission Problems (Kharkevich Institute), Moscow, Russia

A statistical analysis of the similarity of spatial profiles of temperature T_e and electron density n_e at the quasi-stationary stage of electric current in plasma in 21 discharges in the Globus-M2 tokamak was carried out. The analysis is similar to that carried out earlier with JET tokamak data. The existence of universal profiles of T_e and n_e is shown depending on the normalized minor radius of the plasma column ρ . The discharge universal profiles (DUPs) are obtained by dividing the space-time-dependent profile by the space-averaged value of this parameter in the region $\rho \leq \rho_{\max} = 0.5—1$, and subsequent averaging over time at the quasi-stationary stage of each discharge. The machine universal profiles (MUPs) are obtained by additional averaging over time of all discharges. It is shown that in all considered discharges, the time-averaged $\tilde{\sigma}_{T_e}$, the relative root-mean-square deviations of the T_e profile from the DUP and MUP, for $\rho_{\max} = 0.8$ at radii $\rho = 0.1—0.7$ do not exceed 10%, for $\rho = 0.9$ accuracy decreases. Similar values of spatially averaged $\tilde{\sigma}_{T_e}$ exceed 10% only at one of 136 timepoints of all considered discharges. A similar picture is observed for n_e profiles. A comparison of the MUP for T_e in JET and Globus-M2 showed some difference in profiles, maximum at small ρ . Using the SvF-method of balanced identification, the accuracy of the representation of $T_e(\rho, t)$ as the product of two functions of only one variable, time and coordinate, was found. The results obtained illustrate the high degree of plasma self-organization in tokamaks.

Key words: tokamak, statistical analysis, similarity of plasma parameter profiles, multiplicative representation of profiles, balanced identification technology.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-36-48

ВВЕДЕНИЕ

Проведённый ранее статистический анализ [1] подобию профилей параметров плазмы (температуры T_e , плотности n_e и давления p_e электронов) на квазистационарной стадии тока плазмы (так называемая стадия flat-top — плато полного тороидального электрического тока в плазме) на токамаке JET показал высокую степень самоорганизации плазмы в токамаках и подтвердил на примере данных токамака JET гипотезу [2] (и её проверку в [3—6]) о существовании универсальных профилей параметров плазмы, характеризующих относительную форму пространственных профилей, получаемых путём нормировки профилей на их характерные значения, а именно значения в центре плазменного шнура или средние значения по большей части объёма плазмы. Результаты анализа [1] основаны на базе данных томсоновской диагностики высокого разрешения (high-resolution Thomson scattering, HRTS) с использованием улучшенного описания равновесия плазмы с помощью кода EFIT++ (так называемый код EFTP [7]).

В [1] было показано также, что поведение температуры T_e , в том числе сильные, до 100% по амплитуде, скачки, вызванные включением дополнительного нагрева плазмы на стадии плато тока, может быть приближённо описано с помощью усреднённой по пространственной переменной температуры, если для описания стационарной формы (но не абсолютных значений) пространственного профиля температуры используются найденные в [1] универсальные профили. Таким образом, гипотеза об универсальности нормированных профилей может быть исследована в терминах мультипликативного представления: пространственно-временная зависимость температуры может быть приближённо сведена к произведению функции только времени на функцию только координаты.

Большой интерес представляют проведение аналогичного анализа и проверка гипотезы о мультипликативном представлении по данным других установок. В настоящей работе анализируются данные, полученные в ходе экспериментов на токамаке Глобус-М2. В отличие от JET Глобус-М2 является компактным (большой радиус его вакуумной камеры составляет 0,36 м, в то время как на JET около 3 м) сферическим токамаком [8]. Основные результаты проводимых на установке исследований представлены в [9—12]. Установленная на токамаке Глобус-М2 высокоточная диагностика томсоновского рассеяния [13, 14] позволяет проводить измерения пространственных распределений температуры и плотности электронов плазмы с временным разрешением 15 нс. Недавний анализ [15] профилей T_e и n_e на квазистационарной стадии разряда в Глобус-М2 показал наличие универсальной связи $T_e(\rho) = \text{const } n_e(\rho)^{1,65}$. Это, как и можно было ожидать в силу отличия классического и сферического токамаков, отличается от связи $T_e(\rho) = \text{const } n_e(\rho)^2$, полученной в [6] и подтверждённой в [1] для значительной части плазменного шнура в JET. В настоящей работе мы используем ту же базу данных, что и в [15], таким образом продолжая линии исследований в [1] в дополнение к результатам [15].

При этом для обработки результатов измерений и проверки гипотезы о мультипликативном представлении уместно использовать SvF-технологии сбалансированной идентификации математических моделей [16, 17] (<https://github.com/distcomp/SvF>), в том числе её реализацию в виде приложения «svf-remote» (<https://optmod.distcomp.org/apps/vladimirv/svf-remote>), размещённого на платформе Everest (<https://optmod.distcomp.org>). SvF-технология позволяет осуществлять выбор математических моделей на основе баланса между сложностью и точностью соответствия имеющимся экспериментальным данным.

ОПИСАНИЕ АНАЛИЗИРУЕМЫХ ДАННЫХ

Для статистического анализа подобию профилей температуры T_e и плотности электронов n_e плазмы использовались данные, полученные в ходе экспериментов на токамаке Глобус-М2 [8—12]. Измерения T_e и n_e проводились с помощью высокоточной диагностики томсоновского рассеяния [13, 14].

Анализируемый набор данных содержит информацию о зависимости параметров плазмы T_e и n_e от нормированного малого радиуса ρ плазменного шнура, являющегося меткой магнитной поверхности и определяемого относительно полоидального магнитного потока, и времени t в 33 разрядах с дополни-

тельным нагревом методом нейтральной инжекции. Отметим, что в проведённом анализе выбор радиальной координаты на основе полоидального магнитного потока является достаточным для анализа подобия профилей. Как показал анализ данных в токамаке JET, где также в основной базе данных используется малый радиус на основе полоидального магнитного потока, феномен подобия профилей сохраняется и в случае использования малого радиуса на основе тороидального магнитного потока, но сами профили немного меняются (см. раздел 3.6 в [1]). Количество моментов времени, по которым есть информация, отличается от разряда к разряду: для какого-то разряда данные могут быть только для одного момента времени, а для другого — до десяти.

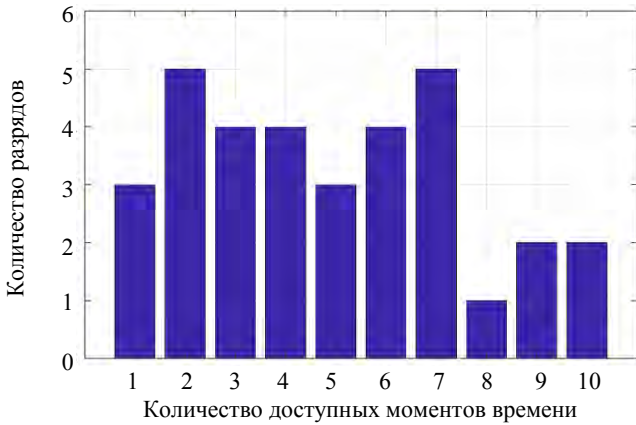


Рис. 1. Распределение разрядов по количеству моментов времени, по которым есть информация в анализируемом наборе данных

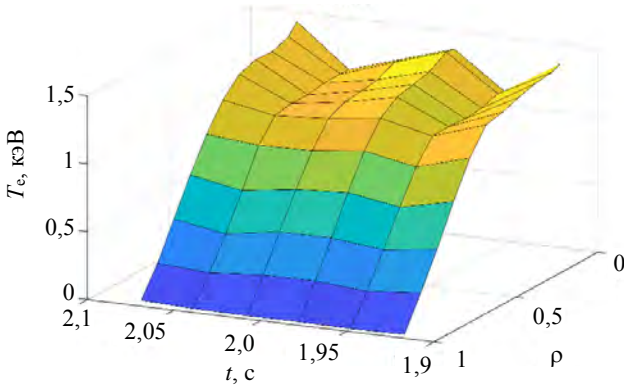


Рис. 2. Зависимость T_e от ρ и t в разряде № 41 629

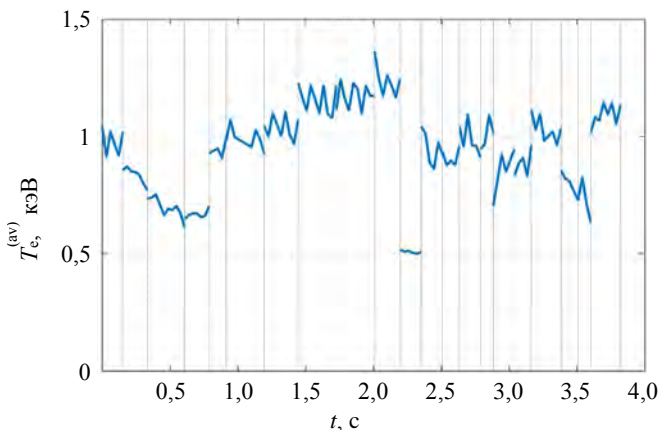


Рис. 3. Зависимость средних по объёму значений $T_e^{(av)}$ (1) от времени, $\rho_{max} = 0,8$. В качестве начала отсчёта времени выбрана первая временная точка первого из рассмотренных разрядов, для которой имеются данные, затем последовательно добавлялись все остальные разряды. Границы разрядов обозначены вертикальными линиями

Количество моментов времени, по которым есть информация, отличается от разряда к разряду: для какого-то разряда данные могут быть только для одного момента времени, а для другого — до десяти. На рис. 1 показано распределение разрядов по количеству моментов времени, для которых доступны данные. Все временные точки соответствуют квазистационарной стадии разряда.

На рис. 1 видно, что в трёх разрядах есть данные только для одного момента времени, в пяти разрядах — для двух моментов времени и т.д. Поскольку дальнейший анализ предполагает применение усреднения по времени, будем рассматривать только те разряды, по которым есть данные для четырёх или больше моментов времени. Таким образом, остаётся 21 разряд с номерами 41 629, 41 644, 41 645, 41 756, 42 089, 42 094, 42 119, 42 121, 42 122, 42 123, 42 155, 42 325, 42 328, 42 341, 42 343, 42 362, 42 364, 42 368, 42 394, 42 404, 42 703.

Сетка по ρ обычно содержит 9 или 10 точек, более-менее равномерно расположенных на интервале $[0, 1]$. Положение точек меняется от разряда к разряду, поэтому для дальнейших расчётов данные были интерполированы на универсальную сетку по ρ от 0,1 до 0,9 с шагом 0,1.

На рис. 2 в качестве примера показана зависимость T_e от ρ и t в одном из разрядов (разряд № 41 629, для этого разряда есть данные для шести точек по времени).

На рис. 3 показана зависимость от времени средних по части объёма значений температуры $T_e^{(av)}$ для тех разрядов, по которым есть данные для четырёх или более точек по времени (21 разряд):

$$T_e^{(av)}(\rho_{max}, t, k) = \frac{2}{\rho_{max}^2} \int_0^{\rho_{max}} T_e(\rho_1, t, k) \rho_1 d\rho_1, \quad (1)$$

где k — номер разряда. На рис. 3 видно, что значения $T_e^{(av)}$ могут отличаться более чем в 2 раза от разряда к разряду.

Ток плазмы I_p в рассматриваемых разрядах имеет значения в пределах 0,26—0,41 МА, торои-

дальнее магнитное поле B_t на оси плазменного шнура — в пределах 0,8—0,9 Тл. Распределения разрядов по максимальным значениям тороидального магнитного поля B_t и полного тока плазмы I_p показаны на рис. 4.

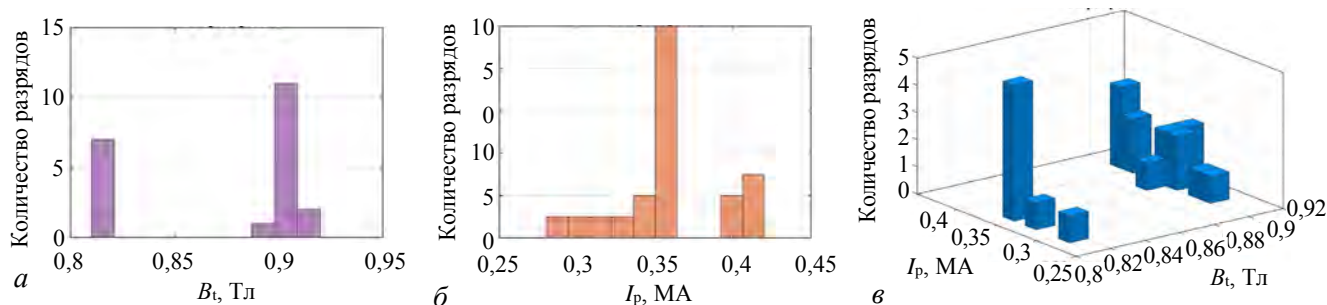


Рис. 4. Распределения разрядов по максимальным значениям тороидального магнитного поля B_t (а), полного тока плазмы I_p (б), совместное распределение по B_t и I_p (в), 21 разряд

ОСНОВНЫЕ ПРИНЦИПЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ПОДОБИЯ ПРОФИЛЕЙ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ

Основной целью статистического анализа подобия профилей параметра плазмы f (например, T_e и n_e) [1] является определение точности утверждения о существовании профилей $\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)$, где k — номер разряда, получаемого путём деления профиля на среднее значение этого параметра в области $\rho \leq \rho_{\max} = 0,5$ —1 и последующего усреднения по времени t . Таким образом, под подобием пространственного профиля некоторого параметра $f(\rho, t)$ подразумевается, что профили, определённые как

$$G_f(\rho, t, \rho_{\max}, k) = f(\rho, t, k) \left[\int_0^{\rho_{\max}} f(\rho_1, t, k) \rho_1 d\rho_1 \right]^{-1}, \quad 0 < \rho < \rho_{\max}, \quad (2)$$

являются слабыми функциями времени. Отметим, что ограничение $\rho < \rho_{\max}$ при вычислении нормировочной константы в (2) не означает ограничения значений ρ (см. далее рис. 5 и 9). Такой выбор обусловлен стремлением уменьшить зависимость нормировочной константы от флуктуаций профилей вблизи границы плазменного шнура.

Чтобы оценить точность этого подобия, необходимо построить проекции этих функций на плоскость $\{\rho, \rho\}$ и найти степень «размытости» этого набора функций относительно «центра тяжести» этого набора, т.е. относительно функции, которую уместно назвать универсальным профилем для данного разряда (УПР):

$$\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k) = \frac{1}{\Delta t(k)} \int_{t_0(k)}^{t_1(k)} G_f(\rho, t, \rho_{\max}, k) dt. \quad (3)$$

Здесь $t_0(k)$ и $t_1(k)$ — соответственно первая и последняя временные точки, для которых есть данные для k -го разряда, $\Delta t(k) = t_1(k) - t_0(k)$. Целесообразно характеризовать меру размытия относительным среднеквадратичным отклонением функций $G_f(\rho, t, \rho_{\max}, k)$ от функции $\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)$:

$$\tilde{\sigma}_f(\rho, \rho_{\max}, k) = \sqrt{\frac{1}{\Delta t(k)} \int_{t_0(k)}^{t_1(k)} \left(\frac{G_f(\rho, t, \rho_{\max}, k)}{\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)} - 1 \right)^2 dt}. \quad (4)$$

Анализ функций $\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)$ (3) позволит исследовать слабость временной зависимости отклонения нормированного профиля (2) от (3) для данного разряда. Анализ близости этих профилей для всех разрядов представляет большой интерес. Для этого можно ввести усреднение этих функций по всем исследованным разрядам:

$$\bar{\bar{G}}_f(\rho, \rho_{\max}) = \frac{1}{k_{\max}} \sum_{k=1}^{k_{\max}} \bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k), \quad (5)$$

и найти относительное среднеквадратичное отклонение функций $\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)$ от функции $\bar{\bar{G}}_f(\rho_{\max}, \rho)$:

$$\tilde{\sigma}_f(\rho, \rho_{\max}) = \sqrt{\frac{1}{k_{\max}} \sum_{k=1}^{k_{\max}} \left(\frac{\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)}{\overline{\overline{G}_f(\rho, \rho_{\max})}} - 1 \right)^2}. \quad (6)$$

Функцию (5) уместно назвать универсальным профилем установки (УПУ). Наличие такого профиля для токамака JET было показано на рис. 3 и 8 в [1] для соответственно электронного давления и температуры.

Формулы (3)—(6) позволяют проанализировать степень универсальности пространственных профилей параметра $f(\rho, t)$ при отслеживании его динамики во времени. Аналогичным образом уместно проследить эволюцию усреднённого по пространству относительного отклонения формы пространственного профиля от универсальной для данного разряда:

$$\tilde{\sigma}_f(t, \rho_{\max}, k) = \sqrt{\frac{1}{\rho_{\max}} \int_0^{\rho_{\max}} \left(\frac{G_f(\rho, t, \rho_{\max}, k)}{\bar{G}_f(\rho, \rho_{\max}, k)} - 1 \right)^2 d\rho}. \quad (7)$$

Статистический анализ по формулам (2)—(7) проводился по данным тех разрядов, для которых есть данные для четырёх и более точек по времени (21 разряд).

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ

В этом разделе представлены результаты статистического анализа по формулам (2)—(7) для температуры электронов.

На рис. 5—7 видно, что значения относительного среднеквадратичного отклонения $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho_{\max}, \rho, k)$ при $\rho_{\max} = 0,8$ на радиусах $\rho = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ не превышают 10% во всех рассмотренных разрядах, при

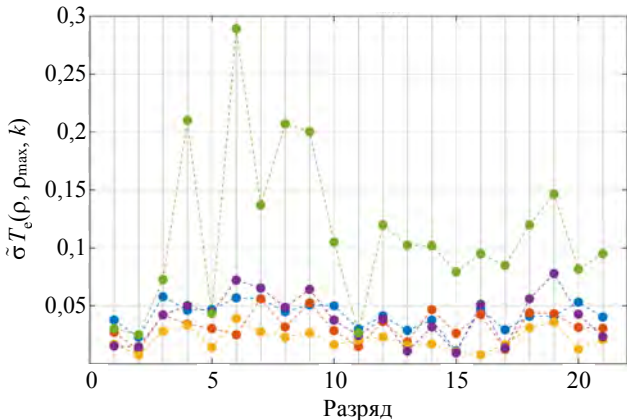


Рис. 5. Значения $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho_{\max}, \rho, k)$ (4) для различных значений ρ при $\rho_{\max} = 0,8$ в различных разрядах: $\rho = 0,1$ (•), $0,3$ (•), $0,5$ (•), $0,7$ (•), $0,9$ (•)

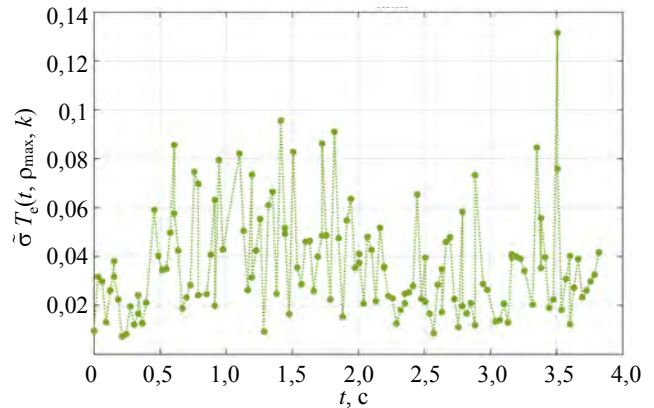


Рис. 6. Зависимость $\tilde{\sigma}_{T_e}(t, \rho_{\max}, k)$ (7) от времени при $\rho_{\max} = 0,8$. Первая временная точка первого из рассмотренных разрядов, для которой имеются данные, была выбрана в качестве начала отсчёта времени, затем последовательно добавлены все остальные разряды

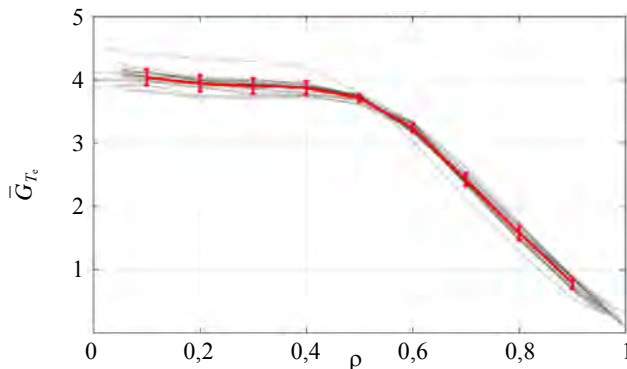


Рис. 7. Зависимость функций $\bar{G}_{T_e}(\rho_{\max}, \rho, k)$ (3) (—) и $\overline{\overline{G}_{T_e}}(\rho_{\max}, \rho)$ (5) от ρ при $\rho_{\max} = 0,8$ для 21 разряда, в качестве погрешности отложено абсолютное стандартное отклонение, соответствующее относительному стандартному отклонению $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho_{\max}, \rho)$ (6)

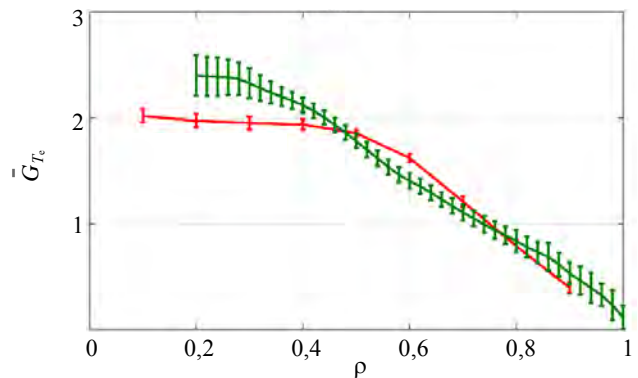


Рис. 8. Сравнение $\bar{G}_{T_e}(\rho, \rho_{\max})$ (5) при $\rho_{\max} = 0,8$ для Глобус-М2 (—) и для JET [1] (—)

$\rho = 0,9$ точность снижается, значения $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ в большинстве разрядов превышают 10%, в четырёх разрядах — 20%. Значения $\tilde{\sigma}_{T_e}(t, \rho_{\max}, k)$ превышают 10% только в одной из 136 временных точек всех рассмотренных разрядов.

Сравнение на рис. 8 УПУ (5) для T_e в JET [1, рис. 8(b)] и Глобус-М2 показывает некоторое различие профилей, максимальное при небольших ρ .

РЕЗУЛЬТАТЫ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ПЛОТНОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

В этом разделе представлены результаты статистического анализа по формулам (2)—(7) для плотности электронов.

На рис. 9—11 видно, что значения относительного среднеквадратичного отклонения $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ при $\rho_{\max} = 0,8$ на радиусах $\rho = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ не превышают 6% во всех рассмотренных разрядах, при $\rho = 0,9$ точность, как и в случае температуры, снижается, однако значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ в большинстве разрядов не превышают 10%. Значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(t, \rho_{\max}, k)$ не превышают 5% на протяжении более чем 90% от суммарного времени всех рассмотренных разрядов.

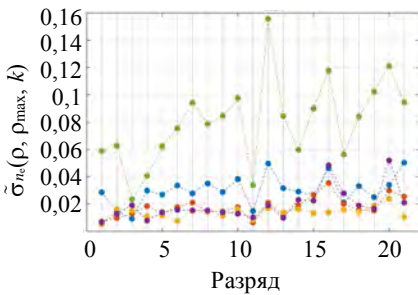


Рис. 9. Значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ (4) для различных значений ρ при $\rho_{\max} = 0,8$ в различных разрядах: $\rho = 0,1$ (•), $0,3$ (•), $0,5$ (•), $0,7$ (•), $0,9$ (•)

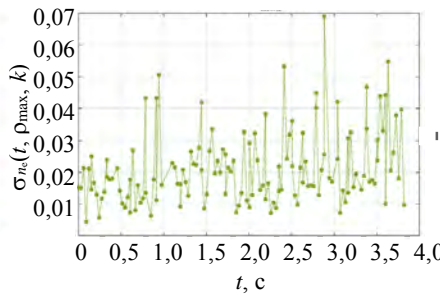


Рис. 10. Зависимость $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ (7) от времени при $\rho_{\max} = 0,8$. Первая временная точка первого из рассмотренных разрядов, для которой имеются данные, была выбрана в качестве начала отсчёта времени, затем последовательно добавлены все остальные разряды

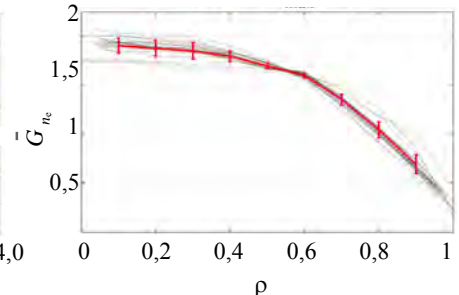


Рис. 11. Зависимость функций $\bar{G}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ (3) (—) и $\bar{G}_{n_e}(\rho, \rho_{\max})$ (5) от ρ при $\rho_{\max} = 0,8$ для 21 разряда. В качестве погрешности отложено абсолютное стандартное отклонение, соответствующее относительному стандартному отклонению $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max})$ (6)

ПРИБЛИЖЕННОЕ ОПИСАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ С ПОМОЩЬЮ УНИВЕРСАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ

Ранее в [1] было показано, что поведение температуры T_e , в частности, сильные, до 100% по амплитуде, скачки, вызванные включением дополнительного нагрева плазмы на стадии плато тока, могут быть описаны скачками усреднённой по пространственной переменной температуры, если для описания стационарной формы (но не абсолютных значений) пространственного профиля температуры используется $\bar{G}_{T_e}(\rho, \rho_{\max}, t)$:

$$T_e^{(uni)}(\rho, t, \rho_{\max}, k) \equiv \bar{G}_{T_e}(\rho, \rho_{\max}, k) \int_0^{\rho_{\max}} T_e(\rho_1, t, k) \rho_1 d\rho_1. \quad (8)$$

На рис. 12 показано сравнение $T_e^{(uni)}$ с исходными данными о T_e на примере разряда № 42 121.

Как видно из определений $T_e^{(uni)}$ (8) и G_f (2), относительное среднеквадратичное отклонение

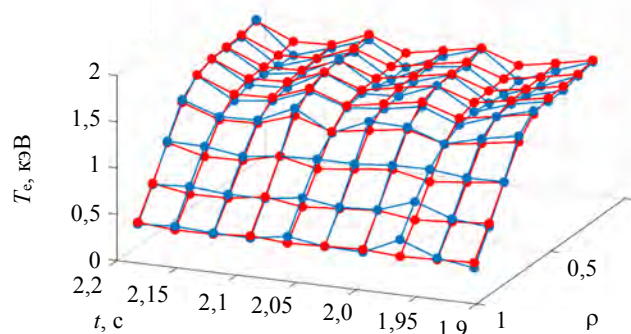


Рис. 12. Сравнение $T_e^{(uni)}$ (8) (□) при $\rho_{\max} = 0,8$ с исходными данными о T_e (□) в разряде № 42 121

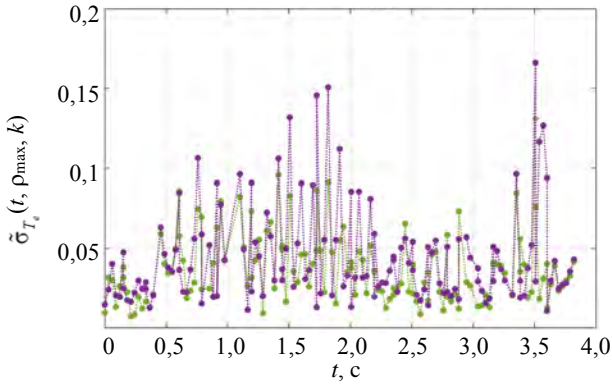


Рис. 13. Сравнение относительного среднеквадратичного отклонения $T_e^{(uni)}$ от исходных данных о температуре $\tilde{\sigma}_f(t, \rho_{max}, k)$ (7), если в определении $T_e^{(uni)}$ (8) использовать \bar{G}_{T_e} (•) или $\overline{\overline{G}}_{T_e}$ (•)

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О МУЛЬТИПЛИКАТИВНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

Представление $T_e(\rho, t)$ в форме (8), рассмотренное в предыдущем разделе, является, по сути, мультипликативным: пространственно-временная зависимость температуры $T_e(\rho, t)$ может быть приближенно сведена к произведению функции только времени t на функцию только координаты ρ . Таким образом, гипотеза об универсальности нормированных профилей может быть исследована в терминах мультипликативного представления

$$T_e(\rho, t) = M_\rho(\rho)M_t(t), \quad M(0,5) = 1, \quad (9)$$

где для функций в правой части размерность и нормировка являются произвольными.

Для оценки точности гипотезы о мультипликативном представлении (9) воспользуемся технологией сбалансированной идентификации SvF (Simplicity vs Fitting) [16, 17] (<https://github.com/distcomp/SvF>), которая позволяет осуществлять выбор математических моделей на основе баланса между сложностью и точностью соответствия имеющимся экспериментальным данным. В основе технологии лежат такие процедуры: 1) создание набора (параметрических) семейств моделей, пригодных для удовлетворительного воспроизведения измерений (например, вариация методов аппроксимации дискретных входных экспериментальных или синтетических данных непрерывными функциями или вариация математических моделей генерации входных данных); 2) формализация понятия сложности модели (для выбранного семейства); 3) процедура перекрёстной проверки для оценки погрешности моделирования измерений; 4) поиск оптимального компромисса между сложностью модели и близостью к измерениям на основе минимизации погрешности моделирования измерений. Технология сбалансированной идентификации SvF позволяет автоматизировать процесс построения математических моделей на основе использования специального программного обеспечения и мощных вычислительных ресурсов (кластеров). Результатом её применения являются выбор математической модели с оптимальным балансом сложности и близости её траектории к экспериментальным данным, оценки надёжности данных и погрешностей моделирования, графические и числовые результаты моделирования исследуемого объекта. При проведении масштабных расчётов уместно использовать реализацию технологии в виде приложения «svf-remote» (<https://optmod.distcomp.org/apps/vladimirv/svf-remote>), размещённого на платформе Everest (<http://everest.distcomp.org/>), а также приложения SSOP (<https://optmod.distcomp.org/apps/vladimirv/solve-set-opt-probs>), позволяющего одновременно решать набор оптимизационных задач на вычислительных ресурсах, подключённых к системе <https://optmod.distcomp.org/>.

Идея проверки гипотезы о мультипликативном представлении (9) состоит в следующем утверждении: при добавлении в модель дополнительного правильного знания (математического утверждения, гипотезы) погрешность моделирования должна уменьшаться (не возрастать). И наоборот, если дополнительная гипотеза не верна, погрешность будет увеличиваться.

Реализуем такую проверку следующим образом: сначала рассчитаем погрешности моделирования (в данном случае — аппроксимации экспериментальных данных непрерывными функциями) данных для

$T_e^{(uni)}$ от исходных данных о температуре совпадает с $\tilde{\sigma}_f(t, \rho_{max}, k)$ (7). Рассчитаем аналогичное отклонение, если в определении $T_e^{(uni)}$ (8) использовать $\bar{G}_{T_e}(\rho, \rho_{max})$ (5) вместо $\bar{G}_{T_e}(\rho, \rho_{max}, k)$ (3). Результаты расчётов показаны на рис. 13.

Как и следовало ожидать, отклонение от УПР (3), т.е. в пределах одного разряда, меньше, чем отклонение от УПУ (5), т.е. в пределах времён всех рассмотренных разрядов, однако это отличие не является значительным.

$T_e(\rho, t)$, а затем погрешности моделирования $T_e(\rho, t)$ с дополнительным условием (9). Под моделированием T_e здесь понимается минимизация критерия идентификации (функционала)

$$F(T_e^{\text{SVF}}, \alpha) = \sum_{i,k} ((T_e)_{i,k} - T_e^{\text{SVF}}(t_i, \rho_k))^2 + \iint \left[\alpha_t^2 \left(\frac{\partial^2 T_e^{\text{SVF}}}{\partial t^2} \right)^2 + 2\alpha_t \alpha_\rho \left(\frac{\partial^2 T_e^{\text{SVF}}}{\partial t \partial \rho} \right)^2 + \alpha_\rho^2 \left(\frac{\partial^2 T_e^{\text{SVF}}}{\partial \rho^2} \right)^2 \right] dt d\rho \rightarrow \min_{T_e^{\text{SVF}}(\cdot)} \quad (10)$$

Первое слагаемое в (10) характеризует близость модели к исходным данным о T_e (среднеквадратичное отклонение), второе слагаемое — сложность модели как кривизну функции $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$, интегралы квадратов вторых производных, взвешенных с весами $\alpha_\rho > 0$ и $\alpha_t > 0$. Выбор оптимальных весов α проводится путём минимизации оценки погрешности решения, полученной на основе процедуры перекрёстного оценивания (cross-validation).

Результаты применения метода SvF на примере разрядов № 42 121 и № 42 328 показаны на рис. 14—17.

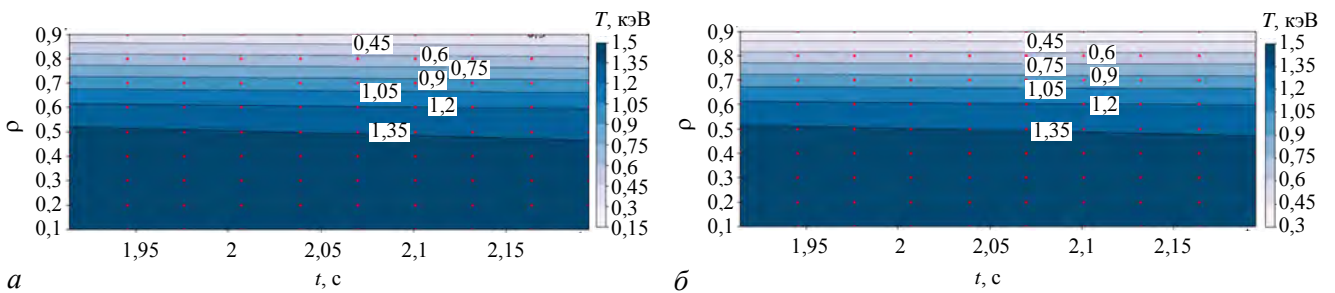


Рис. 14. Вид $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ в разряде № 42 121: выполнялось моделирование только $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ (а), выполнялось моделирование $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ с дополнительным требованием мультипликативного представления (9) (б)

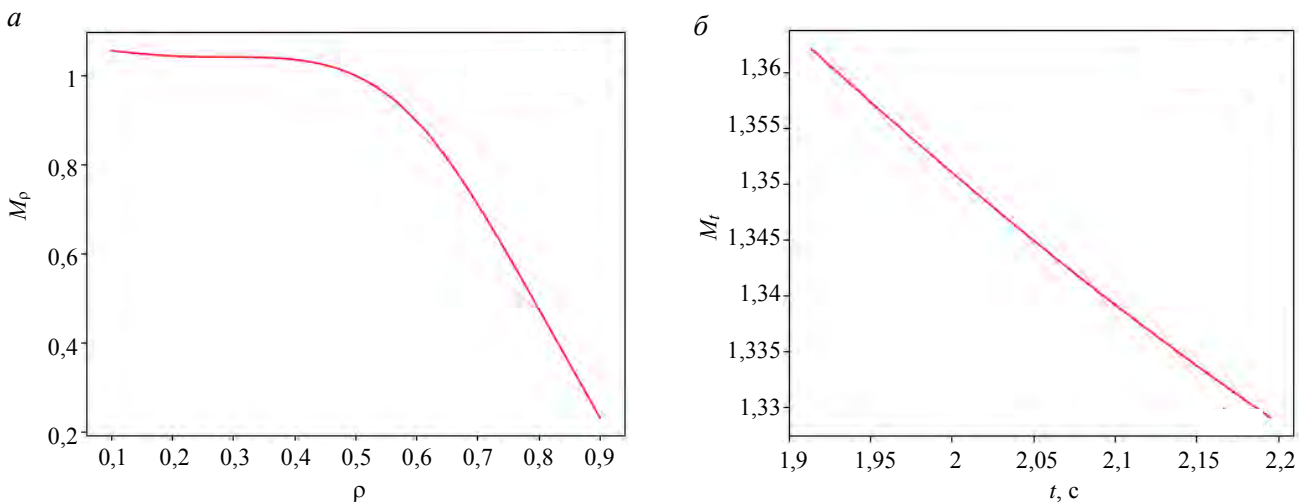


Рис. 15. Компоненты мультипликативного представления (9) для разряда № 42 121: $M_\rho(\rho)$ (а); $M_t(t)$ (б)

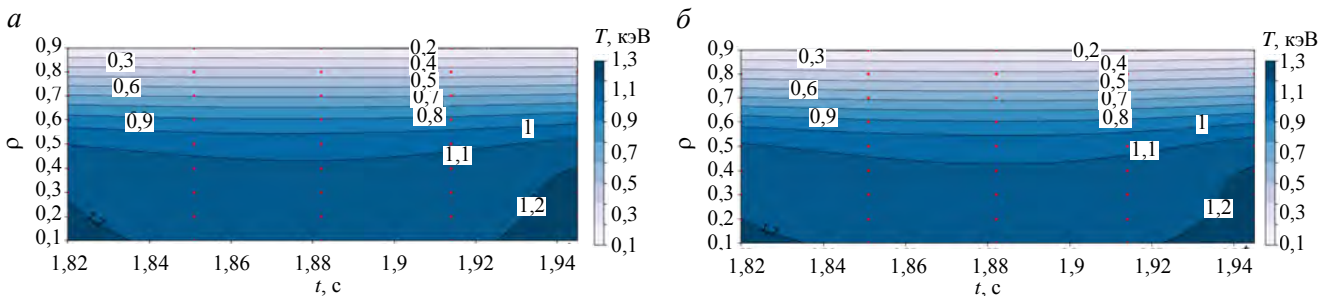


Рис. 16. Вид $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ в разряде № 42 328: выполнялось моделирование только $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ (а); выполнялось моделирование $T_e^{\text{SVF}}(t, \rho)$ с дополнительным требованием мультипликативного представления (9) (б)

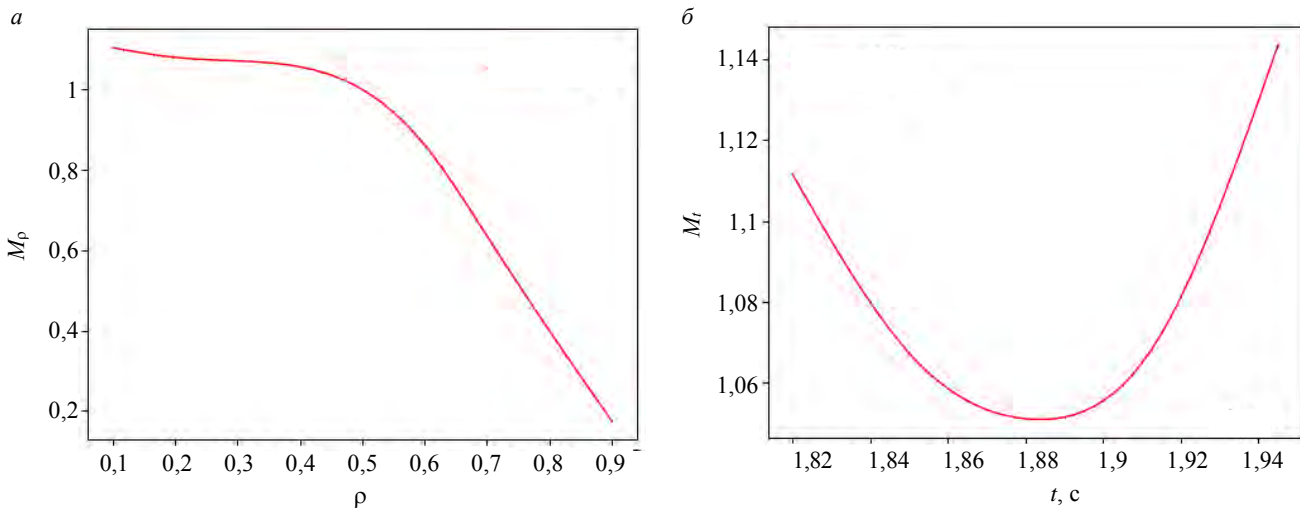


Рис. 17. Компоненты мультипликативного представления (9) для разряда № 42 328: $M_\rho(\rho)$ (а); $M_t(t)$ (б)

В табл. 1 приведены погрешности моделирования T_e в разрядах № 42 121 и № 42 328.

Т а б л и ц а 1. Погрешности моделирования T_e

Разряд	Показатель	Обычная модель, %	Мультипликативная модель, %
№ 42 121	σ_{cv}	26,86	27,23
	rmsd	21,98	21,77
№ 42 328	σ_{cv}	22,07	21,89
	rmsd	7,56	7,25

Примечание: rmsd — стандартное отклонение модели от исходных данных в процентах от исходной дисперсии; σ_{cv} — средне-квадратичная ошибка перекрёстной проверки в процентах от исходной дисперсии (погрешность моделирования данных).

Из табл. 1 видно, что при добавлении условия мультипликативности (9) погрешность σ_{cv} моделирования температуры и отклонение от исходных данных остаются практически такими же. Это позволяет сделать вывод, что гипотеза о мультипликативном представлении (9) является приемлемой.

Далее приведём результаты аналогичного анализа всех разрядов. Здесь рассмотрены три случая, включая два рассмотренных случая для двух разрядов и случай моделирования с дополнительным условием в виде аддитивного представления

$$T_e(\rho, t) = A_\rho(\rho) + A_t(t), \quad (11)$$

актуальность которого кратко обсуждена в конце этого раздела.

Отметим существенное изменение размерности при переходе от задачи моделирования без дополнительных условий (рис. 18, 443×50 неизвестных) к задачам моделирования с дополнительным условием — гипотезе

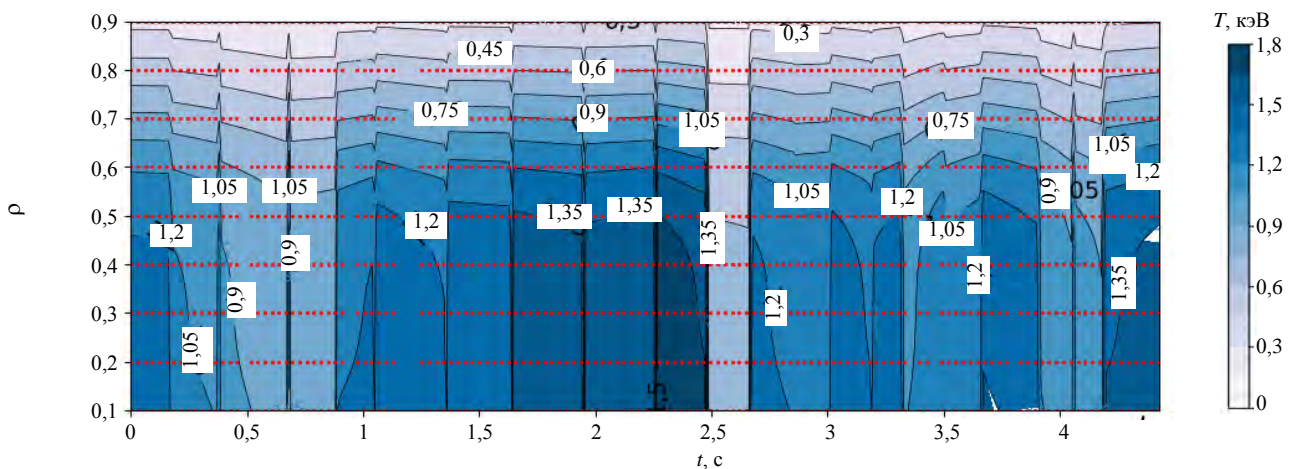


Рис. 18. Линии уровня функции $T_e^{SVF}(\rho, t)$ и результаты измерений (•••) для всех рассмотренных разрядов на единой последовательной шкале времени. Выполнялось только моделирование $T_e^{SVF}(\rho, t)$ без дополнительных условий. Размерность задачи 443×50 неизвестных

зой мультипликативности (9) (рис. 19, 20) или аддитивности (11) (рис. 21, 22) (в обоих случаях 443 + 50 неизвестных), в которых множество допустимых решений уменьшилось кардинально. Если при этом мы не пренебрегли чем-то существенным, то погрешности не должны сильно возрасти (табл. 2).

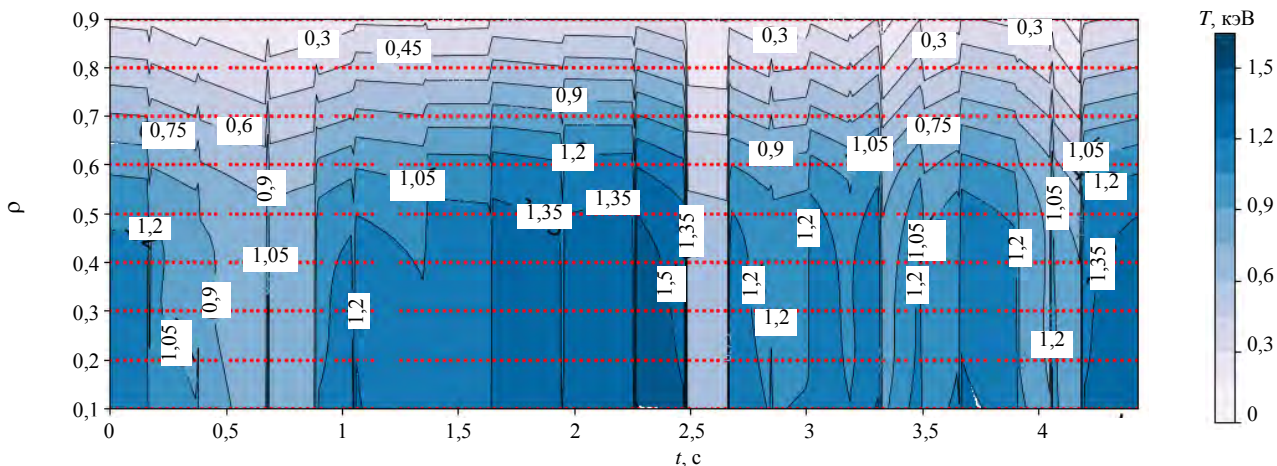


Рис. 19. Линии уровня функции $T_e^{SVF}(\rho, t)$ и результаты измерений (•••) для всех рассмотренных разрядов на единой последовательной шкале времени. Выполнялось моделирование $T_e^{SVF}(\rho, t)$ с дополнительным условием (9) (гипотеза мультипликативности). Размерность задачи 443 + 50 неизвестных

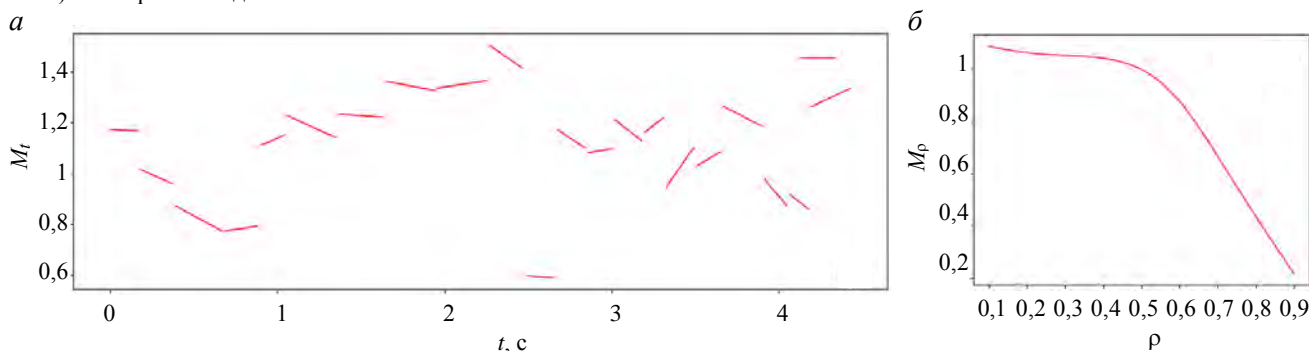


Рис. 20. Компоненты мультипликативного представления (9), соответствующие результатам на рис. 19, для всех рассмотренных разрядов на единой последовательной шкале времени: $M_t(t)$ (а); $M_\rho(\rho)$ (б)

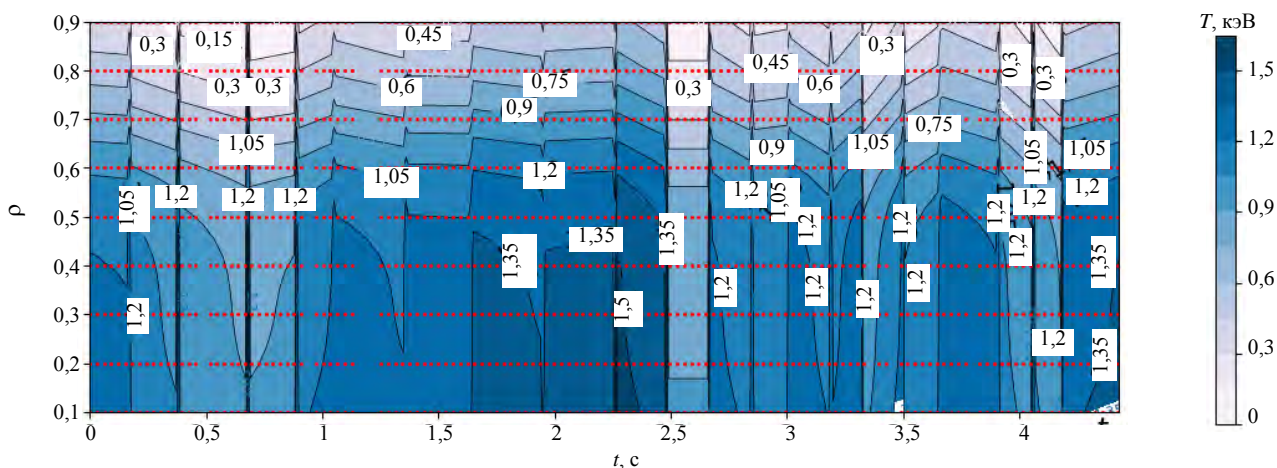


Рис. 21. Линии уровня функции $T_e^{SVF}(\rho, t)$ и результаты измерений (•••) для всех рассмотренных разрядов на единой последовательной шкале времени. Выполнялось моделирование $T_e^{SVF}(\rho, t)$ с дополнительным условием (11) (гипотеза аддитивности). Размерность задачи 443+50 неизвестных

При добавлении условия мультипликативности погрешность кроссвалидации σ_{CV} уменьшилась, среднеквадратичное отклонение $rmsd$ возросло. Гипотеза представляется приемлемой. Дополнительное условие существенно сократило множество допустимых решений, были отброшены лишние, несущественные части.

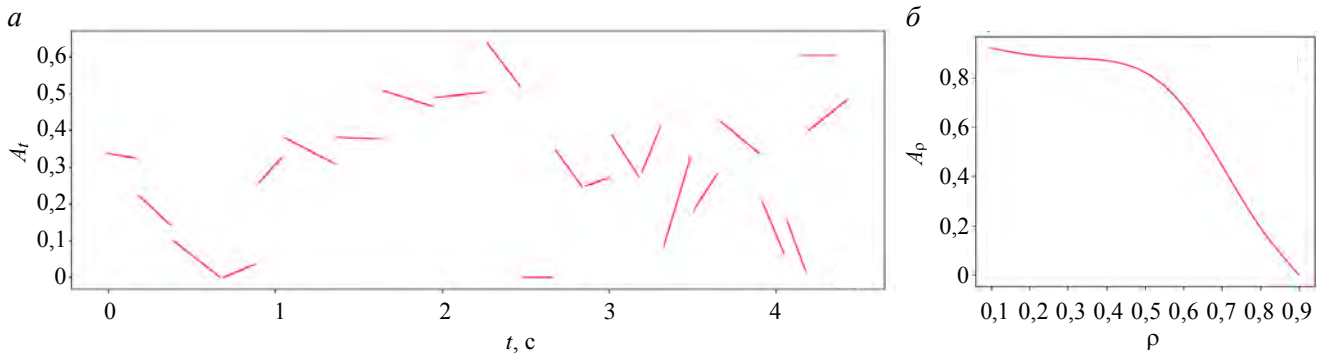


Рис. 22. Компоненты аддитивного представления (11), соответствующие результатам на рис. 21, для всех рассмотренных разрядов на единой последовательной шкале времени: $A_t(t)$ (а); $A_\rho(\rho)$ (б)

Т а б л и ц а 2. Погрешности моделирования T_e по данным многих разрядов

Модель	$\sigma_{CV}, \%$	rmsd, %
$T(t, \rho)$	27,35	17,00
$T = M_t(t) \times M_\rho(\rho)$	24,42	18,56
$T = A_t(t) + A_\rho(\rho)$	31,81	25,15

При переходе к случаю гипотезы аддитивности погрешности ощутимо возрастают. Множество допустимых решений в меньшей степени соответствует решению задачи, гипотеза аддитивности представляется ощутимо менее приемлемой.

Отметим, что гипотеза аддитивности близка к такой физической модели, когда в результате L—H-перехода происходит в подавляющей части плазменного шнура, вплоть до внешнего транспортного барьера, поднятие профиля давления на постоянную по ρ величину [4, рис. 1]. Видно, что такая модель является вполне рациональной, но всё же в рассматриваемых нами экспериментах менее вероятной по сравнению с сохранением профиля в режиме мультипликативности, а не аддитивности.

ВЫВОДЫ

Проведён статистический анализ подобию профилей температуры и плотности электронов плазмы по данным о пространственно-временных распределениях этих параметров, полученным с помощью высокоточной диагностики томсоновского рассеяния в ходе экспериментов на токамаке Глобус-М2. Проведённый анализ показал высокую степень универсальности полученных нормированных профилей. В случае температуры электронов значения относительного среднеквадратичного отклонения $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ при $\rho_{\max} = 0,8$ на радиусах $\rho = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ не превышают 10% во всех рассмотренных разрядах, при $\rho = 0,9$ точность снижается, значения $\tilde{\sigma}_{T_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ в большинстве разрядов превышают 10%, в четырёх разрядах — 20%. Значения $\tilde{\sigma}_{T_e}(t, \rho_{\max}, k)$ превышают 10% только в одной из 136 временных точек всех рассмотренных разрядов. В случае плотности электронов значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ при $\rho_{\max} = 0,8$ на радиусах $\rho = 0,1, 0,3, 0,5, 0,7$ не превышают 6% во всех рассмотренных разрядах, при $\rho = 0,9$ точность, как и в случае температуры, снижается, однако значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(\rho, \rho_{\max}, k)$ в большинстве разрядов не превышают 10%. Значения $\tilde{\sigma}_{n_e}(t, \rho_{\max}, k)$ не превышают 5% на протяжении более чем 90% от суммарного времени всех рассмотренных разрядов.

Отметим, что в случае экспериментов с интенсивным пространственно-локализованным электронным циклотронным нагревом в токамаках наблюдается эффект деформации формы профилей температуры и плотности (density pump-out) при сохранении профиля давления [4]. В рассмотренных нами экспериментах на токамаках JET и Глобус-М2 нет такой локализации нагрева, хотя по теоретическим предсказаниям пространственные профили плотности мощности нагрева весьма неоднородны (нейтральная инжекция, ионный циклотронный и небольшой нижегибридный нагрев в JET, а также

нейтральная инжекция в Глобус-М2). В этом случае оба профиля — электронной температуры и плотности — сохраняют свою форму (более подробный анализ подобия и сохранения формы профилей температуры и плотности электронов проведён в [1]).

С помощью SvF-технологии сбалансированной идентификации выполнена проверка гипотезы о мультипликативном представлении температуры электронов. Показано, что при добавлении условия мультипликативности к процедуре представления дискретного набора экспериментальных данных гладкими функциями погрешность такого представления (моделирования) температуры электронов не возрастает или возрастает незначительно. Это позволяет сделать вывод, что гипотеза о мультипликативном представлении для температуры является приемлемой.

Полученные результаты иллюстрируют высокую степень самоорганизации плазмы в токамаках.

В работе использованы экспериментальные данные, полученные на УНУ «Сферический токамак Глобус-М», входящей в состав ФЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Эксперименты по нагреву плазмы токамака Глобус-М2 с помощью нейтральной инжекции выполнены в рамках проекта FFUG-2021-0001. Измерение пространственных распределений температуры и концентрации электронов плазмы токамака Глобус-М2, а также обработка результатов эксперимента выполнены в рамках проекта FFUG-2024-0028.

Теоретическая часть работы выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» (принципы статистического анализа) и при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-11-00317 (<https://rscf.ru/project/22-11-00317/>) (расчёты по технологии SvF). Часть результатов получена с использованием услуг Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт». Авторы признательны В.С. Неверову за плодотворное сотрудничество в работе [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kukushkin A.B., Sdvizhenskii P.A., Flanagan J., Kos D., Neverov V.S., Szepesi G., Taylor D.M.A., JET Contributors.** Statistical analysis of similarity of plasma parameters profiles at quasi-stationary stage of discharge in JET tokamak. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2023, vol. 65, № 7, p. 075009; <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6587/acd71e>.
2. **Coppi B.** — *Comments Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1980, vol. 5, p. 261—70.
3. **Esipchuk Y.V., Razumova K.A.** Investigation of plasma confinement on Soviet tokamaks. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1986, vol. 28, № 9A, p. 1253; <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/28/9A/005/meta>.
4. **Razumova K.A. et al.** The main features of self-consistent pressure profile formation. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2008, vol. 50, № 10, p. 105004; <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0741-3335/50/10/105004/meta>.
5. **Dnestrovskij Y.N., Dnestrovskij A.Y., Lysenko S.E.** Self-organization of plasma in tokamaks. — *Plasma Physics Reports*, 2005, vol. 31, p. 529—553; <https://link.springer.com/article/10.1134/1.1992581>.
6. **Dnestrovskij Y.N.** Self-Organization of Hot Plasmas: the Canonical Profile Transport Model. — Springer, 2014.
7. **Szepesi G. et al.** — In: 47th EPS Conference on Plasma Physics, P3.1037, 2021.
8. **Minaev V.B. et al.** Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, № 6, p. 066047.
9. **Petrov Y.V. et al.** Overview of Globus-M2 spherical tokamak results at the enhanced values of magnetic field and plasma current. — *Ibid.*, 2022, vol. 62, № 4, p. 042009.
10. **Kurskiev G.S. et al.** Tenfold increase in the fusion triple product caused by doubling of toroidal magnetic field in the spherical tokamak Globus-M2. — *Ibid.*, 2021, vol. 61, № 6, p. 064001.
11. **Kurskiev G.S. et al.** Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field reaching 0.8 T. — *Ibid.*, 2021, vol. 62, № 1, p. 016011.
12. **Bakharev N.N. et al.** TAE-induced fast ion losses and transport at the Globus-M/M2 spherical tokamaks. — *Physics of Plasmas*, 2023, vol. 30, № 7, p. 072507.
13. **Курскиев Г.С. и др.** Измерение температуры электронов плазмы токамака Глобус-М2 методом мультлазерного томсоновского рассеяния. — *Письма в ЖТФ*, 2021, т. 47, № 24, с. 41—45.
14. **Zhiltsov N.S. et al.** <https://arxiv.org/abs/2311.18723>; arXiv:2311.18723 [physics.plasm-ph]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2311.18723>.
15. **Курскиев Г.С., Яньков В.В. и др.** — *Письма в ЖЭТФ*, 2024, т. 119, с. 34.
16. **Sokolov A.V., Voloshinov V.V.** Model selection by balanced identification: the interplay of optimization and distributed computing. — *Open Computer Science*, 2020, vol. 10, № 1, p. 283—295; <https://doi.org/10.1515/comp-2020-0116>.
17. **Sokolov A.V., Voloshinov V.V.** Choice of mathematical model: balance between complexity and proximity to measurements. — *International J. of Open Information Technologies*, 2018, vol. 6, № 9, p. 33—41; <http://www.injoit.ru/index.php/j1/article/view/612>.



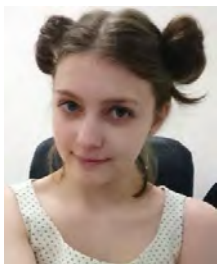
Глеб Сергеевич Курский, с.н.с., к.ф.-м.н.; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия
gleb.kurskiy@gmail.com



Петр Александрович Сдвиженский, в.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sdvizhenskii_PA@nrcki.ru



Никита Сергеевич Жильцов, н.с.; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия
nikita.zh@mail.ioffe.ru



Екатерина Евгеньевна Ткаченко, м.н.с.; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Наталья Витальевна Теплова, с.н.с., к.ф.-м.н.; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Григорий Александрович Трошин, м.н.с.; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



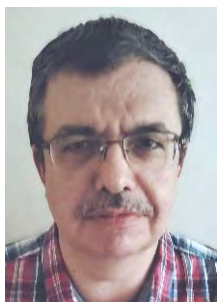
Александр Константинович Крыжановский, программист; ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



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



Александр Витальевич Соколов, в.н.с., к.ф.-м.н.; Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН, 127994 Москва, Б. Каретный пер. 19, Россия
alexander.v.sokolov@gmail.com



Владимир Владимирович Волошинов, в.н.с., к.ф.-м.н., заведующий лабораторией; Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН, 127994 Москва, Б. Каретный пер. 19, Россия
vladimir.voloshinov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

После доработки 4 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 36—48.

УДК 519.718

ОЦЕНКА ОБЛАСТИ УПРАВЛЯЕМОСТИ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ С КАТУШКОЙ HFC

П.С. Корнев¹, А.Е. Коньков¹, Б.Ж. Чектыбаев², С.В. Котов², Д.Б. Зарва³

¹*Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия*

²*Филиал Института атомной энергии РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

³*РГП НЯЦ РК, Курчатов, Казахстан*

В современных токамаках создаётся плазма с вытянутым по вертикали сечением, но такая конфигурация неустойчива по вертикальному положению плазмы, и для функционирования таких токамаков необходимы системы управления вертикальным положением плазмы. Важным параметром, характеризующим возможности по управлению вертикальным положением плазмы, является область управляемости. В данной статье производится оценка области управляемости плазмы токамака КТМ катушкой HFC с учётом ограничений в источнике питания. Для нахождения этой оценки было восстановлено равновесие плазмы по экспериментальным сигналам токамака, и по восстановленным равновесиям была построена модель движения плазмы, после чего было проведено моделирование системы управления током в HFC, запитанной от инвертора напряжения в режиме широтно-импульсной модуляции (ШИМ). Рассчитанная нижняя оценка области управляемости плазмы составила 23 см, что достаточно велико для токамака с малым радиусом плазмы 45 см, и показывает возможность создания эффективной системы управления положением плазмы с управляющей катушкой HFC в токамаке КТМ.

Ключевые слова: токамак, инвертор напряжения, область управляемости, управление положением плазмы, восстановление равновесия, линейная модель плазмы.

ESTIMATION OF PLASMA VERTICAL POSITION CONTROLLABILITY REGION IN KTM TOKAMAK WITH THE HFC COIL

P.S. Korenev¹, A.E. Konkov¹, B.Zh. Chektybayev², S.V. Kotov², D.B. Zarva³

¹*V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS, Moscow, Russia*

²*Institute of Atomic Energy Branch of National Nuclear Center of RK, Kurchatov, Kazakhstan*

³*National Nuclear Center of RK, Kurchatov, Kazakhstan*

In modern tokamaks, plasma with a vertically elongated cross-section is created. However, the vertical position of the plasma in such a configuration is unstable, necessitating control systems to stabilize the plasma position. An important parameter characterizing the ability of a tokamak's poloidal field coil system to control the vertical position of the plasma is the size of the controllability region. This article estimates the controllability region size of the KTM tokamak plasma with the HFC as the control coil, taking into account the power supply constraints. To estimate this region, plasma equilibria were reconstructed from magnetic diagnostic experimental signals, and plasma motion models were constructed based on these equilibria. Subsequently, current control system simulations were conducted for the HFC coil powered by a PWM inverter. The calculated lower estimate of the plasma controllability region is 23 cm, which is sufficiently large for a tokamak with a minor radius of 45 cm, demonstrating the feasibility of an effective plasma position control system using the HFC coil in the KTM tokamak.

Key words: tokamak, voltage inverter, controllability region, plasma position control, equilibrium reconstruction, linear plasma model.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-49-59

ВВЕДЕНИЕ

Современные D-образные токамаки с вытянутым по вертикали поперечным сечением плазмы [1] обеспечивают повышенное давление плазмы при том же тороидальном магнитном поле по сравнению с первым поколением токамаков с круглым поперечным сечением. При максимальном использовании объёма токамака, т.е. при приближении границы плазмы к первой стенке, удаётся получить плазму с наилучшими параметрами. Однако вытянутое по вертикали сечение плазмы приводит к неустойчивости положения плазмы в вертикальном направлении и в связи с этим к повышенной опасности соприкосновения плазмы с элементами конструкции установки, что может привести к их разрушению. Поэтому для плазмы в современном токамаке требуются стабилизация неустойчивого вертикального положения и управление её формой [2, 3]. Такая плазма может существовать только в системе с обратной связью, обеспечивающей внутреннюю устойчивость замкнутого контура управления [4].

Одной из задач системы управления вертикальным положением плазмы с обратной связью в D-образном токамаке является подавление вертикальной неустойчивости плазмы. При этом система управления с обратной связью способна подавлять резкие возмущения вертикального положения плазмы, вызванные разными причинами: неустойчивостями плазмы с временем развития меньшим, чем время реакции системы управления; транспортными запаздываниями в контуре управления; ошибками управления.

Поскольку источники питания могут обеспечить ограниченные величины напряжения и тока в управляющих катушках токамака, система управления может управлять положением плазмы только в ограниченной области. Эту область называют областью управляемости плазмы по вертикали [5]. Считается, что для нормального функционирования токамака необходим размер области управляемости не менее 10% от малого радиуса плазмы [6].

При проектировании современных токамаков не всегда обеспечивается достаточный размер области управляемости плазмы. По этой причине порой возникает необходимость коррекции полоидальных систем либо посредством переноса некоторых обмоток [2], либо посредством добавления новых обмоток [7, 8].

В КТМ все обмотки полоидального поля расположены внутри обмоток тороидального поля (ТФ, рис. 1) [9] по аналогии с такими токамаками, как ДП-D, NSTX (США), TCV (Швейцария), JT-60U (Япония).

В настоящее время катушка НФС не применяется для управления вертикальным положением плазмы на токамаке КТМ, но будет использована в ближайшее время после ввода в эксплуатацию её источника питания и системы управления током. Данная работа посвящена анализу возможностей полоидальной системы КТМ по управлению вертикальным положением плазмы при введении в строй катушки НФС. В ходе анализа были выполнены следующие задачи:

— по экспериментальным данным КТМ восстановлено равновесие плазмы;
 — по восстановленному равновесию плазмы построена линейная модель движения плазмы;
 — проведена оценка области управляемости вертикальным положением плазмы.

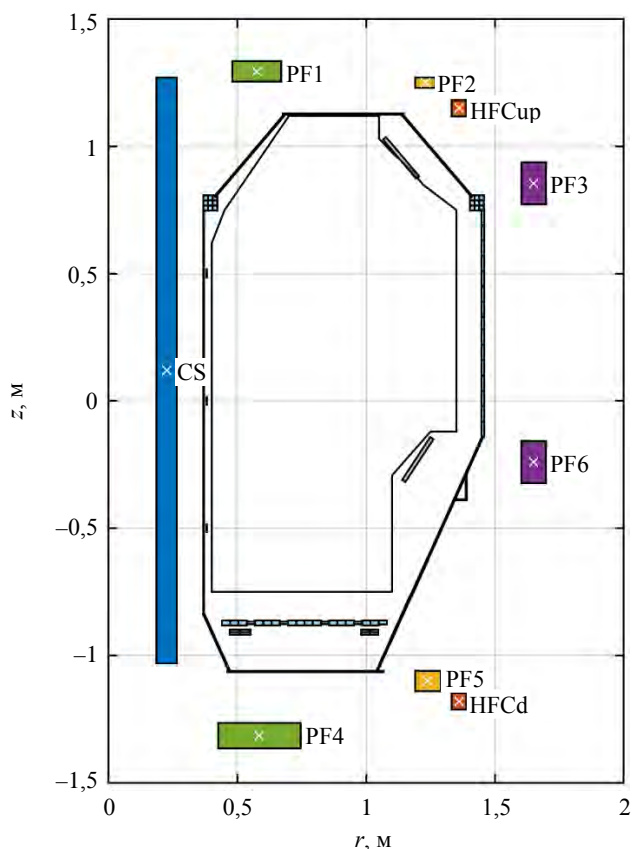


Рис. 1. Сечение токамака КТМ [9]

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Для восстановления равновесия и получения линейных моделей плазмы КТМ использовались следующие данные:

- координаты, число витков и сопротивление катушек токамака КТМ;
- координаты и сопротивления элементов вакуумной камеры КТМ;
- координаты 12 датчиков напряжения на обходе (ДНО), измеряющих магнитный полоидальный поток, и 36 датчиков формы магнитной поверхности (ДФМП), измеряющих нормальную и тангенциальную компоненты магнитного поля.

При проведении анализа использовались экспериментальные сигналы ДНО, ДФМП и измеренные поясами Роговского тока в катушках, плазме, диверторном столе и обмотках пассивной стабилизации для разрядов № 5121 и 5126. Разряд № 5121 основан на сценарии с лимитерной конфигурацией плазмы вытянутостью $k = 1,4$ и током 500 кА, разряд № 5126 основан на сценарии с вытянутостью $k = 1,6$, током

500 кА и диверторной конфигурацией. Плазма в разряде № 5126 срывается при приближении к заданной вытянутости, но в нём имело место формирование конфигурации, близкой к диверторной.

В качестве источника питания катушки НФС на токамаке КТМ будет использован инвертор напряжения в режиме ШИМ с тремя уровнями напряжения $[-1, 0, 1]$ кВ, мощностью 2 МВт и частотой 1 кГц.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСИЯ ПЛАЗМЫ

Экспериментальные данные разрядов КТМ были использованы для восстановления равновесия плазмы. Восстановление равновесия осуществлялось посредством алгоритма FCDI-IT [10]. Алгоритм FCDI-IT работает итерационно. На каждой итерации плотность тока плазмы J аппроксимировалась полиномами от полоидального магнитного потока ψ предыдущей итерации:

$$J_{n+1} = rp'(\psi_n) + \frac{1}{\mu_0 r} F'(\psi_n) F(\psi_n);$$

$$p'(\psi_n) = \sum_k c_k^p (\psi_n)^k;$$

$$F'(\psi_n) F(\psi_n) = \sum_k c_k^F (\psi_n)^k.$$

Коэффициенты полиномов c^p и c^F , а также протекающие в камере токи I_{VV} , находятся минимизацией квадратичного функционала ошибок:

$$\chi^2(c^p, c^F, I_{VV}) = \|W_{XY}(X - Y(c^p, c^F, I_{VV}))\|^2 + \|W_{VV}(I_{VV} - \tilde{I}_{VV})\|^2.$$

Здесь X — вектор показаний диагностики токамака, включающий значения потоков, измеренные ДНО, магнитные поля от ДФМП, токи плазмы, диверторного стола и обмоток пассивной стабилизации, измеренные поясами Роговского; Y — вектор восстановленных значений потоков полей и токов; W_{XY} и W_{VV} — диагональные матрицы весовых коэффициентов; \tilde{I}_{VV} — оценка наведённых токов, рассчитанная из измеренных токов катушек I_{PF} и плазмы I_p :

$$L_{VV} \frac{d}{dt} \tilde{I}_{VV} + M_{VVPF} \frac{d}{dt} I_{PF} + M_{VVP} \frac{d}{dt} I_p + R_{VV} \tilde{I}_{VV} = 0.$$

Матрицы индуктивностей L_{VV} , M_{VVPF} , M_{VVP} и диагональная матрица сопротивлений элементов камеры R_{VV} рассчитаны по исходным данным.

На рис. 2 показаны восстановленные равновесия плазмы в разрядах № 5121 и 5126 с током плазмы 500 кА. Для разряда № 5121 восстановленная плазма находится в лимитерной фазе и обладает вытянутостью 1,4, в конце разряда № 5126 восстановленная плазма находится в диверторной фазе и

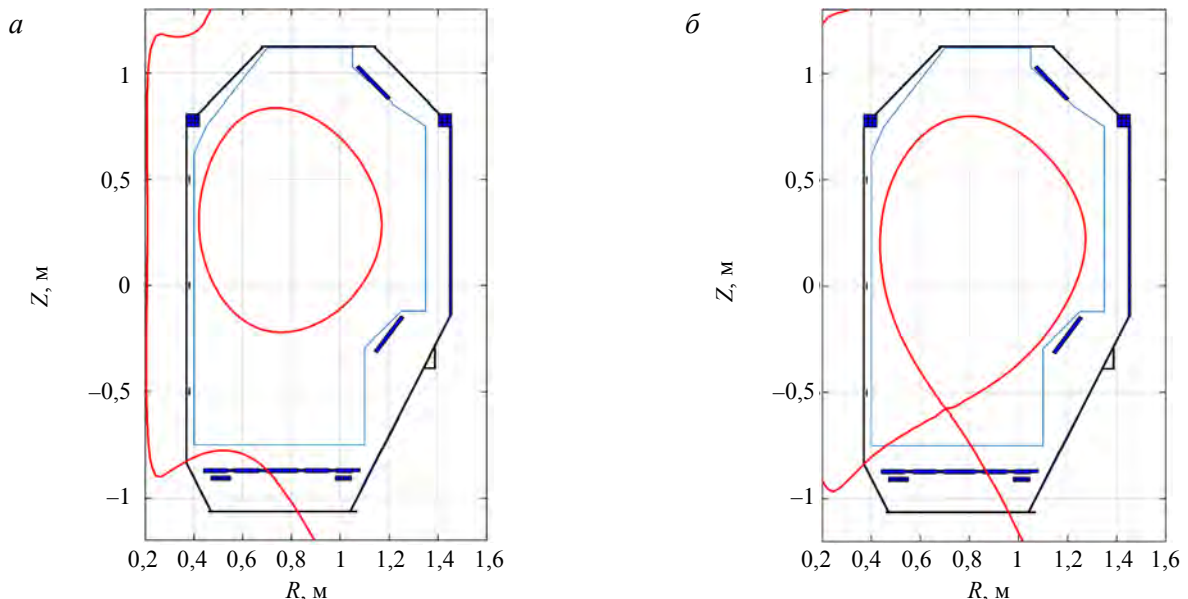


Рис. 2. Восстановленные равновесия плазмы: а — разряд № 5121, момент времени 3,475 с, вытянутость 1,41, лимитерная фаза; б — разряд № 5126, момент времени 2,5 с, вытянутость 1,64, диверторная фаза

имеет вытянутость 1,6, что согласуется с предоставленными исходными данными об этих разрядах. Графики тока плазмы для разрядов № 5121 и 5126 показаны на рис. 3. На рис. 4 и 5 показана восстановленная эволюция вертикального положения и вытянутости плазмы в разрядах № 5121 и 5126.

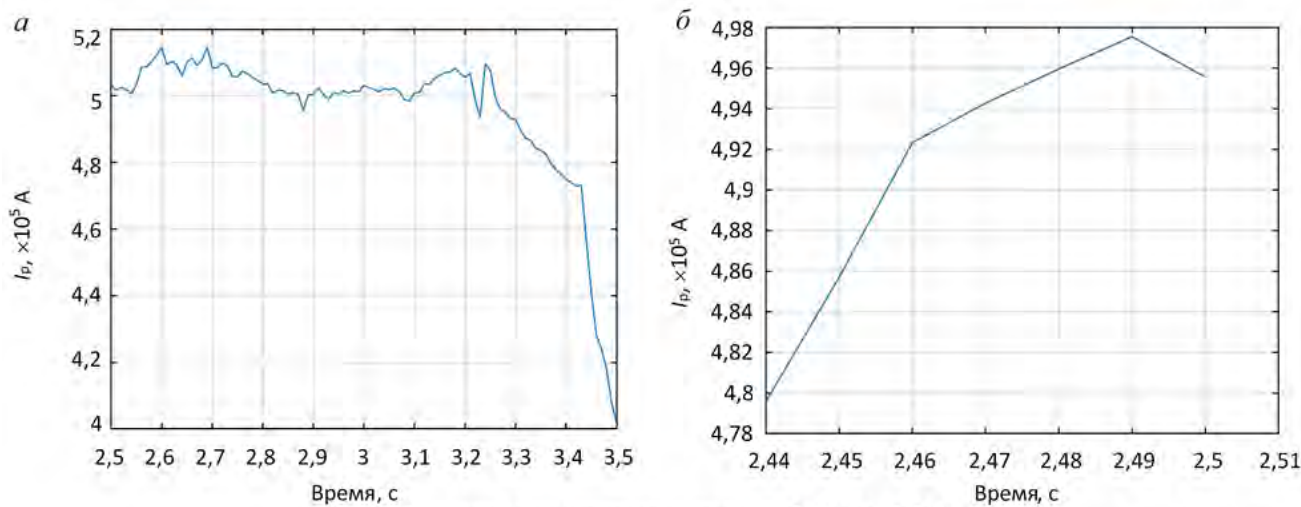


Рис. 3. Эволюция тока плазмы в разрядах № 5121 (а), № 5126 (б)

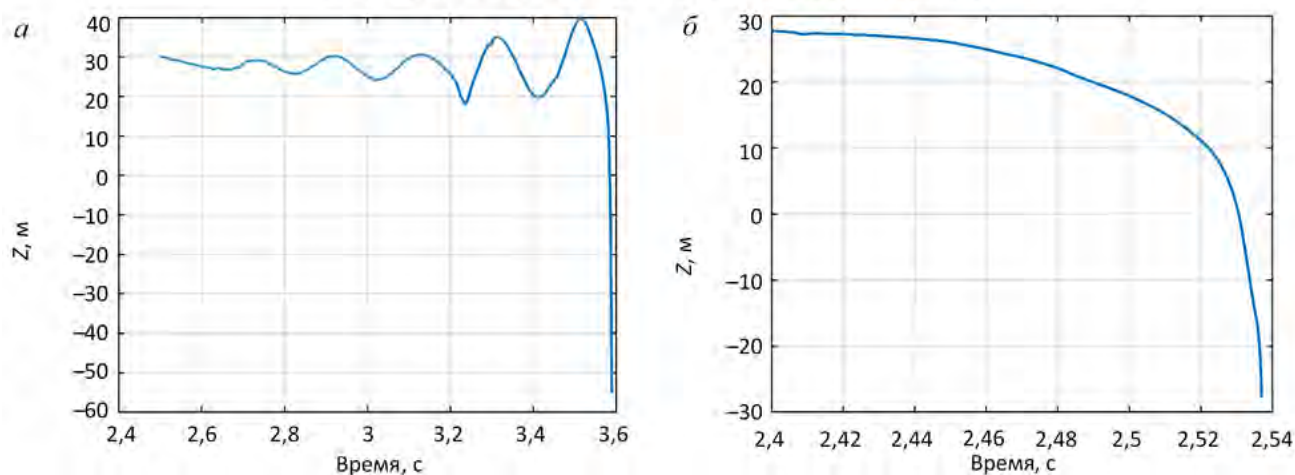


Рис. 4. Эволюция вертикального положения плазмы в разрядах № 5121 (а), № 5126 (б)

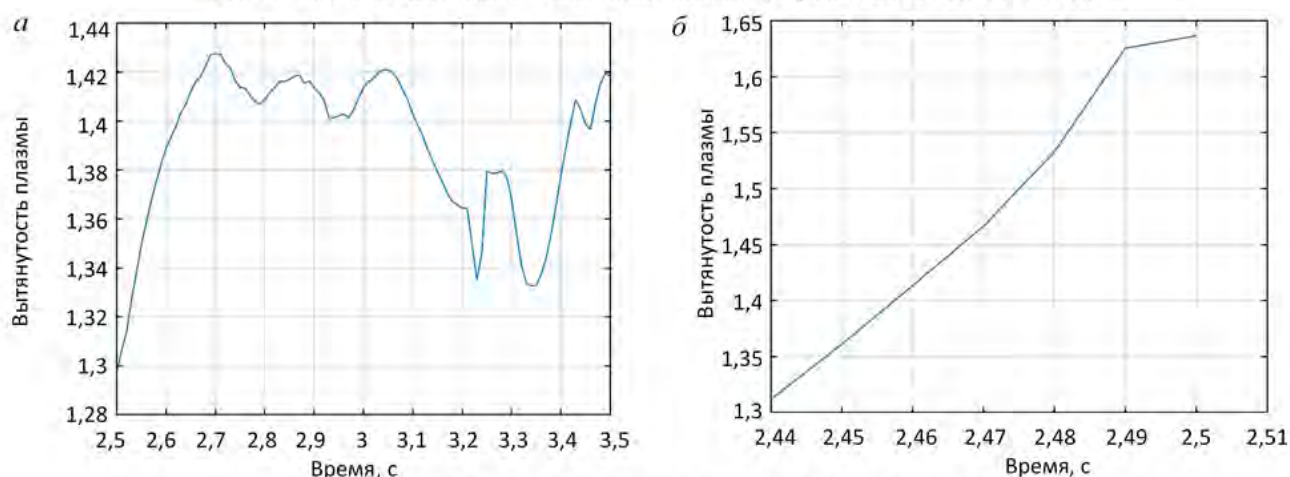


Рис. 5. Эволюция вытянутости плазмы в разрядах № 5121 (а), № 5126 (б)

МОДЕЛЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ

Построенные линейные модели основаны на уравнениях Кирхгофа для контуров тока катушек, плазмы и элементов камеры, и уравнении баланса сил, действующих на плазму [11]:

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \Psi(\mathbf{r}_p, I) + RI = U; \\ \mathbf{F}(\mathbf{r}_p, I) = 0. \end{cases}$$

Здесь $\mathbf{I} = [I_{PF}^T, I_{VV}^T, I_p]^T$ — вектор-столбец токов в контурах катушек, элементов камеры и плазмы; Ψ — вектор-столбец магнитных потоков через контура системы; R — диагональная матрица сопротивлений контуров; U — вектор-столбец напряжений, подаваемых на контура; \mathbf{F} — вектор действующей на плазму силы; $\mathbf{r}_p = [r_p, z_p]^T$ — радиус-вектор центра масс плазмы на полоидальном сечении. Сопротивление плазмы в течение каждого разряда считалось постоянным и оценивалось как $R_p = -\Delta\Psi_a / \bar{I}_p \Delta t$, где $\Delta\Psi_a$ — полученное при восстановлении равновесия изменение потока на магнитной оси плазмы за рассматриваемое время Δt , \bar{I}_p — усреднённый на времени Δt ток плазмы.

Полученные модели линеаризованы возле восстановленных равновесий разряда № 5121 (вытянутость плазмы 1,4, ток плазмы 500 кА) и разряда № 5126 (вытянутость плазмы 1,6, ток плазмы 500 кА). Линеаризованные уравнения модели для отклонений δ от положения равновесия имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial \Psi}{\partial I} \frac{d}{dt} \delta I + \frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{r}_p} \frac{d}{dt} \delta \mathbf{r}_p + R \delta I = \delta U; \\ \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial I} \delta I + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial \mathbf{r}_p} \delta \mathbf{r}_p = 0. \end{cases}$$

Линейными преобразованиями модель приведена к стандартному виду в пространстве состояний:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt} = Ax + Bu; \\ y = Cx; \\ x = \delta I; \\ u = \delta U; \\ y = [\delta \mathbf{r}_p^T, \delta I_p, \delta I_{PF}^T]^T. \end{cases} \quad (1)$$

Полученные модели имеют 24-й порядок; восемь входов u — напряжения на восьми катушках (CS, PF1—PF6 и HFC); 11 выходов y — смещения плазмы по вертикали и горизонтали; приращения токов плазмы и восемь катушек; 24 состояния x , включающие восемь токов в катушках; ток плазмы и 15 состояний отведённых под токи в камере и пассивных структурах. Модели имеют единственный действительный неустойчивый полюс $\gamma > 0$, соответствующий неустойчивости вертикального положения плазмы, и имеющий смысл инкремента неустойчивости.

Модели, приведённые к форме (1), были рассчитаны для восстановленных равновесий для различных моментов времени рассматриваемых разрядов, что позволило проследить, как меняется инкремент вертикальной неустойчивости плазмы в течение разряда. Изменение инкремента показано на рис. 6.

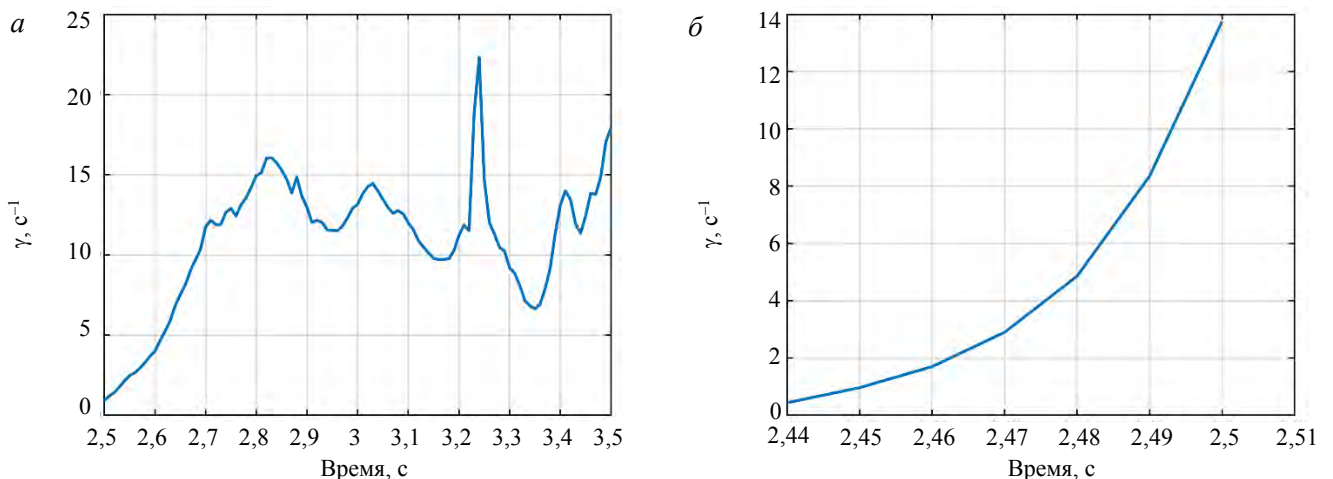


Рис. 6. Неустойчивый полюс модели: а — разряд № 5121; б — разряд № 5126

ОБЛАСТЬ УПРАВЛЯЕМОСТИ МОДЕЛИ

Важным параметром, характеризующим качество и запас робастной устойчивости системы магнитного управления плазмой, является максимально возможная управляемая величина вертикального смещения плазмы при ограниченном напряжении на НФС, или, другими словами, область управляемости по вертикальной координате [5, 8, 12]. Для оценки этой величины посредством перехода к новому базису в пространстве состояний система уравнений (1), описывающая модель, была приведена к блочно-диагональной форме с неустойчивым полюсом γ в качестве одного из блоков:

$$\begin{cases} \frac{d\hat{x}}{dt} = \hat{A}\hat{x} + \hat{B}U_{\text{НФС}}; \\ \delta z_p = \hat{C}\hat{x}; \end{cases}$$

$$\hat{A} = \begin{bmatrix} \hat{A}_{n-1} & 0 \\ 0 & \gamma \end{bmatrix}; \quad \hat{B} = \begin{bmatrix} \hat{B}_{n-1} \\ \hat{b}_n \end{bmatrix}; \quad \hat{C} = [\hat{C}_{n-1} \quad \hat{c}_n];$$

$$\gamma > 0, \quad \gamma, \hat{b}_n, \hat{c}_n \in R^1.$$

При этом мы рассматриваем только один выход z_p модели (вертикальное смещение плазмы) и один вход $U_{\text{НФС}}$ (напряжение на катушке НФС, символ отклонения δ опущен, так как значение $U_{\text{НФС}}$ в равновесии, для которого была получена модель, равно нулю). В таком представлении динамика неустойчивого состояния модели описывается уравнением

$$\frac{d\hat{x}_n}{dt} = \gamma\hat{x}_n + \hat{b}_n U_{\text{НФС}}.$$

Для того чтобы неустойчивое состояние \hat{x}_n было управляемым, необходимо, чтобы управляющий сигнал $U_{\text{НФС}}$ был способен изменить направление изменения \hat{x}_n , т.е. знак производной $\frac{d\hat{x}_n}{dt}$. Это возможно при выполнении условия

$$x|\hat{x}_n| < \left| \frac{\hat{b}_n U_{\text{max}}}{\gamma} \right|,$$

откуда, пренебрегая вкладом устойчивых состояний $\hat{x}_1, \dots, \hat{x}_{n-1}$ в координату плазмы, следует оценка максимального управляемого вертикального смещения плазмы, т.е. размер области управляемости по вертикали:

$$|\delta z_p| < \left| \frac{\hat{c}_n \hat{b}_n U_{\text{max}}}{\gamma} \right| \Rightarrow \delta z_p^{\text{max}} = \left| \frac{\hat{c}_n \hat{b}_n U_{\text{max}}}{\gamma} \right|. \quad (2)$$

Области управляемости были рассчитаны для управляющей катушки НФС с максимальным напряжением $U_{\text{max}} = 1000$ В. Полученные графики областей управляемости для разрядов № 5121 и 5126 показаны на рис. 7. Рассчитанные величины области управляемости могут меняться в течение разряда на порядок, будучи обратно пропорциональными изменяющимся инкрементам неустойчивости.

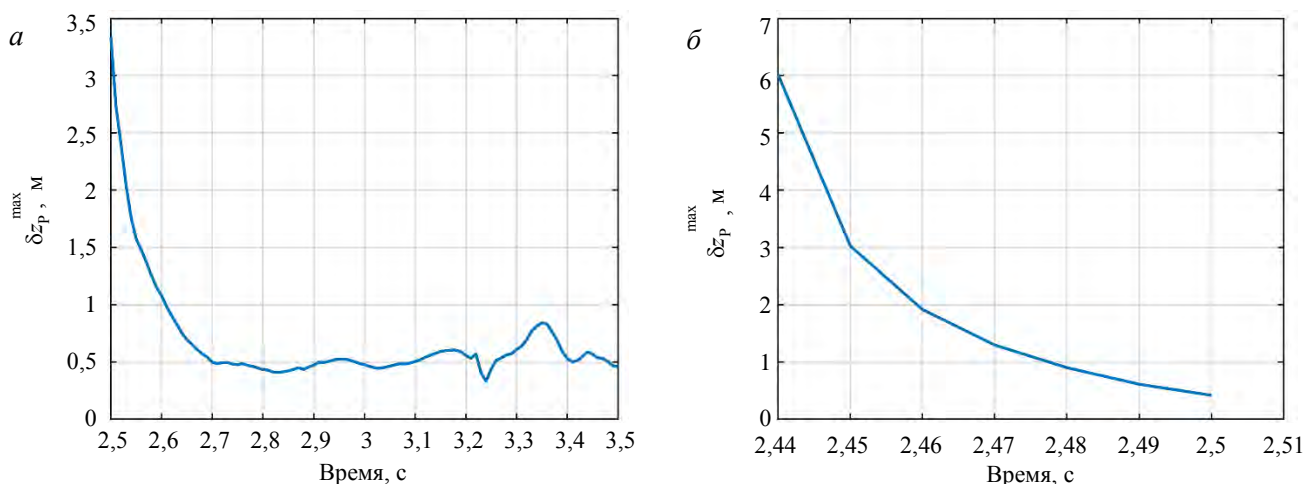


Рис. 7. Размер области управляемости плазмы: а — разряд № 5121, минимальный размер области управляемости 33 см; б — разряд № 5126, минимальный размер области управляемости 41 см

Как видно из полученных графиков, катушка НФС обеспечивает область управляемости размером более 25 см, что достаточно для управления вертикальным положением плазмы и предотвращения VDE (Vertical Displacement Event). Считается, что для нормального функционирования токамака требуется размер области управляемости 10% от малого радиуса плазмы или больший, т.е. для КТМ необходим размер области управляемости 5 см и более [6]. Однако данная оценка получена только на основании максимального допустимого напряжения на катушке. Реальный источник питания имеет дополнительные ограничения, которые уменьшают реальную область управляемости плазмы.

ВЛИЯНИЕ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ НА ОБЛАСТЬ УПРАВЛЯЕМОСТИ

В предыдущем разделе была получена оценка области управляемости в предположении об идеальном источнике питания, не имеющем никаких ограничений, кроме ограничения на максимальное напряжение $|U_{\text{НФС}}| < U_{\text{max}}$, и позволяющем мгновенно подавать необходимое напряжение на катушку НФС. В этом разделе оценка области управляемости дополняется моделированием парирования вертикального срыва плазмы с системой управления током в НФС и полной моделью источника питания.

Структурная схема синтезированной системы управления током в НФС показана на рис. 8. Катушка НФС имеет следующие параметры: сопротивление $R = 212$ мОм, индуктивность $L = 17$ мГн.



Рис. 8. Структурная схема цифровой системы управления током в НФС с инвертором напряжения в режиме ШИМ

Модель НФС задаётся следующим уравнением:

$$L \frac{d}{dt} I_{\text{НФС}}(t) + R I_{\text{НФС}}(t) = U_{\text{НФС}}(t),$$

где $I_{\text{НФС}}$ — ток в НФС; $U_{\text{НФС}}$ — напряжение на НФС.

Дискретная передаточная функция НФС имеет вид

$$P_{\text{НФС}}(z) = \frac{R^{-1}(1 - \exp(-T_s R/L))}{z - \exp(-T_s R/L)},$$

$$I_{\text{НФС}}(z) = P_{\text{НФС}}(z) U_{\text{НФС}}(z),$$

где z — переменная Z-преобразования; T_s — шаг дискретизации.

В токамаке КТМ в качестве источника питания НФС используется инвертор напряжения в режиме ШИМ со следующими параметрами:

- три уровня напряжения: $[-1, 0, 1]$ кВ;
- мощность 2 МВт, соответствующая максимальному току ± 2 кА;
- частота ШИМ 1 кГц.

Инвертор напряжения состоит из Н-моста (рис. 9) с собственным источником питания и ШИМ-контроллера, рассчитывающего импульсы на открытие транзисторов в Н-мосте [13].

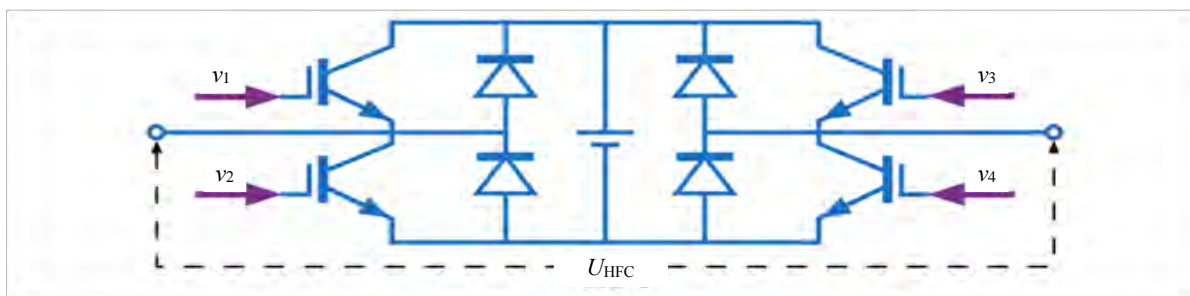


Рис. 9. Принципиальная схема Н-моста

Система управления содержит дискретный ПИ-регулятор с дискретной передаточной функцией

$$C_{\text{HFC}}(z) = K_p + K_i \frac{zT_s}{z-1};$$

$$u_{\text{PWM}}(z) = C_{\text{HFC}}(z)e_{\text{HFC}}(z),$$

где e_{HFC} — ошибка по току в НФС; u_{PWM} — сигнал управления. Для синтеза регулятора использовался метод [14], в котором параметры регулятора находятся посредством решения оптимизационной задачи, в которой максимизируется качество управления при заданных ограничениях на H_∞ -норму передаточных функций замкнутой системы. В результате получены параметры регулятора $K_p = 0,004$ В/А, $K_i = 0,15$ В/(А·с), шаг дискретизации системы управления током в НФС составляет $T_s = 1$ мс. Система управления обеспечивает максимально возможное быстродействие по току в НФС с учётом ограничений источника питания с максимальной скоростью нарастания тока в НФС, составляющей $U_{\text{max}}/L = 58,8$ кА/с. Предотвращение насыщения сигнала u_{PWM} на выходе регулятора обеспечивается подходом Anti-Windup, в котором при синтезе регулятора ограничивается усиление замкнутой системы по сигналу управления, при работе регулятора суммирование сигнала ошибки в интеграторе прекращается, когда сигнал на выходе регулятора выходит за пределы установленного диапазона, а выход и вход интегратора имеют одинаковый знак.

Моделирование парирования вертикальных срывов плазмы для оценки области управляемости осуществлялось следующим образом. В начальный момент времени модель выводится из состояния равновесия посредством подачи на НФС напряжения 1 В и вертикальное смещение плазмы δz_p начинает экспоненциально расти вследствие неустойчивости плазмы по вертикали. Когда вертикальное смещение плазмы достигает значения ΔZ , срабатывает триггер, включающий подачу на катушку НФС максимального допустимого напряжения с целью вернуть плазму в начальное положение $\delta z_p = 0$. В случае, если катушке НФС удаётся сместить плазму обратно в начальное положение, плазма является управляемой и значение ΔZ меньше размера области управляемости δz_p^{max} , а если не удаётся, то $\Delta Z > \delta z_p^{\text{max}}$.

Моделирование проводилось для разрядов № 5121 и 5126 с использованием рассчитанных моделей плазмы вида (1) с наименьшими для данных разрядов размерами области управляемости, т.е. 33 см для разряда № 5121 и 41 см для разряда № 5126. На рис. 11 показаны результаты моделирования парирования вертикальных срывов с идеальным источником питания, позволяющим подавать на НФС напряжение $U_{\text{max}} = 1$ кВ, максимально допустимый ток в НФС при этом не ограничен. Как видно на рис. 10, по-

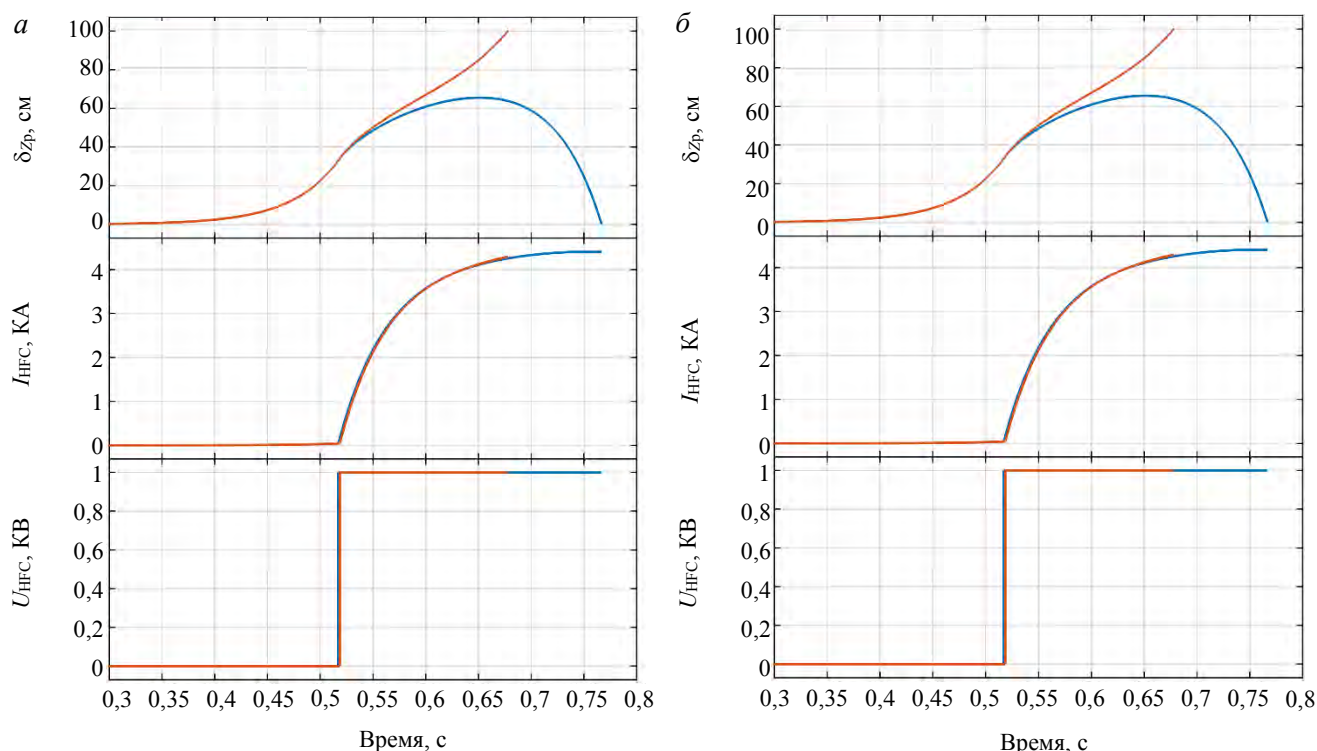


Рис. 10. Результаты моделирования парирования вертикальных срывов плазмы с идеальным источником питания: а — разряд № 5121 (— $\Delta Z = 33$ см, — $\Delta Z = 34$ см); б — разряд № 5126 (— $\Delta Z = 41$ см, — $\Delta Z = 42$ см)

лученные при моделировании оценки размера области управляемости совпадают с аналитическими оценками, полученными по формуле (2).

При моделировании с инвертором напряжения подаваемое на катушку HFC напряжение определяется системой управления током в HFC (см. рис. 8), устанавливающей в катушке максимально возможный для рассматриваемого источника питания ток $I_{HFC\ ref} = 2$ кА. Система управления током в HFC обеспечивает достижение максимального тока в HFC за минимально возможное время со скоростью 58,8 кА/с. Результаты работы системы управления током в HFC показаны на рис. 11. Видно, что по мере приближения тока к максимальному значению система управления током в HFC вынуждена сбрасывать напряжение на HFC, чтобы не допустить превышения установленной мощности источника питания, что приводит к уменьшению размера области управляемости по сравнению с оценкой (2).

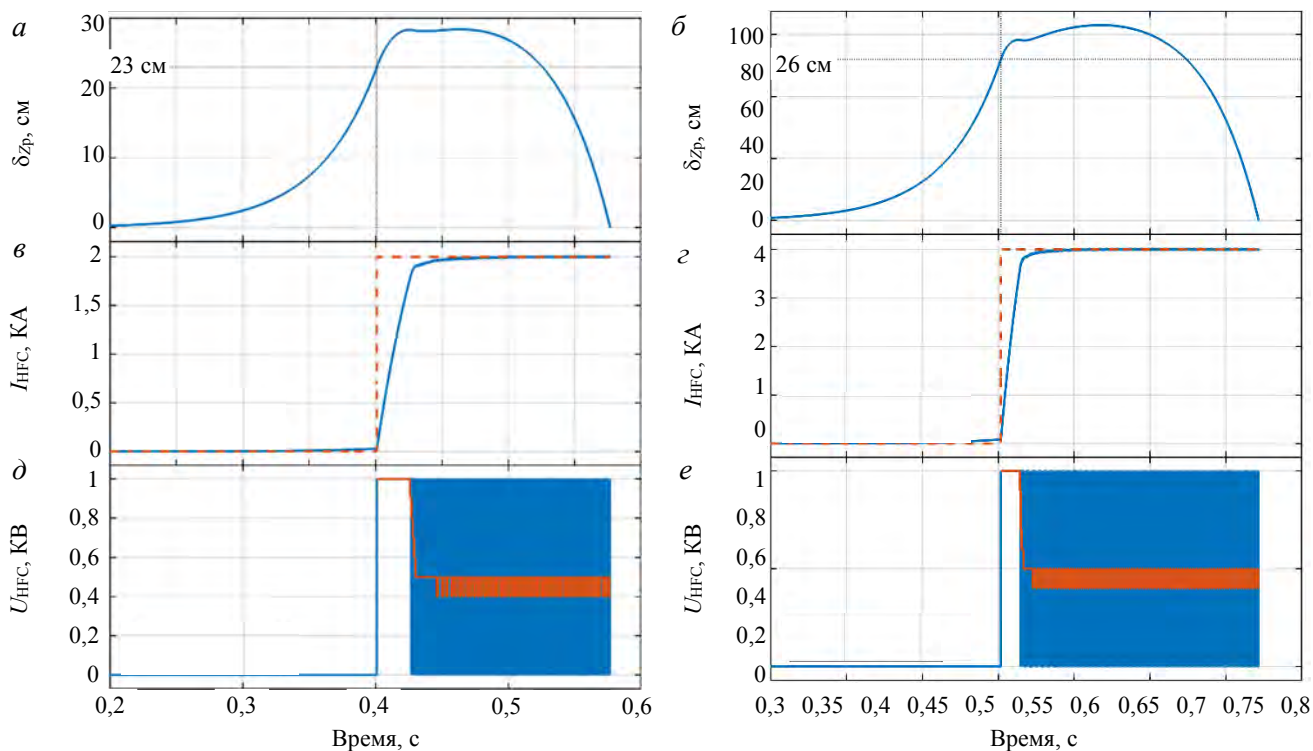


Рис. 11. Результаты моделирования системы управления током в HFC: $\Delta Z = 23$ см, разряд № 5121 (*a*, *в*, *д*); $\Delta Z = 26$ см, разряд № 5126 (*б*, *г*, *е*); — I_{HFC} , - - - $I_{HFC\ ref}$ (*в*, *г*), — U_{HFC} , — $\langle U_{HFC} \rangle$ (*д*, *е*); $\langle U_{HFC} \rangle$ — среднее за период ШИМ напряжение на HFC

На рис. 12 показаны результаты моделирования парирования вертикальных срывов плазмы с инвертором напряжения. Видно, что для модели разряда № 5121 (см. рис. 12, *a*) при $\Delta Z = 24$ см система управления уже не может стабилизировать вертикальное положение плазмы и реальная область управ-

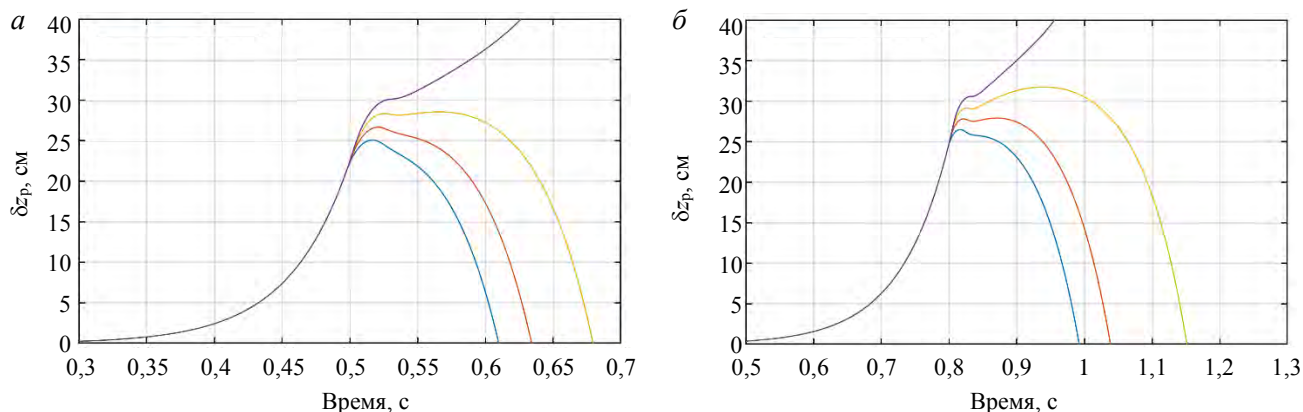


Рис. 12. Результаты моделирования парирования вертикальных срывов для различных ΔZ : разряд № 5121, размер области управляемости 23 см: — $\Delta Z = 21$ см, — $\Delta Z = 22$ см, — $\Delta Z = 23$ см, — $\Delta Z = 24$ см, (*a*); разряд № 5126, размер области управляемости 26 см: — $\Delta Z = 24$ см, — $\Delta Z = 25$ см, — $\Delta Z = 26$ см, — $\Delta Z = 27$ см (*б*)

ляемости вертикальным положением плазмы составляет $\delta z_p^{\max} = 23$ см, что значительно меньше аналитической оценки. Для модели разряда № 5126 полученная область управляемости составляет $\delta z_p^{\max} = 26$ см (рис. 12, б). Сравнение размеров области управляемости при идеальном и реальном источнике питания приведено в таблице.

Размеры области управляемости, полученные при моделировании

Номер разряда	Временная точка разряда с наименьшим δz_p^{\max} , с	Величина δz_p^{\max} с идеальным источником питания, см	Величина δz_p^{\max} с реальным источником питания, см
5121	3,24	33	23
5126	2,5	41	26

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном исследовании была проведена оценка области управляемости вертикальным положением плазмы на токамаке КТМ. Рассчитанная нижняя оценка области управляемости в течение разряда составляет 23 см, что достаточно велико для токамака с малым радиусом плазмы 45 см. На практике плазму КТМ необходимо удерживать в ограниченной стенками токамака области размером 5—10 см. Область управляемости в несколько раз превышает область реального движения плазмы в вертикальном направлении, что является желательным и свидетельствует, что управление вертикальным положением плазмы осуществимо с меньшими затратами мощности и меньшими временами переходных процессов. Исходя из полученных результатов, можно заключить, что полоидальная система токамака КТМ позволяет обеспечить эффективное управление вертикальным положением плазмы с вытянутостью 1,6 и менее с использованием катушки НФС, запитанной от трёхуровневого инвертора напряжения с частотой ШИМ 1 кГц мощностью 2 МВт. Дальнейшая работа будет посвящена разработке системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке КТМ.

Результаты исследования также показывают необходимость учитывать все ограничения источников питания при расчёте области управляемости, поскольку для токамака КТМ оценка области управляемости вертикального положения плазмы с реальным источником питания меньше оценки с идеальным источником питания примерно в 1,5 раза.

Описанный в данной работе метод не специфичен для токамака КТМ и может использоваться для оценки области управляемости на других токамаках.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ (№ 21-79-20180), а также научно-технической программы ИРН № BR23891779 «Научно-техническое обеспечение экспериментальных исследований на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ» программно-целевого финансирования Министерства энергетики Республики Казахстан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wesson J. Tokamaks. 3rd ed. — Oxford; Clarendon Press: 2004.
2. Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Кузнецов Е.А., Коростелев А.Я. Методы и системы магнитного управления плазмой в токамаках. — М.: КРАСАНД, 2020. 528 с. (цв. вкл.).
3. Ariola M., Pironti A. Magnetic Control of Tokamak Plasmas. — Springer International Publishing, 2016; doi: 10.1007/978-3-319-29890-0.
4. Skogestad S., Postlethwaite I. Multivariable Feedback Control (2nd ed.). — Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2005.
5. Митришкин Ю.В., Коренев П.С., Коньков А.Е., Карцев Н.М. Подавление смещений плазмы по вертикали системой управления неустойчивым вертикальным положением плазмы в D-образном токамаке. — Автоматика и телемеханика, 2022, № 4, с. 100—124; doi: 10.31857/S0005231022040067.
6. Humphreys D.A., Casper T.A., Eidietis N., Ferrara M., Gates D.A., Hutchinson I.H., Jackson G.L., Kolemen E., Leuer J.A., Lister J., LoDestro L.L., Meyer W.H., Pearlstein L.D., Portone A., Sartori F., Walker M.L., Welanders A.S., Wolfe S.M. Experimental vertical stability studies for ITER performance and design. — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 115003; doi: 0.1088/0029-5515/49/11/115003.
7. Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Коньков А.Е. Управление плазмой в токамаках. Ч. 3.2. — Проблемы управления, 2019, № 4, с. 1526; doi: 10.25728/ru.2019.4.2.
8. Mitrishkin Y., Korenev P., Konkov A., Kartsev N., Smirnov I. New horizontal and vertical field coils with optimised location for robust decentralized plasma position control in the IGNITOR tokamak. — Fusion Eng. and Des., 2022, vol. 174, p. 112993; doi: 10.1016/j.fusengdes.2021.112993.

9. Зарва Д.Б., Дериглазов А.А., Батырбеков Э.Г., Тажибаева И.Л., Павлов В.М., Ли А.М., Мезенцев А.А., Меркулов С.В., Голобоков Ю.Н. Электротехнический комплекс системы импульсного электропитания токамака КТМ. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 59—70.
10. Корнев П.С., Коньков А.Е., Митришкин Ю.В., Балаченков И.М., Киселев Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В. Усовершенствованный алгоритм FCDI для восстановления равновесия плазмы в токамаке. — Письма в ЖТФ, 2023, т. 49, вып. 7, с. 36—39; doi: 10.21883/pjtf.2023.07.54920.19468.
11. Mitrishkin Y.V., Kartsev N.M., Prokhorov A.A., Pavlova E.A., Korenev P.S., Konkov A.E., Kruzikov V.I., Ivanova S.L. Tokamak plasma models development for plasma magnetic control systems design by first principle equations and identification approach. — In: Proc. 14th International Symposium «Intelligent Systems», INTELS'20. Moscow, Russia, 14—16 December 2020. Procedia Computer Science, Elsevier BV (Netherlands), 2021, vol. 186, p. 466—474.
12. Mitrishkin Y.V., Kruzikov V.I., Korenev P.S. Methodology of Plasma Shape Reachability Area Estimation in D-Shaped Tokamaks. — Mathematics, 2022, vol. 10, № 23, p. 4605; doi: 10.3390/math10234605.
13. Konkov A.E., Mitrishkin Y.V. Comparison Study of Power Supplies in Real-Time Robust Control Systems of Vertical Plasma Position in Tokamak. — IFAC-PapersOnLine, 2022, vol. 9, № 55, p. 327—332.
14. Konkov A.E., Mitrishkin Y.V. Synthesis Methodology for Discrete MIMO PID Controller with Loop Shaping on LTV Plant Model via Iterated LMI Restrictions. — Mathematics, 2024, vol. 6, № 12, p. 810; doi:10.3390/math12060810.



Павел Сергеевич Корнев, н.с.; Институт про-Коньков, н.с.; Институт Чектыбаев, начальник Котов, начальник групп заместитель главного
 блем управления им. проблем управления им. отдела, лауреат Госу-пы; филиал Института инженера, к. техн. н.,
 В.А. Трапезникова РАН, В.А. Трапезникова РАН, дарственной премии РК; атомной энергии НЯЦ лауреат Государствен-
 117997 Москва, ул. 117997 Москва, ул. филиал Института атом-РК, 180010, область ной премии РК, отлич-
 Профсоюзная 65, Россия Профсоюзная 65, Россия ной энергии НЯЦ РК, Абай, г. Курчатов, ул. ник атомной отрасли
 pkorenev@ipu.ru konkov@physics.msu.ru 180010, область Абай, Бейбіт Атом 10, Респуб- РК, заслуженный работ-
 г. Курчатов, ул. Бейбіт лика Казахстан ник атомной отрасли РК
 Атом 10, Республика kotov@nnc.kz (III ст.); 180010, область
 Казахстан Chektybaev@nnc.kz Абай, г. Курчатов, ул.
 Бейбіт атом, 2Б, Респуб-
 лика Казахстан zarva@nnc.kz

Статья поступила в редакцию 15 мая 2024 г.

После доработки 1 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 49—59.

УДК 533.9.01

АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАРЯДОВОЙ КИНЕТИКИ ГЕЛИЯ В НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ ПЛАЗМЕННОГО РАЗРЯДА В LHD

Н.Н. Нагель¹, В.С. Лисица^{1, 2, 3}, В.А. Шурыгин¹

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

³МФТИ (НИУ), Долгопрудный, Россия

Предлагаемый анализ нестационарной кинетики гелия основан на данных и выводах спектроскопического исследования поведения гелия в стеллараторе LHD, в частности, на том, что в начальной фазе плазменного разряда определяющими поведение примеси оказываются атомные ионизационно-рекомбинационные (ИР) процессы, а не перенос частиц. По временной эволюции отношения эмиссии спектральных линий HeI (447,1 нм) и HeII (468,6 нм) вычислены ход во времени и величины скоростей рекомбинации ионов гелия, а также временная эволюция распределения по зарядовым состояниям, сопровождающая три последовательные стадии начала разряда: включения ЭЦР-нагрева, газонапуска гелия и включения нагрева нейтральными пучками. Обнаружено, что существенный вклад в рекомбинацию дают процессы перезарядки на большом количестве нейтрального водорода, в частности, на возбуждённых состояниях. Из-за больших величин ИР-скоростей гелия время релаксации его зарядовых распределений к квазистационарным распределениям оказывается менее 0,2 мс, что позволяет упростить детальный анализ зарядовой кинетики гелия в LHD и проводить его далее в рамках квазистационарной задачи.

Ключевые слова: спектроскопия плазмы, гелий, ионизация, рекомбинация, стелларатор, начальная фаза разряда, зарядовая кинетика, релаксация.

ANALYSIS OF UNSTEADY CHARGE STATE KINETICS OF HELIUM IN THE STARTUP PHASE OF PLASMA DISCHARGE IN LHD

N.N. Nagel¹, V.S. Lisitsa^{1, 2, 3}, V.A. Shurygin¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology (NRU), Dolgoprudny, Russia

The proposed analysis of unsteady helium charge state kinetics is based on the data and conclusions of the spectroscopic study of helium behavior in the LHD stellarator, in particular, on the fact that in the initial phase of the plasma discharge atomic ionization-recombination (IR) processes, rather than particle transport, determine the impurity behavior. The time evolution of the emission ratio of the HeI (447.1 nm) and HeII (468.6 nm) spectral lines was used to calculate the time course and values of the helium ion recombination rates, as well as the time evolution of the charge-state distribution accompanying three consecutive stages of the discharge onset: starting of ECR heating, helium gas puffing, and onset of heating by neutral beams. It is found that a significant contribution to recombination is made by the charge-exchange processes on a large amount of neutral hydrogen, in particular, on excited states. Because of large values of the IR rates of helium, the relaxation time of its charge state distributions to quasi-stationary distributions appears to be less than 0.2 ms, which allows us to simplify the detailed analysis of the charge state kinetics of helium in LHD and to carry it out further in the framework of the quasi-stationary problem.

Key words: plasma spectroscopy, helium, ionization, recombination, stellarator, discharge startup phase, charge state kinetics, relaxation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-60-67

ВВЕДЕНИЕ

Проблемы спектроскопического исследования переходных фаз (начальной и конечной) плазменного разряда в удерживающем магнитном поле стелларатора LHD связаны с нестационарным поведением примеси гелия: с определением ионизационно-рекомбинационных (ИР) потоков, наблюдениями и расчётами эмиссии высокоинтенсивных линий, временной эволюции плотностей водорода и гелия как основных компонент плазмы, так и её параметров [1].

Наиболее интригующим и важным результатом этих исследований на LHD стал вывод о том, что переходные процессы, наблюдаемые по эмиссии линий гелия и водорода и связанные с изменениями во времени электронной плотности n_e и температуры T_e -плазмы, определяются атомными ИР-процессами, а не процессами переноса частиц. Этот вывод был основан на последовательном вычислении временной

эволюции основных частей электронной компоненты, формирующихся в начальной фазе в результате ионизации нейтрального водорода H^0 и двух зарядовых состояний (ЗС) гелия He^0 и He^+ — на соответствии их суммы интерферометрическим измерениям плотности (в обозначениях работы [1]):

$$n_e(t) \approx n_e[H^0](t) + n_e[He^0](t) + n_e[He^+](t), \quad (1)$$

где правая часть рассматривается как прямое следствие того, что интенсивность эмиссии линий гелия прямо пропорциональна ионизационному потоку, т.е. скорости образования электронов в ИР-процессах.

Обнаруженное соотношение ИР-процессов и переноса частиц находится в замечательном согласии с выводами теории переноса зарядовых состояний примесей [2] и исследований формирования равновесных профилей плотности примесей в квазистационарной плазме токамаков и стеллараторов [3, 4]. Квазиравновесное распределение примеси в плазме формируется в результате того, что перенос частиц подстраивается к общему зарядово-радиальному равновесию и соответствующему распределению плотности, определяемому отношением скоростей ИР-процессов, сохраняя при этом статистическую независимость в рамках единого процесса переноса ЗС-примеси. Отсюда, в частности, получаются характерные времена формирования зарядово-радиального распределения плотности примесей, где ведущими процессами формирования профилей плотности оказываются атомные ИР-процессы. Так, время релаксации τ_R определяется постоянной равновесия λ , т.е. $\tau_R = \lambda^{-1} = (\bar{S} + \bar{R})^{-1}$, где \bar{S} и \bar{R} — скорости ИР-процессов, средние по зарядово-радиальному пространству ЗС — по всей области формирующегося равновесия.

В рассматриваемых экспериментах LHD можно считать, что центральные области формирующегося равновесия плазмы с наибольшими плотностями оказываются также и областями эмиссии наблюдаемых линий, усредняемых вдоль линии наблюдения [1]. Поэтому рассматриваемая кинетическая модель использует данные о параметрах плазмы, усреднённых вдоль линии наблюдения. Интенсивность наблюдаемых линий формируется и усредняется в центральной области плазменного шнура, где изменения плазменных параметров достаточно малы. Точность такого подхода детально обсуждена в работе [1] на основе сравнения спектроскопических и интерферометрических данных на установке LHD.

Особенность релаксации гелия состоит как раз в том, что уже в начальной фазе разряда при низких температурах и плотностях плазмы величины \bar{S} и \bar{R} оказываются такими, что нестационарный перенос переходит в квазистационарный процесс, т.е. успевает подстраиваться под нестационарные процессы переходной фазы.

Последовательный анализ этих масштабов зарядовой кинетики, предлагаемый в данной работе, дополняет выводы исследования баланса электронной компоненты (1), сделанные в экспериментах на LHD, и вместе с ними иллюстрирует имеющиеся представления о роли ИР-процессов в переносе примесей [2, 3].

МОДЕЛЬ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ЗАРЯДОВОЙ КИНЕТИКИ

Нерешённой проблемой исследований на LHD и анализа переходных нестационарных ИР-процессов остаются задачи нестационарной зарядовой кинетики компонент плазмы, в частности, неопределённости ИР-процессов, скоростей рекомбинации и зарядового распределения гелия. Если эволюция во времени скоростей ионизации определяется электронной температурой и плотностью, то в случае со скоростями рекомбинации ситуация заметно усложняется. Действительно, скорости процессов рекомбинации, таких как фото- и диэлектронной рекомбинации, известны, в основном, из тех или иных теоретических представлений [5]. Но кроме того, в рассматриваемых условиях существенную роль может играть перезарядка ионов гелия на нейтральном водороде H^0 (перезарядочная рекомбинация) как следствие относительно большого количества компоненты H^0 в начальной фазе. Важным и неопределённым фактором оказывается вклад перезарядки ионов гелия на возбуждённых состояниях нейтрального водорода [6].

Анализ спектроскопических наблюдений временной эволюции интенсивностей линий гелия и водорода в начальной фазе разряда в плазме LHD, предлагаемый в данной работе, позволяет найти величины скоростей рекомбинации и их изменения во времени. Используемая модель основывается на решении

системы уравнений нестационарной зарядовой кинетики для функции распределения примеси по зарядовым состояниям, использующем данные наблюдений интенсивностей линий, и на измерениях эволюции во времени основных параметров плазмы.

Данные для анализа начала разряда LHD в необходимом объёме представлены внутри временного интервала 0,15—0,4 с, где происходят последовательные включения нескольких систем LHD: в момент 0,15 с — электрон-циклотронного нагрева (ECH); в момент 0,2 с — газонапуска гелия (He gas puff); в момент 0,3 с стартует инжекция пучков нейтральных атомов (NBI). Переходные фазы и особенности этих включений представлены не только в измерениях $T_e(t)$ и $n_e(t)$, показанных на рис. 1, а, б, но и во временной эволюции эмиссии линий гелия.

На рис. 1, в показаны временные эволюции интенсивностей линий HeI ($\lambda = 447,1$ нм, 2^3P-4^3D) и HeII ($\lambda = 468,6$ нм, $n = 3-4$), и на рис. 1, г — отношение их интенсивностей $LR(t)$ (line ratio), вычисленное с учётом зависимости населённостей от $T_e(t)$ и $n_e(t)$, и по формуле

$$LR(t) = \frac{f_1^{\text{He}}(t)}{f_0^{\text{He}}(t)} = \frac{I_{\text{He}^+}(t) \text{PEC}_{\text{He}^0}(t)}{I_{\text{He}^0}(t) \text{PEC}_{\text{He}^+}(t)}, \quad (2)$$

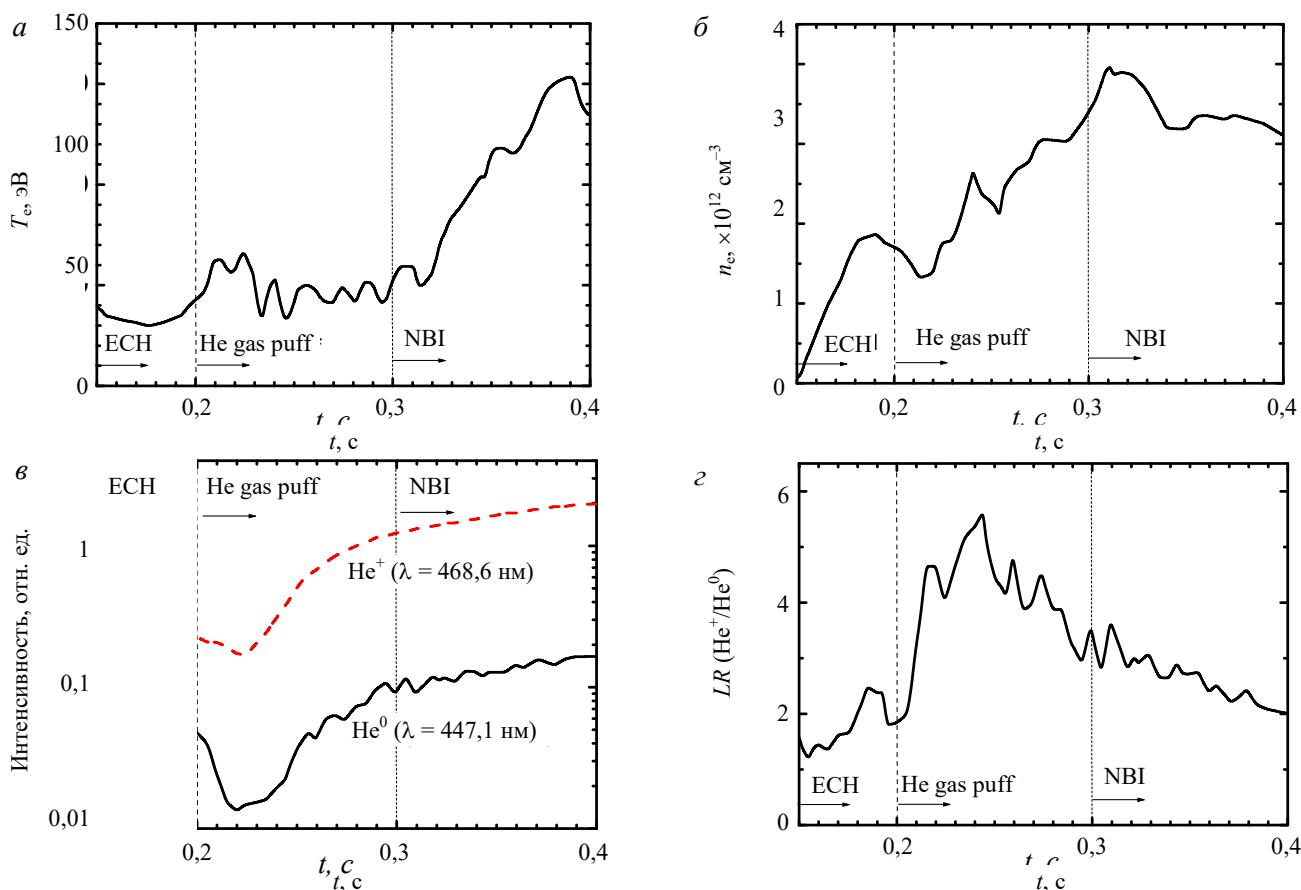


Рис. 1. Электронная температура (а) и плотность (б) плазмы в начале разряда в LHD, интенсивности наблюдаемых линий гелия (в) и их отношение (г), вычисленное по формуле (2)

где $f_0^{\text{He}} = n_0^{\text{He}}/n_{\text{He}}$ и $f_1^{\text{He}} = n_1^{\text{He}}/n_{\text{He}}$ — относительная концентрация нейтральных и водородоподобных атомов гелия; PEC_{He^0} и PEC_{He^+} — фотоэмиссионные коэффициенты для рассматриваемых линий гелия, учитывающие населённости излучающих состояний, рассчитанные в ADAS [7]. Таким образом, правая часть формулы (2) получается из измерений эмиссии линий гелия с учётом данных ADAS.

В нестационарном случае выражение (2) можно рассматривать как трансцендентное уравнение относительно скорости рекомбинации водородоподобного иона гелия $R_{\text{He}^+}(t)$. Так, например, в упрощён-

ном квазистационарном случае выражения (2) получается, что $f_1^{\text{He}}/f_0^{\text{He}} \approx S_{\text{He}^0}/R_{\text{He}^+}$. Скорости ионизации нейтрального и водородоподобного ионов $S_{\text{He}^0}(t)$ и $S_{\text{He}^+}(t)$ соответственно вычисляются также по данным ADAS и измерениям $T_e(t)$ и $n_e(t)$, показанным на рис. 1, а, б.

Расчёты скоростей ионизации и рекомбинации ионов гелия через перезарядку на нейтральном водороде, фото- и диэлектронная рекомбинация, использованные для оценок и расчётов, показаны на рис. 2 и получены на основе стандартных формул [5, 8].

Среди процессов рекомбинации наиболее существенным следует признать перезарядочную рекомбинацию гелия на нейтральном водороде, так как его количество относительно электронной плотности оказывается довольно высоким: $\xi_n(t) = n_{\text{H}}(t)/n_e(t) \approx 0,1-0,01$. Скорость перезарядочной рекомбинации ядер есть

$$R_{\text{He}^{2+}}(t) = n_e(t)\xi_n(t)\langle\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}v_i\rangle, \quad (3)$$

где $\xi_n(t) = n_{\text{H}}(t)/n_e(t)$ — относительная концентрация нейтрального водорода; $\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}$ — сечение перезарядки ядер гелия на водороде H^0 , которое может включать также вклад возбуждённых состояний; v_i — относительная скорость перезаряжающихся частиц. Для ионов He^+ необходимо учитывать также вклад диэлектронной рекомбинации, и тогда

$$R_{\text{He}^+}(t) = R_{\text{DR}}(t) + n_e(t)\xi_n(t)\langle\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^+}v_i\rangle. \quad (4)$$

В том случае, когда перезарядочная рекомбинация доминирует над диэлектронной, получаем оценку отношения скоростей рекомбинации сверху $\gamma(t) = R_{\text{He}^{2+}}(t)/R_{\text{He}^+}(t) \approx \sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^{2+}}/\sigma_{\text{CX}}^{\text{He}^+} \approx 2$. Оценки процессов рекомбинации в условиях рассматриваемого эксперимента и с учётом выражений (3) и (4) позволяют в решении уравнения (2) использовать отношение $\gamma(t) = R_{\text{He}^{2+}}(t)/R_{\text{He}^+}(t) \approx 0,2-2,0$, временной ход которого есть вычисляемая функция параметров плазмы $T_e(t)$ и $n_e(t)$.

Из формул (3) и (4) следует, что основными факторами неопределённости расчёта скоростей рекомбинации являются, во-первых, количество нейтрального водорода $\xi_n(t)$. Для оценок эта величина в начальной фазе считалась равной $\xi_n(t) \approx 10^{-2}$. Во-вторых, величина ионной температуры (или v_i). Наконец, как отмечено, это также изменение сечений перезарядки из-за неопределённой населённости возбуждённых состояний нейтрального водорода.

В последнем случае формулы для сечений и скоростей перезарядочной рекомбинации должны представлять перезарядку из возбуждённых состояний n водорода с учётом скейлинга n^4 . Такой скейлинг использовался в соответствии с моделями перезарядки, рассмотренными в работе [6], а также в монографии [8]. Так, для уровней порядка $n = 10$ вклады возбуждённых состояний оказываются сравнимыми с перезарядкой из первых возбуждённых состояний. Для рассматриваемых условий вклад перезарядочной рекомбинации оказывается определяющим, а для ядер гелия он является основным процессом, так как для них диэлектронной рекомбинации нет.

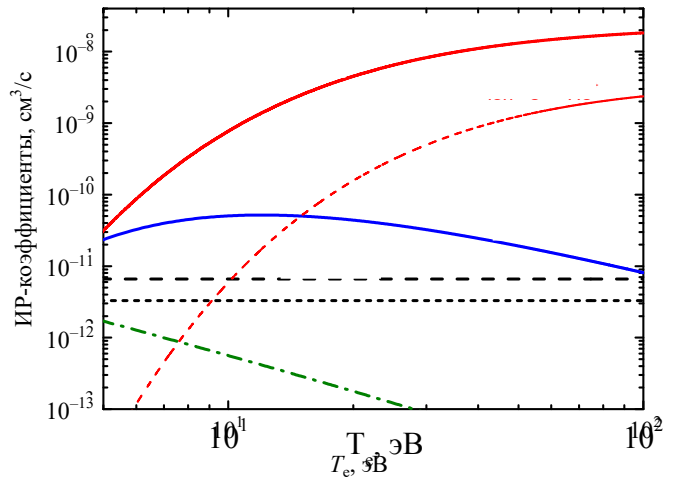


Рис. 2. Коэффициенты скоростей процессов ионизации и рекомбинации: $\langle\sigma_{\text{ion}}v_e\rangle_{\text{He}^0}$ (—) — ионизации He^0 ; $\langle\sigma_{\text{ion}}v_e\rangle_{\text{He}^+}$ (---) — ионизации ионов He^+ ; DR_{He^+} (—) — диэлектронной рекомбинации ионов He^+ ; $\text{CX}_{\text{He}^{2+}}$ (---) и CX_{He^+} (— · —) — перезарядки на нейтральном водороде ионов He^+ и He^{2+} соответственно; Photorec (He^{2+}) — фоторекомбинации ионов He^{2+} (— · —)

Для расчёта отношения $f_1^{\text{He}}(t)/f_0^{\text{He}}(t)$, входящего в уравнение (2), т.е. для нахождения функции распределения гелия по зарядовым состояниям $\mathbf{f}_{\text{He}} = \{f_0^{\text{He}}, f_1^{\text{He}}, f_2^{\text{He}}\}$ необходимо решать систему нестационарных уравнений зарядовой кинетики [8]

$$\frac{\partial \mathbf{f}_{\text{He}}(t)}{\partial t} = \mathbf{K}(t)\mathbf{f}_{\text{He}}(t), \quad (5)$$

где \mathbf{K} — трёхдиагональная вещественная вырожденная якобиева матрица из скоростей ИР-процессов, представляющая ИР-процессы в зарядовом пространстве. Решение уравнения (5) можно представить следующим образом. Время наблюдения эмиссии линий гелия можно разбить на достаточно малые временные интервалы Δt_n — такие, в пределах которых можно было бы считать скорости ИР-процессов практически постоянными и изменяющимися скачком между интервалами. Тогда для каждого такого интервала решение матричного уравнения (5) имеет вид рекуррентного соотношения

$$\mathbf{f}(t + \Delta t_n) = \mathbf{U}_n^{-1} \exp(-\Lambda_n \Delta t_n) \mathbf{U}_n \mathbf{f}(t), \quad (6)$$

где использовано спектральное разложение матрицы $\mathbf{K} = \mathbf{U}_n^{-1} \Lambda_n \mathbf{U}_n$, в котором \mathbf{U}_n^{-1} и \mathbf{U}_n — матрицы собственных векторов; Λ_n — матрицы собственных значений, отвечающих временному интервалу Δt_n [9]. Тогда решение для произвольного момента времени наблюдения эмиссии можно записать в виде

$$\mathbf{f}(t_N) = \prod_{n=1}^N \mathbf{H}_n(\Delta t_n) \mathbf{f}(0), \quad (7)$$

где $\mathbf{H}_n(\Delta t_n) = \mathbf{U}_n^{-1} \exp(-\Lambda_n \Delta t_n) \mathbf{U}_n$; $\mathbf{f}(0)$ — начальное распределение, которое практически не влияет на ход решения во времени в силу того, что зарядовая кинетика примеси является процессом, непрерывно сходящимся — релаксирующим к некоторому инвариантному пределу — стационарному или квазистационарному распределению, тогда как предыдущие состояния системы довольно быстро (за время релаксации) забываются.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 3 показаны основные результаты расчётов по формулам (2)—(7).

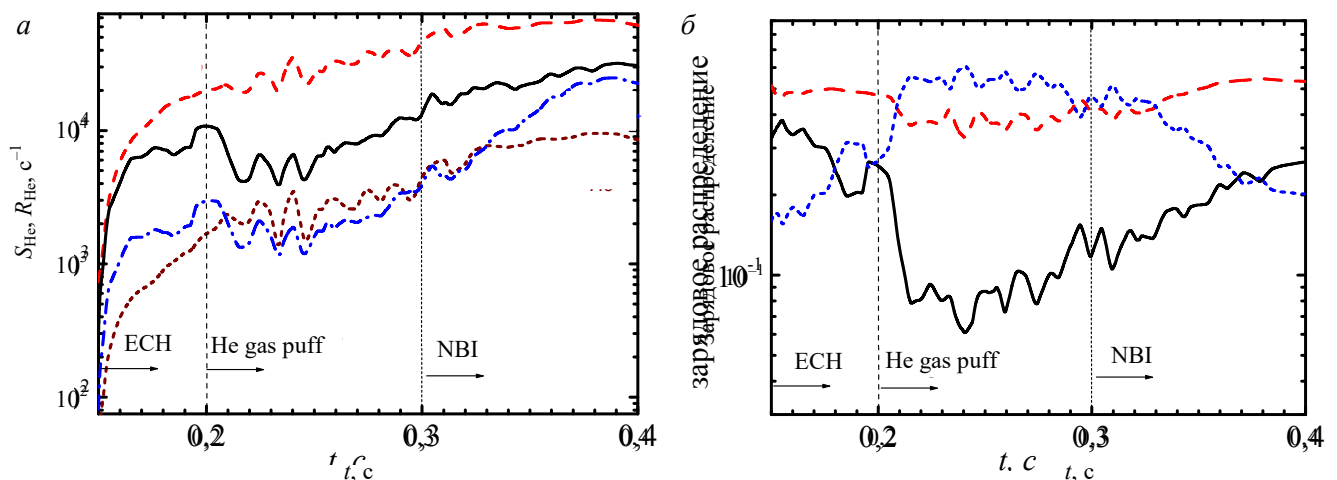


Рис. 3. Скорости и зарядовые распределения гелия, вычисленные по формулам (2)—(7): вычисленные ИР-скорости гелия, обеспечивающие расчёт $LR(t)$, по формуле 2 (см. рис. 1, ε), S_{He^0} — --- , R_{He^+} — — , R_{He^2} — --- , S_{He^+} — --- (а); временная эволюция распределения гелия по ЗС, He^{2+} — --- , He^+ — --- , He^0 — — (б)

Все три фазы включения систем нагрева и газонапуска в LHD чётко прослеживаются на временной эволюции зарядового распределения и ИР-скоростей гелия. В частности, в начале включения ECH-нагрева приводит к росту f_2^{He} количества He^{2+} и падению f_0^{He} количества нейтрального гелия He^0 . Включение вместе с нагревом газонапуска приводит к ещё более заметному сдвигу зарядового равновесия и росту среднего заряда, а также к появлению колебаний, которые также видны в переходной фазе (около 50 мс) на кривых $T_e(t)$, $R_{\text{He}^+}(t)$ и $S_{\text{He}^+}(t)$. Подключение нагрева пучками NBI заметно на $T_e(t)$, но практически не отражается на отношении интенсивностей линий (см. рис. 1, з). В этой стадии разряда, несмотря на заметный рост $T_e(t) > 60\text{—}70$ эВ (см. рис. 1, а), скорости ионизации гелия увеличиваются довольно медленно, как это и следует из зависимостей скоростей ионизации от температуры, выходящих на пологий участок. Но скорости перезарядочной рекомбинации $R_{\text{He}^{2+}}$, наоборот, продолжают быстро расти как следствие инъекции нейтральных пучков. Так как скорости рекомбинации, отвечающие изменениям $LR(t)$, растут быстрее, чем растут скорости ионизации (см. рис. 3, а), то такое соотношение ИР-скоростей приводит к противоположному сдвигу зарядового равновесия.

Изменения зарядового распределения можно обнаружить на временном ходе среднего заряда гелия $\langle z \rangle(t)$. На рис. 4 показан расчёт $\langle z \rangle(t)$ по формуле

$$\langle z \rangle(t) = \sum_{k=0}^Z k f_k^{\text{He}}(t) = f_1^{\text{He}}(t) + 2f_2^{\text{He}}(t). \quad (8)$$

Для рассматриваемого диапазона температуры плазмы скорости ионизации гелия более чем на два порядка выше, чем скорости ионизации других лёгких примесей. Поэтому особенность анализируемой зарядовой кинетики гелия состоит в том, что формирующееся зарядовое распределение непрерывно и довольно быстро релаксирует к меняющемуся в соответствии с изменением параметров плазмы равновесию, которое, в свою очередь, определяется изменяющимися отношениями скоростей ионизации и рекомбинации [2—4]. Постоянная зарядово-радиального равновесия примеси λ определяется суммой средних ИР-скоростей. Тогда время релаксации изменений как зарядового распределения, так и распределения плотности гелия к равновесию оказывается коротким и находится по формуле

$$\tau_R(t) = \lambda^{-1} = [\bar{S}(t) + \bar{R}(t)]^{-1}.$$

На рис. 5 показаны расчёты времени релаксации распределений гелия $\tau_R(t)$. Из этих расчётов следует, что зарядовое распределение гелия изменяется очень быстро и успевает трансформироваться вслед за наблюдаемыми изменениями во времени параметров плазмы, измеренных эмиссий линий и их отношения. Характерное время таких изменений в эксперименте можно оценить как $\tau_{\text{exp}} \sim 5\text{—}10$ мс. Временной интервал, в течение которого ИР-скорости считались постоянными и рассчитывались изменения зарядового распределения по формулам (5)—(7), составлял

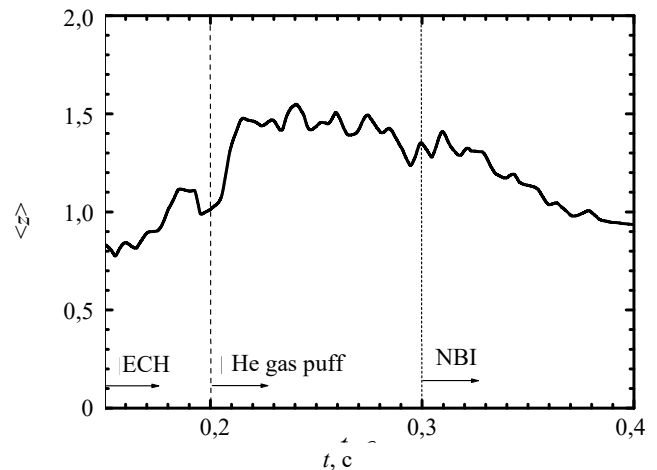


Рис. 4. Временная эволюция среднего заряда гелия в начальной фазе разряда LHD

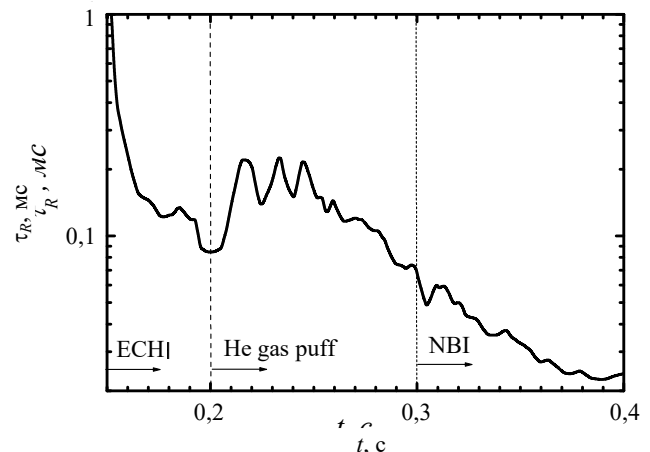


Рис. 5. Время релаксации зарядового распределения гелия в начальной фазе разряда в LHD

$\tau_c = 0,6$ мс. Таким образом, расчёты нестационарных процессов проводились при соотношении $\tau_R = \tau_c = \tau_{\text{exp}}$, показывающем, что рассматриваемые ИР-процессы отвечают квазистационарной эволюции во времени зарядово-радиального распределения гелия в плазме.

ВЫВОДЫ

Нестационарные расчёты после того, как найдены масштабы скоростей рекомбинации и вычислено время релаксации, могут быть сильно упрощены и фактически заменены на квазистационарные, для которых, как можно убедиться расчётом, выполняется необходимое условие $\bar{S}(t) = \bar{R}(t)$. Поэтому проверочный расчёт квазистационарной временной эволюции зарядового распределения по полученным данным для ИР-скоростей (см. рис. 3, а) показывает полное и точное согласие с результатами, показанными на рис. 3, б для нестационарной зарядовой кинетики.

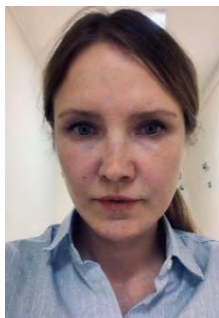
Таким образом, анализ нестационарной и квазистационарной зарядовой кинетики даёт согласованные представления об исследуемых физических процессах. В частности, по временной эволюции отношения эмиссии спектральных линий HeI (447,1 нм) и HeII (468,6 нм) вычислены ход во времени и величины скоростей рекомбинации ионов гелия. Рассчитана временная эволюция распределения гелия по зарядовым состояниям в трёх последовательных стадиях начала разряда: включения ЭЦР-нагрева, газонапуска гелия и нагрева нейтральными пучками. Обнаружено, что существенный вклад в рекомбинацию ионов гелия дают процессы перезарядки на возбуждённых состояниях нейтрального водорода. Из-за больших величин ИР-скоростей гелия время релаксации его зарядово-радиальных распределений ЗС к квазистационарным распределениям оказывается менее 0,2 мс, что позволяет упростить последующий анализ зарядовой кинетики гелия в LHD и проводить его в рамках квазистационарной задачи.

Детальный анализ данных, полученных в исследованиях начальной фазы разряда в LHD, воспроизводит общие проблемы и способы их анализа для переходных фаз других плазменных систем. Это относится, в частности, к вполне аналогичному по параметрам плазмы геликонному квазистационарному плазменному разряду и исследованиям зарядового распределения гелия, использующим эмиссию спектральных линий [10].

Данная работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goto M., Morita S., Sawada K., Fujimoto T., Yamamoto S., Miyazawa J., Yamada H., Toi K. Determination of the hydrogen and helium ion density in the initial and final stages of a plasma in the Large Helical Device by optical spectroscopy. — *Physics of Plasmas*, 2003, vol. 10, p. 1402.
2. Shurygin V.A. Impurity charge state transport in tokamak and stellarator plasmas. — *Nucl. Fusion*, 2020, vol. 60, p. 46001.
3. Shurygin V.A. Light impurities: equilibrium, transport and density profiles in tokamak and stellarator plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2023, vol. 65, p. 105002.
4. Шурыгин В.А. Диффузионно-конвективная модель переноса примесей в квазистационарной плазме: критика и альтернатива. — *Физика плазмы*, 2024, т. 50, вып. 8.
5. Вайнштейн Л.А., Собельман И.И., Юков Е.А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. — М.: Наука, 1979.
6. Абрамов В.А., Лисица В.С., Пигаров А.Ю. Об изменении эффективных сечений перезарядки в плазме. — *Письма в ЖЭТФ*, 1985, т. 42, вып. 7, с. 288.
7. OPEN-ADAS.
8. Rosmej F.B., Astapenko V.I., Lisitsa V.S. Applications to Plasma Spectroscopy. — In: *Plasma Atomic Physics*. Springer Series on Atomic, Optical, and Plasma Physics, 2021, vol. 104 (Springer, Cham.); https://doi.org/10.1007/978-3-030-05968-2_10.
9. Шурыгин В.А. Кинетика распределений примеси по зарядовым состояниям в плазме токамака. — *Физика плазмы*, 2004, т. 30, вып. 6, с. 483.
10. Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. Оптические методы диагностики для измерения параметров плазмы в геликонном разряде. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2022, т. 45, вып. 2, с. 97—104.



Надежда Николаевна Нагель, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Nagel_NN@nrcki.ru



Валерий Степанович Лисица, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор, НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, МФТИ (НИУ), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия

Lisitsa_VS@nrcki.ru



Шурыгин Владимир Александрович, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Shurygin_VA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 2 июля 2024 г.

После доработки 4 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 60—67.

УДК 621.039.6

ТЕПЛОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ МИШЕНИ ДИВЕРТОРА ПРИ ИМИТИРОВАНИИ КАЧЕНИЯ СЕПАРАТРИСЫ

*Р.В. Рулёв, И.В. Мазуль, П.Ю. Пискарев, В.Е. Кузнецов, В.В. Левичев,
М.С. Колесник, В.В. Рузанов, В.Н. Танчук*

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

Рассмотрена проблема высоких тепловых нагрузок на дивертор реактора токамака, затрудняющих создание работоспособной диверторной мишени, имеющей продолжительный срок службы. Обозначены возможные варианты повышения допустимой тепловой нагрузки, приходящейся на теплоотводящие высоконагруженные элементы дивертора. Для проверки работоспособности одного из подходов были подготовлены и проведены тепловые испытания макета на стенде «Цефей-М». Представлены тепловые расчёты, проведённые перед тепловыми испытаниями, и результаты самих испытаний для возможности качественного сравнения. Исследованный метод показал свою эффективность, что может позволить повысить возможные тепловые нагрузки на дивертор до 30 МВт/м² и выше.

Ключевые слова: дивертор, качание сепаратрисы, обращённый к плазме материал, вольфрам, термоциклические испытания.

HEAT FLUX TESTS OF THE DIVERTOR VERTICAL TARGET WHEN SIMULATING SEPARATRIX SWEEPING

*R.V. Rulev, I.V. Mazul, P.Yu. Piskarev, V.E. Kuznetsov, V.V. Levichev,
M.S. Kolesnik, V.V. Ruzanov, V.N. Tanchuk*

JSC «NIEFA» (Efremov Institute), Saint-Petersburg, Russia

The problem of high heat fluxes on the reactor tokamak divertor target which make very difficult creation of reliable divertor target with sufficient lifetime is considered. Possible solutions to these disadvantages are indicated to increase the permissible thermal load on the heat sink high-loaded divertor elements. To verify the operability of one of the approaches, thermal tests of the mock up were prepared and performed at the Tsefey-M facility. Thermal calculations performed before thermal tests and the results of the tests themselves are presented for the possibility of qualitative comparison. The investigated method has shown its effectiveness, which can increase the possible thermal loads on the divertor to 30 MW/m² and above.

Key words: divertor, separatrix sweeping, plasma-facing material, tungsten, thermocyclic tests.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-68-78

ВВЕДЕНИЕ

Диверторное устройство реактора-токамака служит для отвода из разрядной камеры значительной части энергии, используемой для нагрева плазмы, тем самым снижая тепловую и эрозионную нагрузку на первую стенку камеры, чтобы обеспечить неограниченный ресурс работы последней. Кроме того, дивертор способствует защите от поступления в плазму и её очистке от примесей в виде продуктов термоядерной реакции, эрозии стенок и остаточных газов, обеспечивает оптимальную циркуляцию прореагировавшей топливной смеси. При снижении нагрузки на первую стенку увеличивается нагрузка (особенно плотность тепловых и корпускулярных потоков) на диверторную мишень, на которой площадь контакта плазмы со стенкой в силу топологии магнитных полей диверторной конфигурации существенно меньше, чем на первой стенке. Таким образом, диверторная мишень подвергается наиболее разрушительному воздействию плазмы среди всех внутрикамерных компонентов, обращённых к ней, и поэтому во всех проектах реакторов токамаков предполагается плановая замена элементов дивертора по мере исчерпания своего ресурса.

Традиционная мишень дивертора для токамаков реакторного класса (как, например, ИТЭР [1] или ДЕМО [2]) представляет собой многослойную охлаждаемую водой конструкцию, в которой различные слои выполнены из различных материалов и выполняют определённые функции. Средний слой мишени выступает в роли теплоотводящей структуры, имеет каналы охлаждения и выполнен из материалов на медной основе. Теплоотводящая структура облицована защитными плитками из материалов, имеющих

высокую стойкость к ионной и тепловой эрозии и обладающих также высокой теплопроводностью. При выборе толщины облицовки (обычно не менее 5—10 мм) одними из критериев являются недопущение оплавления охлаждаемой подложки при аномальных переходных плазменных нагрузках и обеспечение значительного эрозионного ресурса мишени. Тыльный слой мишени выполнен из нержавеющей стали и ответственен за подачу и отвод теплоносителя к теплоотводящей структуре, обеспечение геометрической стабильности, транспортабельности при замене и прочности мишени в целом, особенно под действием электромагнитных нагрузок. Для удобства извлечения/замены диверторной мишени через патрубки ограниченного сечения она выполняется в виде отдельных секций/кассет, для извлечения которых требуются сложные операции по дистанционному отсоединению (сварочные работы) трубопроводов с теплоносителем и перемещению соседних секций. В проекте ИТЭР продолжительность замены одной (из 54) повреждённой секции дивертора оценивается в несколько месяцев, а замена всей мишени занимает около двух лет. Стоимость всей диверторной мишени ИТЭР составляет более 500 млн долларов, а для реакторов последующих поколений проблема ограниченного срока службы дивертора и его замены может стать критической для их технико-экономических перспектив.

Ограничение ресурса работы диверторной мишени связано, помимо эрозионного износа облицовки, с усталостным разрушением тепловоспринимающих слоёв мишени (облицовка + теплоотводящая структура) под действием значительных температурных напряжений, пропорциональных величине поверхностной тепловой нагрузки, создаваемой плазмой. Тепловые нагрузки в краевой плазме, выносимой в дивертор, в стационарном режиме могут достигать очень высоких значений (≥ 100 МВт/м²) [3], которым не способна противостоять ни одна конструкция. Для снижения этих нагрузок и увеличения тепловоспринимающей поверхности мишени в последние десятилетия в мире были предприняты значительные усилия. Эксперименты на токамаках и расчёты показали, что расширение магнитных силовых линий, увеличение их длины, использование режима газовой мишени с высокой плотностью в диверторе, включая напуск примесных газов, делают возможным снижение пиковой тепловой нагрузки и температуры плазмы [4]. В режиме излучающей газовой мишени, продемонстрированном на действующих токамаках, удаётся снизить пиковую тепловую нагрузку на диверторную мишень до приемлемого уровня 5—10 МВт/м², теплосъём которой не представляет большой проблемы и может быть выполнен даже неподвижной мишенью и даже в теплоаккумулирующем режиме. В ИТЭР, в котором в краевой плазме плотность выносимой энергии существенно больше, проектные значения тепловой нагрузки на дивертор повышены до 10—20 МВт/м². Опыт НИОКР по созданию работоспособной мишени для таких нагрузок показал, что они близки к предельно допустимым для неподвижных твердотельных водоохлаждаемых конструкций. Однако достижимость режима газового дивертора в энергонагруженных токамаках реакторного класса пока не продемонстрирована. Создание очень плотной газовой мишени противоречит условиям удержания основной плазмы [3, 4], а расчёты показывают, что если газовая мишень окажется недостаточно плотной и эффективной, то пиковая нагрузка на дивертор может достигать 30—40 МВт/м² для ИТЭР [5] и даже выше для реакторов типа ДЕМО. Поиск возможности увеличения ресурса работы обращённых к плазме элементов дивертора в условиях повышенных тепловых нагрузок является одним из ключевых вопросов в развитии термоядерных установок будущего.

СНИЖЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ НАГРУЗОК В ДИВЕРТОРЕ ТРТ

Проект отечественного токамака реакторных технологий (ТРТ) [6], в частности, нацелен решать обозначенную задачу. Предварительные расчёты значения пиковой нагрузки на диверторную мишень, выполненные А.С. Кукушкиным с коллегами [7], показали, что при максимальной проектной мощности дополнительного нагрева плазмы ТРТ 40 МВт и инъекции примесей, способствующих формированию газовой мишени, получить нагрузку менее 20—25 МВт/м² не удаётся. Более того, даже при пониженной мощности дополнительного нагрева, используемой на первоначальной фазе работы ТРТ, снижение нагрузки до приемлемых для конструкции 10—15 МВт/м² также в настоящее время не гарантировано. Эта

ситуация объяснима, так как изначально проект ТРТ нацелен за счёт высоких проектных значений мощности дополнительного нагрева и магнитного поля на получение и изучение режимов высокой, как в ИТЭР и даже в ДЕМО, энергонагруженности всех компонентов, обращённых к плазме (КОП), включая дивертор. В таких условиях необходимо принять дополнительные меры для обеспечения выполнения программы установки в случае, если не удастся реализовать всех преимуществ режима газовой мишени и пиковая нагрузка на диверторную мишень превысит 15 МВт/м^2 .

В АО «НИИЭФА» в рамках проекта КОП [8, 9] токамака ТРТ разрабатывается подход к увеличению ресурса работы вертикальных мишеней дивертора за счёт распределения выносимой в дивертор мощности по большей площади, тем самым снижая эффективную плотность мощности тепловой нагрузки.

Для реализации распределения теплового потока вдоль мишени рассматривается несколько вариантов. Первый вариант заключается в качании сепаратрисы за счёт использования дополнительных встроенных в диверторную камеру катушек полоидального поля, которые позволят сдвигать пик тепловой нагрузки вдоль высоты вертикальных мишеней, обеспечивая нужные режимы качания.

Вторым вариантом смещения тепловой нагрузки вдоль элементов дивертора рассматривается возможность механического качания самой мишени. Поскольку качать громоздкую и тяжёлую диверторную мишень целиком (с учётом трубопроводов с теплоносителем) не представляется возможным, в своё время была предложена концепция мишени со сменной облицовкой [10], в которой предлагается качать только облицовочную часть конструкции.

Также рассматривается и вариант комбинации механического перемещения элементов дивертора вместе с качанием сепаратрисы. В этом случае вертикальное перемещение (качание) мишени может производиться при существенно меньших амплитудах и частотах/скоростях, что реализовать механически, по-видимому, значительно проще.

Однако снижение эффективной (распределённой по большей площади мишени) тепловой нагрузки приводит к увеличению числа термоциклов, которое зависит от частоты качания мишени/сепаратрисы. Например, для диверторной мишени токамака ТРТ с продолжительностью горения плазмы 100 с качание мишени/сепаратрисы с частотой 1 Гц увеличивает число циклов нагрева облицовки в $100 \text{ с} \times 1 \text{ Гц} = 100$ раз.

Таким образом, целью настоящих исследований стало изучение термоциклической долговечности вольфрамовой облицовки в условиях повышенных тепловых нагрузок и увеличенного количества циклов нагрева и остывания. Необходимость экспериментального изучения обусловлена тем, что возможность получения расчётного ответа на вопрос о допустимом дополнительном термоциклировании вольфрамовой облицовки отсутствует. Данных о малоциклового усталости вольфрама при высоких температурах от температурных напряжений, которые можно было бы использовать при оценке воздействия температурных напряжений, полученных в расчёте, в литературе не существует.

Термоциклические испытания макета диверторной мишени с вольфрамовой облицовкой в режиме, имитирующем качание сепаратрисы/мишени, были проведены на стенде «Цефей-М» [11, 12] в АО «НИИЭФА».

МАКЕТ И ОСНАСТКА

Для проверки работоспособности подхода распределения тепловой нагрузки был изготовлен макет из медной трубы квадратного сечения, где располагались четыре зоны испытания с вольфрамовой облицовкой различного формата.

В каждой зоне облицовка состояла из одной биметаллической плитки размером 24×24 мм и толщиной 10 мм, из которых 8 мм составляла толщина вольфрама, а 2 мм составлял медный подслоя, выполненный методом наплавки. Плитки были дополнительно разрезаны на более малые тайлы на глубину 9 мм для недопущения их растрескивания при тепловых расширениях во время испытаний. Поскольку величина термонапряжений зависит от поперечного размера плитки, для сравнения результатов исследований выбрали два типоразмера малых тайлов с поперечным сече-

нием 6×6 мм и 4×4 мм. Использовался вольфрам марки ВМП (производства АО «Полема»), который одобрен для применения в диверторе проекта ИТЭР.

Чертёж макета показан на рис. 1, а необходимая оснастка для удобства эксперимента — на рис. 2. Нумерация плиток по порядку слева направо.

Для имитации качания сепаратрисы вдоль мишени дивертора выполнялось последовательное возвратно-поступательное перемещение (скачкообразно) тепловой нагрузки от одной плитки к другой.

Каждая из четырёх зон испытаний была ограничена медной оконной маской. Параметры теплоносителя для проведения тепловых испытаний следующие:

Требуемое давление воды на входе макета, МПа . . .	3,2
Требуемая температура воды на входе макета, °С . . .	50
Расход воды через макет, общий, кг/с . . .	1,67 (15 м/с)
Нагружаемая площадь одной зоны, см ² . . .	6,25
Длительность импульса/паузы . . .	Непрерывно
Поперечное сечение водяного канала, мм ² . . .	113

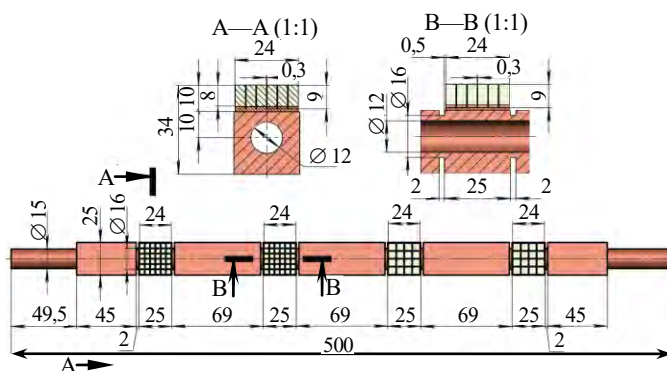


Рис. 1. Макет диверторной мишени для проведения циклических тепловых испытаний, имитирующих режимы качающегося дивертора

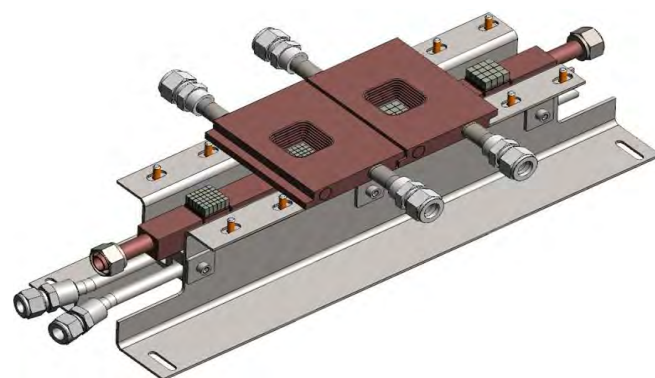


Рис. 2. Оснастка для тепловых испытаний (крайние маски убраны для наглядности)

СТЕНД «ЦЕФЕЙ-М»

Схема проведения тепловых испытаний на стенде «Цефей-М» [13] показана на рис. 3. На подвижном модуле стенда был смонтирован макет в оснастке. Металлорукавами к макету был подключён контур охлаждения с приведёнными параметрами теплоносителя. Над макетом были установлены четыре медные оконные маски (рис. 4), подключённые к отдельному контуру охлаждения. Макет на подвижном модуле был помещён в вакуумную камеру.

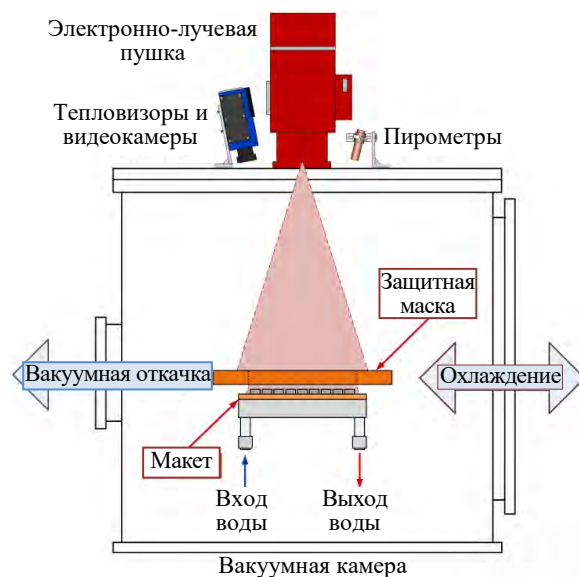


Рис. 3. Схема проведения тепловых испытаний

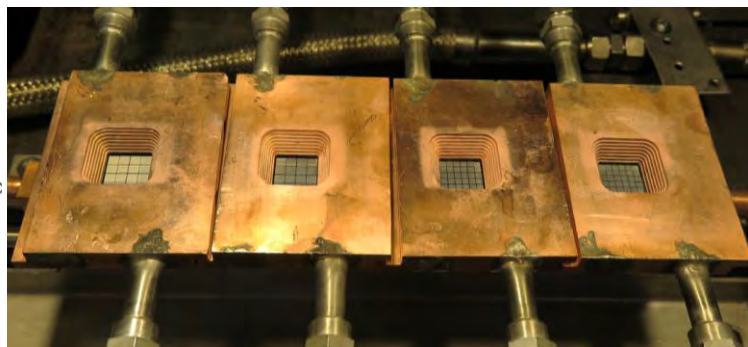


Рис. 4. Макет с установленными защитными масками

В качестве источника тепловой нагрузки на стенде используется электронно-лучевая пушка, позволяющая обеспечивать требуемые нагрузки.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛОВОЙ НАГРУЗКИ. ТЕПЛОВЫЕ РАСЧЁТЫ

При работе над проектами дивертора различных токамаков для выбора оптимальных режимов качания пика тепловой нагрузки был проведён исчерпывающий расчётный анализ температурного состояния многослойной мишени для различных сочетаний амплитуды смещения пика (в диапазоне $A = \pm 5\text{—}15$ см) и частоты возвратно-поступательных перемещений (в диапазоне $\nu = 0,1\text{—}3$ Гц) [11]. Выбранный диапазон амплитуд качания обусловлен пространственными ограничениями в диверторной камере и высотой вертикальной мишени, которые ограничивают размер максимального отклонения пика от среднего положения значением ~ 15 см. Снизу диапазон ограничен значением 5 см, который сравним с шириной профиля тепловой нагрузки ($h = 3\text{—}10$ см) на наклонной мишени, и смещение пика на меньшую величину слабо увеличивает площадь теплового нагружения. Аналогично с выбором частоты качания при малой скорости смещения пика (низкая частота) воздействие опасной пиковой нагрузки успевает прогреть мишень достаточно глубоко и сформировать неприемлемый градиент температур и нагрев поверхности облицовки. При высокой частоте качания происходит эффективное усреднение пика тепловой нагрузки как в пространстве, так и со временем, но это требует неприемлемо высокой скорости перемещения мишени или сепаратрисы (со скоростью $4 A_{\text{макс}} \times \nu_{\text{макс}} = 4 \times 15 \text{ см} \times 3 \text{ Гц} = 1,8 \text{ м/с}$), которая в условиях внутри токамака приводит к значительным проблемам, в том числе вызванным наведёнными токами. По результатам проведённого анализа была получена необходимая информация для дальнейшей, в том числе экспериментальной обработки этого подхода. В частности было показано, что для целей температурного анализа/испытаний в режиме качания, т.е. в режиме пространственного усреднения, сложный 2D-профиль реальной тепловой нагрузки на мишень может быть заменён на модельный прямоугольный профиль, высота которого соответствует максимуму на профиле реальной нагрузки, а площадь соответствует площади под профилем реальной нагрузки. Это упрощение позволило в эксперименте вместо формирования сложного профиля тепловой нагрузки и его перемещения (взад-вперед) вдоль макета мишени (аналоговый режим) использовать однородный по сечению профиль пучка, который последовательно в режиме нагрузка/пауза направляется на различные участки макета («цифровой» режим). На край макета мишени пик нагрузки приходит реже, но длительность импульса больше (зона разворота пика при возвратно-поступательном движении). В центре мишени нагрузка задерживается меньше (без остановки), но в 2 раза чаще.

Перед проведением тепловых испытаний макета были подготовлены дополнительные тепловые расчёты и смоделированы нагрузки в схожих режимах. Нестационарная задача теплопроводности решалась с использованием пакета ANSYS.

В процессе расчётов были получены данные о тепловом состоянии макетов как для стационарных нагрузок, так и для нестационарных режимов теплового нагружения.

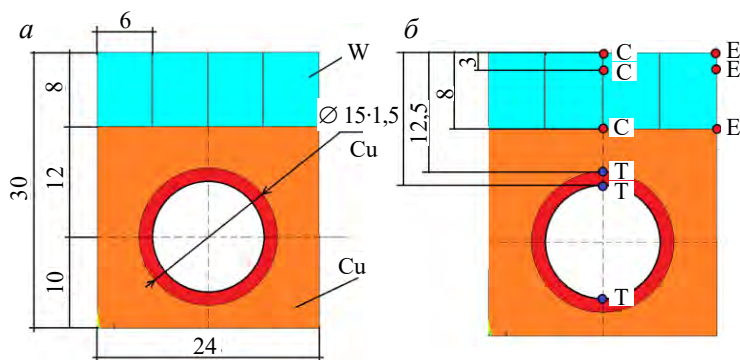


Рис. 5. Модель, характерные размеры (а), материалы, схема вывода результатов для точек (б)

Схема вывода результатов для характерных точек показана на рис. 5, б. Форма импульсов нагружения была принята прямоугольной. При моделировании были учтены кривая кипения и возможность наступления кризиса теплоотдачи на поверхности канала охлаждения. В расчётную модель макета для эффективного перемешивания охлаждающей воды внутрь круглого канала охлаждения макета помещена медная скрученная лента.

Во время проведения тепловых испытаний скрученная лента не была установлена в макет. Для компенсации отсутствия ленты в макете была снижена температура воды на входе и увеличена скорость прокачки.

В расчётах использованы следующие параметры макета и системы охлаждения:

— температура охлаждающей воды $T = 70\text{ }^{\circ}\text{C}$, давление $P = 35\text{ атм.}$, скорость $V = 10\text{ м/с}$;

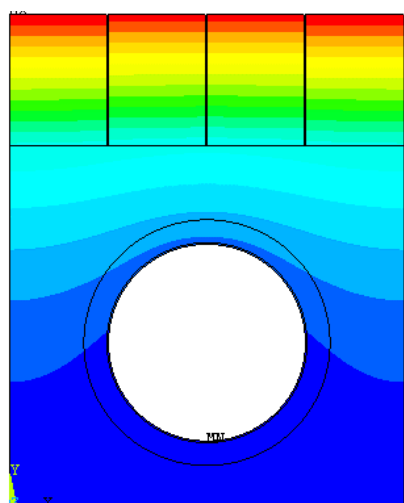
— материалы: облицовка — вольфрам, тело — медь (бронза), трубка охлаждения — медь (бронза).

Результаты теплового расчёта для стационарной нагрузки $q = 20\text{ МВт/м}^2$ представлены в таблице и на рис. 6—9.

Результаты теплового расчёта для $q = 20\text{ МВт/м}^2$

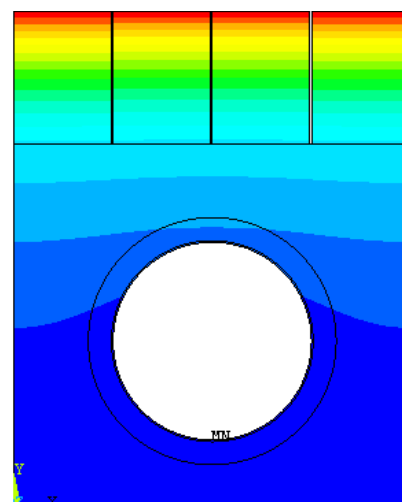
Обозначение точки	Температура, $^{\circ}\text{C}$	Обозначение точки	Температура, $^{\circ}\text{C}$
C1	2042	E1	2081
C2	1553	E2	1593
C3	700	E3	757
T1	427		
T2	317		
T3	136		

Видно, что в отсутствие качания тепловой нагрузки температура вольфрама превышает $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$, что существенно выше температуры его рекристаллизации, а максимальная температура медного охлаждаемого основания достигает $\sim 700\text{ }^{\circ}\text{C}$, что приводит к заметному испарению меди. В таких условиях конструкция работает на пределе, а её срок службы будет небольшим.



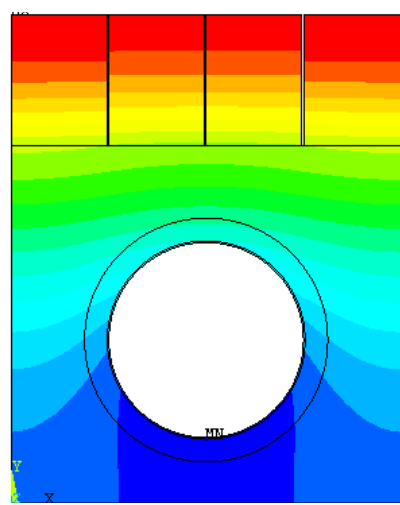
136 352 568 784 1001 1217 1433 1649 1865 2081

Рис. 6. Распределение температуры, стационарная нагрузка $q = 20\text{ МВт/м}^2$



94,6 217,5 340,3 463,2 586,1 709 831,9 954,7 1077,6 1200,5

Рис. 7. Распределение температуры, импульсная нагрузка 20 МВт/м^2 . Конец импульса



96,6 126,1 155,6 185,2 214,7 244,2 273,8 303,3 332,8 362,4

Рис. 8. Распределение температуры, импульсная нагрузка $q = 20\text{ МВт/м}^2$. Конец паузы

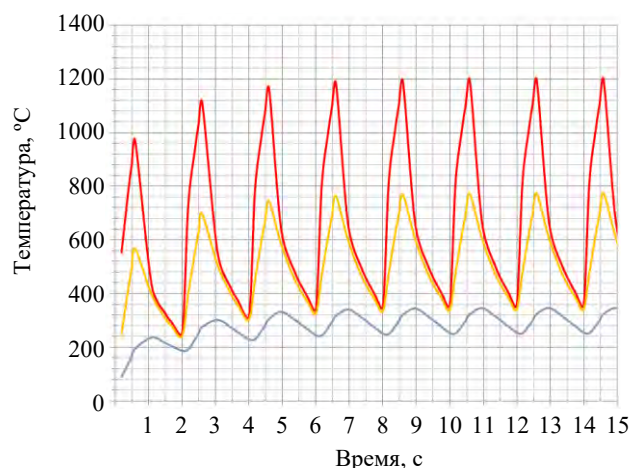


Рис. 9. Изменение температуры, импульсная нагрузка $q = 20\text{ МВт/м}^2$: — C1, — C2, — C3

Во втором варианте расчёта приведено моделирование нестационарной (импульсной) нагрузки с тепловым потоком $q = 20 \text{ МВт/м}^2$, длительностью импульса $t = 0,6 \text{ с}$ и длительностью паузы $t = 1,4 \text{ с}$. Данное соотношение длительности нагрева и паузы охлаждения соответствует реализуемому режиму качания, в котором размах (двойная амплитуда отклонения нагрузки от среднего положения $2 A$) качания превышает ширину прямоугольного пика нагрузки (h) в $2/0,6 = 3,5$ раза, а частота качания составляет $0,5 \text{ Гц}$. Применительно к внешней мишени дивертора ТРТ (расположена на радиусе $R = 2,4 \text{ м}$, воспринимает 15 МВт тепла при $P_{\text{доп. нагрев}} = 30 \text{ МВт}$, пиковая тепловая нагрузка 20 МВт/м^2) этот расчёт будет соответствовать ширине прямоугольного пика $h = 50 \text{ мм}$, амплитуде качания $A = \pm 87,5 \text{ мм}$, средней скорости перемещения пика по мишени не выше $0,175 \text{ м/с}$, что с инженерных позиций представляется вполне достижимым.

Видно, что в режиме качания тепловой нагрузки максимальные температуры вольфрама и меди снизились почти в 2 раза. Кроме того, амплитуда термоциклов на поверхности вольфрама уменьшилась в $2042/(1200-350) = 2,4$ раза, а на поверхности меди в $700/(350-250) = 7$ раз. Таким образом, расчёты показали, что умеренное качание пикированной нагрузки может существенно снизить максимальные температуры мишени и уменьшить амплитуду изменения температур облицовки.

Каким образом увеличение числа циклов отразится на поведении вольфрама, предстоит определить экспериментально.

ТЕПЛОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ НА СТЕНДЕ «ЦЕФЕЙ-М»

Тепловые испытания макета проходили в несколько этапов с различным временем воздействия на плитки и величиной теплового потока.

Предварительный этап испытаний. На данном этапе для настройки требуемой плотности мощности в пучке (определяется калориметрически по нагреву воды при известном размере окна маски и достижении стационарного режима нагрева плитки) и для калибровки измерительной аппаратуры на плитке № 1 (крайняя слева на фото рис. 4) была получена нагрузка 20 МВт/м^2 . Было проведено несколько термоциклов (15 с импульс/15 с пауза) с достижением стационарной температуры поверхности. Измеренная температура совпала с расчётной. Важно отметить, что при данной нагрузке, которая соответствует максимальной нагрузке в диверторе ИТЭР (20 МВт/м^2), не произошло какого-либо повреждения вольфрама или зоны соединения плитки с медным основанием. В отличие от дизайна вертикальной мишени ИТЭР, в которой использовалась геометрия облицовки типа моноблок, в данном случае использовалась геометрия облицовки и границы её соединения с подложкой, называемая термином «макробраш» (или плоские плитки на пьедестале). Данный дизайн облицовки, который значительно удешевляет её изготовление и уменьшает расход вольфрама, был много лет назад предложен в НИИ-ЭФА, показывает рекордную стойкость к тепловым нагрузкам [14] и будет использован в проекте дивертора ТРТ.



Плитка № 2

Плитка № 3

Плитка № 4

Рис. 10. Фотографии поверхности плиток после первого этапа

В результате проведённых испытаний на первом этапе видимых изменений поверхности макета не выявлено, как не выявлено и каких-либо изменений качества теплостёма.

Пиковые значения температуры плитки № 2, измеренные пирометром, составили $1196 \text{ }^\circ\text{C}$.

Первый этап тепловых испытаний.

На первом этапе тепловых испытаний (рис. 10) нагрев плиток проходил по следующей циклограмме: $0,66$ (плитка № 2) $\rightarrow 0,33$ (№ 3) $\rightarrow 0,66$ (№ 4) $\rightarrow 0,33 \text{ с}$ (№ 3). Тепловой поток составлял 20 МВт/м^2 . Общее количество сделанных циклов (по 2 с каждый) составило $20\,000$.

В данном режиме для плиток № 2 и 4 режим термоциклирования близок к расчётному.

Измеренная в эксперименте максимальная температура плитки № 2 хорошо согласуется с расчётным результатом.

Второй этап тепловых испытаний.

На втором этапе тепловых испытаний (рис. 11) нагрев плиток проходил по другой циклограмме: 0,25 (плитка № 2) → 0,125 (№ 3) → 0,125 с (пауза) → 0,25 (№ 4) → 0,125 (№ 3) → 0,125 с (пауза). Тепловой поток составлял 30 МВт/м². Общее количество сделанных циклов (по 1 с каждый) составило 30 000.

В результате проведённых испытаний на втором этапе происходит матирование поверхности плиток вольфрама, изменений качества теплосъёма макетом не выявлено.

Пиковые значения температуры плитки № 2, измеренные пирометром, составили 1379 °С.

Циклограмма испытаний по сравнению с первым этапом была изменена, так как была заметно (в 1,5 раза) увеличена пиковая нагрузка, что потребовало увеличить «интенсивность» качания, чтобы смягчить последствия увеличения нагрузки. Была увеличена частота качания (1 с вместо 2 с), а также пропорция между общей продолжительностью цикла и длиной импульса (эквивалентно соотношению между двойной амплитудой качания и шириной пика), которая на данном этапе составила величину $1/0,25 = 4$ по сравнению со значением $2/0,66 = 3$ на первом этапе. В результате увеличения «интенсивности» качания при 50%-ном увеличении нагрузки максимальная температура облицовки увеличилась лишь на 15% ($1379\text{ °С}/1196\text{ °С} = 1,15$).

Третий этап тепловых испытаний. На третьем этапе тепловых испытаний нагрев плиток проходил по следующей циклограмме: 0,333 (плитка № 2) → 0,167 (№ 3) → 0,333 (№ 4) → 0,167 с (№ 3). Тепловой поток составлял 30 МВт/м². Общее количество сделанных импульсов (по 1 с каждый) составило 20 000.

В результате проведённых испытаний на третьем этапе происходит матирование поверхности плиток вольфрама, заметны небольшие трещинки на поверхности, изменений качества теплосъёма макетом не выявлено.

Пиковые значения температуры плитки № 3, измеренные пирометром, составили 1481 °С, а плитки № 4 — 1675 °С. Разница температур в данном случае связана с разницей в режимах нагружения. При одинаковой поглощаемой этими плитками за время полного цикла энергии плитка № 3 испытывает более слабые термоциклы, так как работает при более высокой частоте нагружения.

Исследование поверхности после третьего этапа. После завершения третьего этапа было проведено исследование поверхности плиток при помощи оптического микроскопа. Самые явные дефекты по результатам тепловых испытаний показаны на рис. 12.

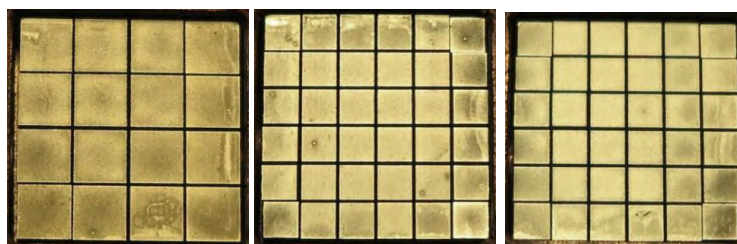


Рис. 11. Фотографии поверхности плиток после второго этапа

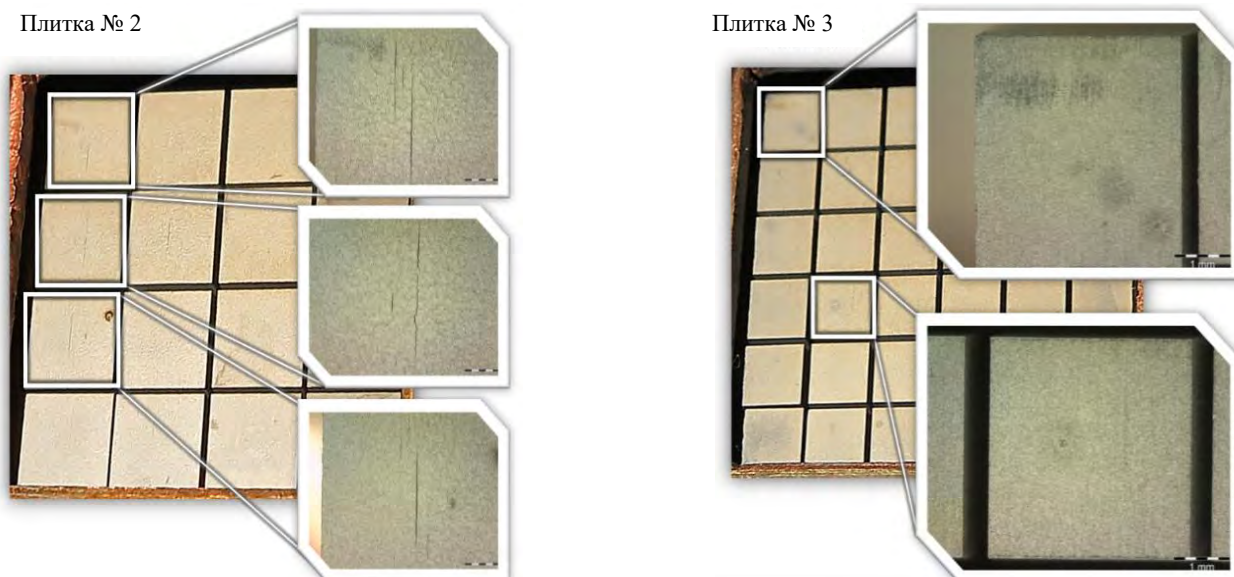


Рис. 12. Результаты исследования поверхности после третьего этапа

Видно, что на плитке № 2 на тайлах с поперечным сечением 6×6 мм после 70 000 циклов (после этапов 1—3) появились усталостные трещины, наличие которых, впрочем, не сказалось на работоспособности конструкции. При последующем термоциклировании на этапах 4 и 5 (дополнительное число термоциклов составило $10 + 65,7 = 75,7$ тысяч) выявленные трещины не получили видимого развития. На плитках с меньшим поперечным размером (4×4 мм) усталостных трещин не заметно.



Плитка № 2

Плитка № 3

Плитка № 4

Рис. 13. Фотографии поверхности плиток после четвёртого этапа

Четвёртый этап тепловых испытаний. Имитация срывов. На четвёртом этапе тепловых испытаний (рис. 13) проходила имитация одновременного воздействия основной квазистационарной тепловой нагрузки (в данном случае в режиме качания) совместно с импульсным воздействием, характерным для переходных тепловых режимов: типа срыв или вертикальное смещение плазмы, воздействие краевых

мод (типа ELM's). Это достигалось путём фокусировки пучка до значений $q \geq 500$ МВт/м² на 10 мс.

Нагрев плиток проходил по следующей циклограмме: 0,25 с (плитка № 2) → фокусировка в точку на 10 мс (плитка № 2) → 0,125 с (№ 3) → фокусировка в точку на 10 мс (№ 3) → 0,105 с (пауза) → 0,25 с (№ 4) → фокусировка в точку на 10 мс (№ 4) → 0,125 с (№ 3) → фокусировка в точку на 10 мс (№ 3) → 0,105 с (пауза). Тепловой поток составлял 30 МВт/м², мощность в пучке 57 кВт. Плотность поглощённой энергии при имитации переходных нагрузок составила не менее $500 \text{ МВт/м}^2 \times 10 \text{ мс} = 5 \text{ МДж/м}^2$. Общее количество сделанных импульсов (по 1 с каждый) составило 10 000.

В результате проведённых испытаний на четвёртом этапе произошло значительное оплавление в зоне фокусировки пучка, изменений качества теплосъёма макетом не выявлено.

Пиковые значения температуры плитки № 4 непосредственно перед фокусировкой пучка составили 1688 °С.

На последнем пятом этапе испытания были проведены при одинаковой тепловой нагрузке 30 МВт/м² и фиксированной циклограмме для получения основного объёма циклов и данных о термоциклической прочности вольфрама в сопоставимых условиях.



Плитка № 2

Плитка № 3

Плитка № 4

Рис. 14. Фотографии поверхности плиток после пятого этапа

Пятый этап тепловых испытаний. На пятом этапе тепловых испытаний (рис. 14) нагрев плиток проходил по следующей циклограмме: 0,25 с (плитка № 2) → 0,125 с (№ 3) → 0,125 с (пауза) → 0,25 с (№ 4) → 0,125 с (№ 3) → 0,125 с (пауза). Тепловой поток составлял 30 МВт/м². Общее количество сделанных импульсов по 1 с составило 65 700.

В результате проведённых испытаний на пятом этапе происходит матирование поверхности плиток вольфрама и зоны оплавления, заметны небольшие трещинки на поверхности, изменений качества теплосъёма макетом не выявлено.

ВЫВОДЫ

В работе продемонстрированы возможности электронно-лучевой установки «Цефей-М» имитировать поверхностные тепловые нагрузки, характерные для большинства режимов работы КОП в токамаках различных поколений. Речь идёт об основных квазистационарных нагрузках, о возможности воспроизводить режимы качания пика тепловой нагрузки, имитации некоторых переходных тепловых нагрузок (срывы плазмы, ELM,s и др.), в том числе одновременного совмещения этих режимов. Имеющееся диагностическое оборудование стенда «Цефей-М» позволяет регистрировать нестационарные тепловые процессы и обеспечивать сравнение расчётных и экспериментальных температурных данных.

Расчётом и экспериментально было показано, что смещение пика тепловой нагрузки вдоль мишени дивертора позволяет эффективно (в разы) снизить максимальную температуру облицовки и амплитуду её изменения при циклировании, а также амплитуду вариации температуры в зоне присоединения облицовки к подложке. Эти изменения температурного режима позволяют существенно снизить температурные напряжения в многослойной мишени и тем самым увеличить её срок службы.

Было продемонстрировано, что использование режима «качания» пика тепловой нагрузки при технически достижимых параметрах (частота 0,5—1 Гц, увеличение площади теплового воздействия в 3—4 раза) позволяет повысить допустимую исходную/падающую тепловую нагрузку на мишень до 30 МВт/м², причём обеспечить при этом температурные условия на мишени даже более благоприятные, чем при нагрузке 20 МВт/м² в режиме, характерном для ИТЭР, и постоянном положении зоны «страйк» на мишени. Экстраполяция полученных результатов на режимы чуть более «интенсивного качания», по нашей оценке, позволит говорить о допустимости пиковой нагрузки на дивертор до значений 35—40 МВт/м², что может позволить в перспективе отказаться от режима газовой мишени, если этого захотят физики плазмы.

Использование частотного режима теплового нагружения приводит к дополнительному числу циклов пусть и меньшей амплитуды. В эксперименте показано (на базе 135 тыс. термоциклов на крайних плитках и 270 тыс. циклов на центральной плитке), что вольфрамовая облицовка выдерживает без серьёзных разрушений дополнительное термоциклирование в режиме качания сепаратрисы. Применительно к токамаку ТРТ, в котором длительность разряда плазмы составляет 100 с, качание сепаратрисы с частотой 1 Гц возможно как минимум на протяжении 1350 разрядов плазмы.

В эксперименте также получило подтверждение ранее известное расчётное положение, что уменьшение характерного размера облицовочной плитки в плане снижает температурные напряжения в плитке и повышает её термоциклическую усталостную прочность. На плитках меньшего сечения (4×4 мм²) усталостные трещины не были обнаружены, а на плитках увеличенного сечения (6×6 мм²) усталостные трещины были обнаружены после 70 тыс. термоциклов, но они при дальнейшем термоциклировании не увеличились в размерах. В практическом плане это позволяет высказать предположение (требует дальнейшей проверки), что при изготовлении диверторной облицовки (для токамака ТРТ, например) можно обойтись изготовлением более крупных облицовочных плиток (например, 10×10 мм², что дешевле), которые по мере эксплуатации в результате поверхностного умеренного растрескивания подвергнутся самосегментации, которая снизит температурные напряжения и позволит дальнейшую эксплуатацию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merola M. et al. Overview and status of ITER internal components. — *Fusion Eng. Des.*, 2014, vol. 89, p. 890-5.
2. Federici G. et al. Overview of EU DEMO design and R&D activity. — *Ibid.*, p. 882-9.
3. Kukushkin A.S., Parker H.D. Neutral recirculation—the key to control of divertor operation. — *Nucl. Fusion*, 2016, vol. 56, p. 126012 (7 p.).
4. Wischmeier M. High density operation for reactor-relevant power exhaust. — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 463, p. 22-9.
5. Loarte A. et al. Power and particle fluxes at the plasma edge of ITER: specification and physics basis. — In: 22nd IAEA Fusion Energy Conference. Geneva, 2008, IT/P6-13.
6. Krasilnikov A.V., Konovalov S.V., Bondarchuk E.N., Mazul I.V. et al. Tokamak with Reactor Technologies (TRT); Concept, Missions, Key Distinctive Features and Expected Characteristics. — *Plasma Physics Reports*, 2021, vol. 47(11), p. 1092—1106.
7. Кукушкин А.С., Пшенов А.А. Режимы работы традиционного дивертора в ТРТ. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11.
8. Mazul I.V., Giniyatulin P.N., Kavin A.A., Litunovskii N.V., Makhankov A.N., Piskarev P.Yu., Tanchuk V.N. Plasma-Facing Components of the TRT Tokamak. — *Plasma Physics Reports*, 2021, vol. 47, № 12, p. 1220—1237.
9. Кукушкин А.С., Пшенов А.А. Режимы работы традиционного дивертора в ТРТ. — *Физика плазмы*, 2021, т. 47, № 11.
10. Mazul I.V. Alternative divertor target concepts for next step fusion devices. — *Nuclear Fusion*, 2016, vol. 56, p. 126009 (6 p.).
11. Мазуль И., Пискарев П., Танчук В. и др. Температурные режимы многослойной конструкции диверторной мишени при смещении пика тепловой нагрузки вдоль мишени дивертора энергонагруженного токамака. (Планируем опубликовать в ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез в 2025 г.)
12. Gagen-Torn V.K., Kirillov I.R., Komarov V.L. Experimental complex for high heat flux materials interaction results. — In: Proceedings of the 18th Symposium on Fusion Technology (SOFT). Karlsruhe, Germany, 22—26 August, 1994, p. 363—366.
13. Volodin A., Kuznetsov V., Davydov V., Kokoulin A., Komarov A., Mazul I., Mudyugin B., Ovchinnikov I., Stepanov N., Rulev R., Eremkin A., Rogov A., Prianikov V., Fedosov A. The high-heat-flux test facilities in the joint stock company. — *Fusion Eng. and Des.*, 2015, vol. 98—99, p. 1411—1414.
14. Makhankov A., Berkhov N., Divavin V., Giniyatulin R., Grigoriev S., Ibbott C., Komarov V., Labusov A., Mazul I., McDonald J., Tanchuk V., Youchison D. Analytical and Experimental Investigation of Cascade Effect Failure. — *Ibid.*, 2001, vol. 56—57, p. 337—342.

АО «НИИЭФА» им. Д.В. ЕФРЕМОВА, 196641 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, ПОС. МЕТАЛЛОСТРОЙ,
ДОРОГА НА МЕТАЛЛОСТРОЙ 3, РОССИЯ



Роман Валерьевич Рулёв, главный специалист отдела тепловых испытаний
rulev@sintez.niiefa.spb.su



Игорь Всеволодович Мазуль, главный научный сотрудник, д. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности
mazul@sintez.niiefa.spb.su



Павел Юрьевич Пискарев, начальник отделения «Энергонапряжённые многослойные компоненты»
piskarev@sintez.niiefa.spb.su



Владимир Евгеньевич Кузнецов, начальник отдела тепловых испытаний
kunetc@sintez.niiefa.spb.su



Вадим Вячеславович Левичев, ведущий научный сотрудник отдела тепловых испытаний, к.ф.-м.н.
levichev@sintez.niiefa.spb.su



Михаил Сергеевич Колесник, инженер-исследователь 1 категории
kolesnik@sintez.niiefa.spb.su



Владимир Вячеславович Рузанов, инженер-исследователь
ruzanov@sintez.niiefa.spb.su



Виктор Николаевич Танчук, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности
victor.tanchuk@sintez.niiefa.spb.su

Статья поступила в редакцию 5 июня 2024 г.

После доработки 2 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 68—78.

УДК 621.7; 621.039.531:546.881; 621.039.634.669-154

ПОВРЕЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОЛЬФРАМА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ СТАЦИОНАРНЫМИ ИОННЫМИ И ИМПУЛЬСНЫМИ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ ГЕЛИЯ

*И.В. Боровицкая¹, В.Н. Пименов¹, С.Н. Коршунов², А.Н. Мансурова², С.А. Масляев¹, А.С. Демин¹,
Е.В. Морозов¹, Н.А. Епифанов¹, А.Б. Михайлова¹, С.В. Латышев^{1,3}, Г.Г. Бондаренко⁴, А.И. Гайдар⁵,
Е.В. Матвеев⁵, И.С. Монахов^{1,4}*

¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

³Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия

⁴Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

⁵Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, Москва, Россия

Проведены сравнительные исследования повреждаемости поверхности вольфрама при облучении стационарными потоками ионов гелия и импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы в ионно-лучевом ускорителе ИЛУ и в установке Плазменный фокус (ПФ) «Вихрь». Параметры облучения стационарными потоками ионов He⁺ в ИЛУ: энергия ионов гелия 30 кэВ, дозы 1,0·10¹⁸ и 2,0·10¹⁸ см⁻², температура мишеней в процессе облучения не превышала ~500 К. Для облучения импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы в установке ПФ «Вихрь» образцы размещались в катодной зоне камеры ПФ «Вихрь» на расстоянии 2, 4 и 6 см от анода. Параметры облучения образцов в ПФ «Вихрь»: длительность ионного и плазменного воздействия составляет 10—30 и 50—200 нс соответственно, плотность мощности плазмы в интервале ~10⁷—10⁹ Вт/см², ионов ~10⁹—10¹⁰ Вт/см², число импульсов $N = 5, 15$ и 30, энергия ионов гелия составляла ~100 кэВ, температура плазмы ~1 кэВ. При облучении стационарными потоками ионов He⁺ дозой 10¹⁸ см⁻² обнаружено образование блистеров с периферийным разрывом крышек, характерным для хрупкого материала. Увеличение дозы облучения в 2 раза приводит к смене механизма разрушения поверхности — наблюдается отшелушивание слоёв (флекинг). При облучении образцов в ПФ «Вихрь» происходит оплавление поверхностного слоя, поверхность приобретает волнообразный рельеф, на ней появляются трещины, кратеры — следы выхода газа (гелия) и нераскрывшиеся блистеры, причём размер кратеров составляет ~1—2 мкм, что сопоставимо с размерами блистеров при ионной имплантации He⁺ в ИЛУ. Выполнено численное моделирование воздействия пучка быстрых ионов гелия на W в установке ПФ «Вихрь». Методами рентгеноструктурного анализа обнаружены следующие эффекты: уменьшение параметров решётки при всех режимах воздействия ионных и плазменных потоков; изменения в различной степени размеров области когерентного рассеяния (ОКР), величины микродеформации решётки и текстуры. Обнаружено снижение микротвёрдости образцов вольфрама после обработки гелиевой плазмой и ионами He⁺ в ПФ «Вихрь», что может быть результатом воздействия двух конкурирующих факторов: отжига дефектов при мощных тепловых нагрузках (уменьшает H_{μ}) и термических напряжений, возникающих при кристаллизации и охлаждении оплавленного поверхностного слоя (увеличивают H_{μ}). Обсуждаются механизмы наблюдаемых явлений.

Ключевые слова: вольфрам, стационарные потоки ионов гелия, импульсные потоки ионов гелия и плазмы, блистеринг, рентгеноструктурные исследования, постоянная решётки, микротвёрдость.

DAMAGE OF THE TUNGSTEN SURFACE LAYER UNDER IRRADIATION BY STATIONARY ION AND PULSE BEAM-PLASMA FLOWS OF HELIUM

*I.V. Borovitskaya¹, V.N. Pimenov¹, S.N. Korshunov², A.N. Mansurova², S.A. Maslyaev¹, A.S. Demin¹,
E.V. Morozov¹, N.A. Epifanov¹, A.B. Mikhailova¹, S.V. Latyshev^{1,3}, G.G. Bondarenko⁴, A.I. Gaidar⁵,
E.V. Matveev⁵, I.S. Monakhov^{1,4}*

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

A comparison of the tungsten surface damageability under irradiation with stationary flows of helium ions and pulsed flows of helium ions and plasma in the ILU ion-beam accelerator and in the Plasma Focus PF Vikhr installation was made, respectively. Irradiation parameters with He⁺ ions stationary flows in the ILU: 30 keV helium ion, doses 1.0·10¹⁸ cm⁻² and 2.0·10¹⁸ cm⁻²; the targets temperature during irradiation did not exceed ~500 K. For irradiation with pulsed helium ions flows and helium plasma in the PF Vikhr installation the samples were placed in the cathode zone of the PF chamber at the distance of 2, 4 and 6 cm from the anode. Parameters of irradiation of samples in the PF: the exposure duration to ion and plasma beams is 10—30 ns and 50—200 ns, respectively; plasma power density in the range ~10⁷—10⁹ W/cm²; ion density ~10⁹—10¹⁰ W/cm²; number of pulses $N = 5, 15$ and 30; helium ion energy is ~100 keV, plasma temperature ~1 keV. The formation of blisters with peripheral rupture of the lids, which is characteristic for a brittle material, was detected.

ted under irradiation with stationary flows of He^+ ions with a dose of 10^{18} cm^{-2} . The irradiation by doubling dose leads to a change in the mechanism of surface destruction—flaking was observed. When samples were irradiated in the PF Vikhr, the surface layer melts, the morphology of the samples surface has a wave-like relief, cracks, blisters, craters - traces of gas (helium) release appeared on it, the surface layer melted, and the craters size was $\sim 1\text{—}2 \mu\text{m}$, which is comparable to blister sizes during He^+ ion implantation on ILU. Numerical modeling of the fast helium ions beam effect on W in the PF Vikhr installation was performed. Using the X-ray diffraction analysis method the following effects were discovered: a decrease of lattice parameters in all modes of exposure to ion and plasma flows, changes in the size of the CSR and in the magnitude of lattice microdeformation to varying degree and texture changes. A decrease in the microhardness of tungsten samples was established after treatment with helium plasma and He^+ ions in the Vikhr PF installation. This process is influenced by two competing factors: annealing of defects under high thermal loads (reduces H_{μ}) and thermal stresses arising during crystallization and cooling of the melted surface layer (increases H_{μ}). The mechanisms of the observed phenomena are discussed.

Key words: tungsten, stationary flows of helium ions, pulsed flows of helium ions and plasma, blistering, X-ray diffraction method, lattice constant, microhardness.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-79-92

ВВЕДЕНИЕ

Известно, что поверхность элементов конструкций вакуумной камеры термоядерного реактора будет подвергаться тепловому и радиационному воздействию, а также загрязнению продуктами поверхностной эрозии и распыления материалов этих элементов. В связи с этим материалы конструкций требуют защиты, в качестве которой в настоящее время рассматривают графит, бериллий и вольфрам. Вольфрам считается перспективным конструкционным материалом в различных проектах термоядерных реакторов благодаря комплексу свойств, таких как высокая температура плавления, высокая устойчивость к распылению, низкое давление пара при температуре плавления и хорошие термодинамические свойства [1, 2]. В частности, в проектах ИТЭР и ДЕМО его предполагается использовать в качестве кандидатного материала наиболее энергонапряжённого элемента термоядерного реактора (ТЯР), обращённого к плазме, — дивертора [3—5]. Элементы реактора, обращённые к плазме, будут подвергаться воздействию интенсивных потоков ионов гелия и нейтронов, которые образуются в процессе синтеза по реакции $\text{D} + \text{T} \rightarrow {}^4\text{He}(3,5 \text{ МэВ}) + n(14,1 \text{ МэВ})$. Нейтроны, в свою очередь, будут вызывать в материалах первой стенки наработку гелия по реакциям (n, α). Другими словами, гелий, с одной стороны, нарабатывается в материалах первой стенки по ядерным реакциям, а с другой стороны, воздействует на неё в результате непосредственной бомбардировки ионами. Таким образом, исследование взаимодействия гелия с вольфрамом представляет большой интерес, и работы по этой тематике в настоящее время интенсивно проводятся [6—8].

Целью данной работы было исследование изменения структурных характеристик и механических свойств в поверхностных слоях вольфрама под действием стационарных потоков ионов гелия, полученных в ионно-лучевом ускорителе, в сравнении с комплексным воздействием импульсных потоков высокотемпературной гелиевой плазмы и быстрых высокоэнергичных ионов гелия, генерируемых в установке ПФ «Вихрь».

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 применялись стандартные процедуры механической полировки.

В данной работе для облучения стационарными потоками ионов He^+ использовали ионно-лучевой ускоритель ИЛУ (НИЦ «Курчатовский институт») [9], для облучения импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы — установку типа ПФ «Вихрь», ИМЕТ РАН [10, 11]. Установки ПФ «Вихрь» позволяют моделировать экстремальные условия, которые реализуются в термоядерных реакторах (ТЯР) с магнитным и инерциальным удержанием плазмы. Особенность установок ПФ «Вихрь» состоит в том, что имитация радиационно-термических воздействий осуществляется теми же носителями (потока-

ми плазмы, быстрых ионов и электронов) и с близкими параметрами температуры плазмы и энергии быстрых ионов, что и в реальных условиях ТЯР.

Параметры облучения стационарными потоками ионов He^+ в ИЛУ следующие: энергия ионов гелия 30 кэВ, дозы $1,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (время облучения 2000 с) и $2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (время облучения 4000 с) при плотности потока ионов $4,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; температура мишеней в процессе облучения не превышала $\sim 500 \text{ К}$. Для облучения импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы в установке ПФ «Вихрь» образцы размещались в катодной зоне камеры ПФ «Вихрь» на расстоянии 2, 4 и 6 см от анода. Поверхность образцов вольфрама подвергалась импульсному воздействию кумулятивной струи плотной высокотемпературной гелиевой плазмы с температурой порядка единиц кэВ и потока ускоренных ионов гелия с энергией в диапазоне от десятков кэВ до нескольких МэВ, при этом большая часть ионов имела энергию примерно 100 кэВ и распространялась внутри конуса с углом расходимости менее 20° . Ввиду малого расстояния от анода до образцов поток плазмы и пучок ионов действовали на материал образцов практически одновременно. Конкретные временные и энергетические параметры облучения образцов в ПФ «Вихрь» представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры облучения образцов вольфрама в установке ПФ «Вихрь»

Условное обозначение образца*	Расстояние от анода L , см	Число импульсов воздействия N	Плазма		Ионы	
			$q_{\text{пл}}$, Вт/см ²	$\tau_{\text{пл}}$, нс	$q_{\text{и}}$, Вт/см ²	$\tau_{\text{и}}$, нс
2 см/5 имп.	2	5	10^9	50	$2 \cdot 10^{10}$	10
4 см/15 имп.	4	15	10^8	100	$2 \cdot 10^9$	20
4 см/30 имп.	4	30	10^8	100	$2 \cdot 10^9$	20
6 см/15 имп.	6	15	$5 \cdot 10^7$	200	$5 \cdot 10^8$	30

* Обозначение образцов, облучённых в ПФ «Вихрь»: «расстояние от анода/число импульсов облучения»; $q_{\text{пл}}$, $q_{\text{и}}$ — плотность потока плазмы и ионов соответственно; $\tau_{\text{пл}}$, $\tau_{\text{и}}$ — длительность воздействия одного импульса плазмы и ионов соответственно.

После облучения образцы исследовали в растровом электронном микроскопе EVO 40 фирмы Zeiss, оснащённом приставкой для рентгеноспектрального анализа.

Регистрация рентгеновских дифракционных спектров исходных образцов вольфрама и образцов после радиационного воздействия проведена в $K_{\alpha}(\text{Cu})$ -излучении на дифрактометре Tongda Td3700. Интервал углов съёмки $2\theta = (20,0—140,0)^\circ$, шаг $0,04^\circ$, скорость $0,5$ град/мин. Исследование фазового состава образцов выполнено с использованием международной базы данных ICDD в программном комплексе Sieve. Значения периодов решётки, величины микродеформаций и размеры ОКР рассчитаны в результате уточнения кристаллической структуры по методу Ритвельда в программном комплексе MAUD [12]. Степень соответствия между расчётной моделью и экспериментальной рентгенограммой оценивали по фактору расходимости R_{wp} , рассчитанному согласно [13, 14]. Для определения вклада инструментального уширения использован стандартный образец из отожжённого медного порошка.

Микротвёрдость H_{μ} образцов определяли на микротвёрдомере Shimadzu DUH-211S (Япония) с использованием индентора Виккерса методом восстановленного отпечатка и автоматической записи кривых нагружения и разгрузки при нагрузке на индентор $F_{\text{max}} = 490 \text{ мН}$ (50 гс) и времени выдержки 5 с. Микротвёрдость в единицах шкалы Виккерса (HV), рассчитывалась по формуле $H_{\mu} = 189,1 F_{\text{max}}/L^2$, где F_{max} — максимальная нагрузка, мН; L — длина диагонали восстановленного отпечатка, мкм. Значение каждого из параметров определено по результатам обработки 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 [15].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изменение морфологии поверхности после имплантации He^+ в ускорителе ИЛУ. Структура поверхности W после облучения ионами гелия с энергией 30 кэВ при температуре облучения

~500 К до доз 10^{18} (рис. 1, *a*) и $2 \cdot 10^{18}$ см^{-2} (рис. 1, *б*). Эта температура ниже $0,2 T_{\text{пл}}$, которая для вольфрама, имеющего температуру плавления 3700 К, составляет $T_1 = 740$ К. В соответствии с теорией радиационного блистеринга [16] при температуре облучения до $T_{\text{обл.}} < T_1 \approx 0,1\text{--}0,2 T_{\text{пл}}$ на поверхности образуются блистеры различного диаметра (см. рис. 1, *a*). В данном случае их размер изменяется от 0,2 до 1,7 мкм, плотность составляет $\sim 2,5 \cdot 10^3 \text{см}^{-2}$. На рис. 1, *a* также видно, что купола некоторых блистеров разрушены. Вид разрушения определяется рядом факторов: температурой, плотностью тока и др., но основную роль играет пластичность материала [16]. Для более пластичных материалов характерен центральный разрыв купола, для хрупких — периферийный разрыв. При периферийном разрыве крышки блистеров, как правило, удаляются, а при центральном разрыве для их удаления необходимо ещё некоторое увеличение дозы облучения. Известно, что при фиксированных энергии бомбардирующих ионов и температуре облучения блистеринг существенно зависит от дозы облучения [16, 17]. Как видно на рис. 1, *б*, при увеличении дозы облучения до $D = 2 \cdot 10^{18}$ см^{-2} происходит смена характера разрушения материала: на поверхности вольфрама наблюдается отшелушивание слоёв (флекинг), что приведёт к увеличению эрозии материала, так как удалённые при отшелушивании куски поверхностного слоя, не имеющие определённой формы, очевидно, больше по размеру, чем крышки блистеров. Согласно теории [16, 17] типичная картина развития радиационного блистеринга при увеличении дозы облучения состоит в последовательности блистеринг — флекинг — повторный блистеринг — поры. Таким образом, появление уже при дозе $D = 2 \cdot 10^{18}$ ион/см^2 отдельных вскрытых блистеров на поверхности означает переход от флекинга к повторному блистерообразованию, что свидетельствует о тенденции к прекращению этого типа разрушения материала и переходу к порообразованию при дальнейшем увеличении дозы облучения.

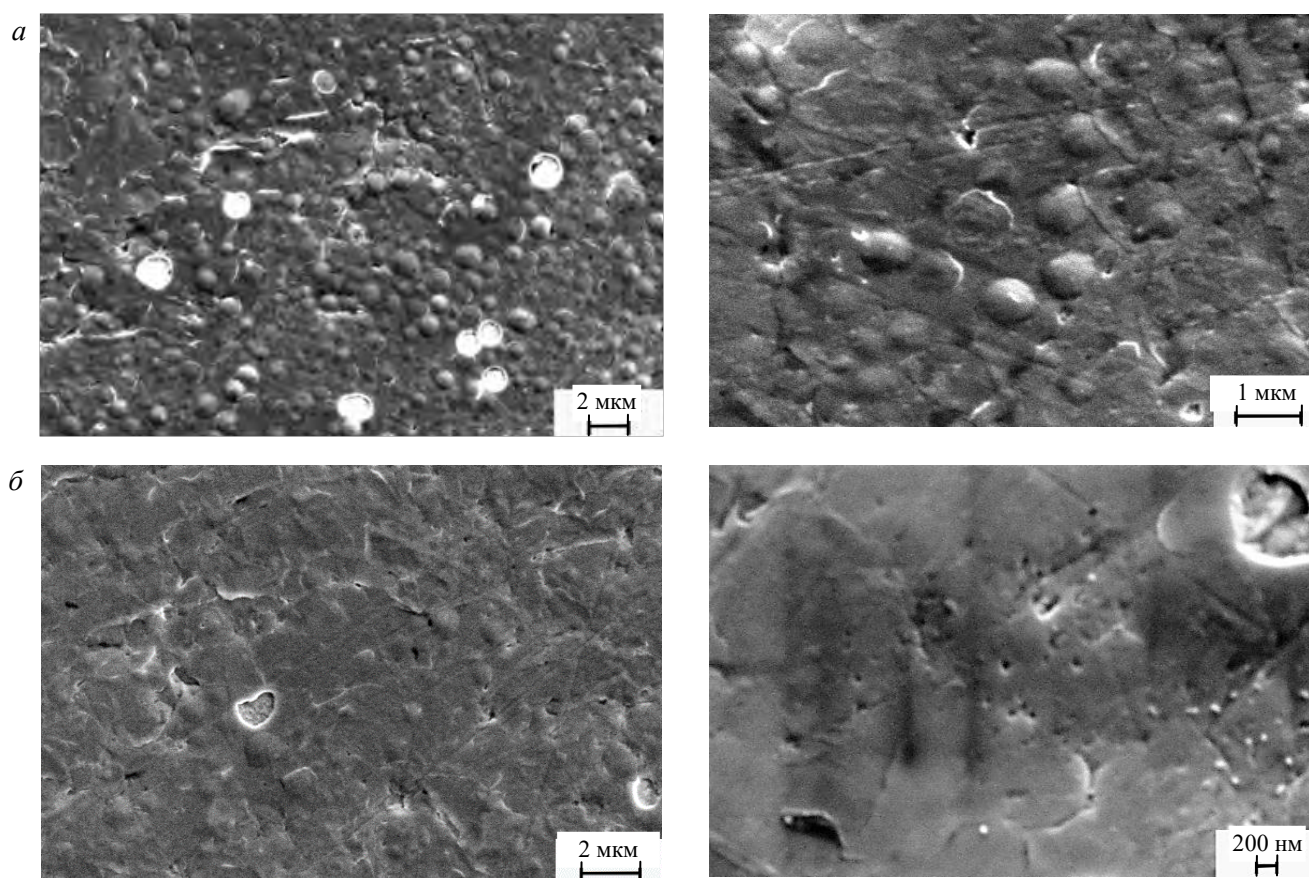


Рис. 1. Изменение морфологии поверхности образцов W при дозах имплантации ионов He^+ : *a* — $D = 10^{18}$ ион/см^2 (блистеринг); *б* — $D = 2 \cdot 10^{18}$ ион/см^2 (отшелушивание — флекинг + блистеринг)

Последовательность вскрытия в вольфраме блистеров, заполненных гелием, иллюстрирует рис. 2. Сначала у основания блистера образуется щель (см. рис. 2, 1), которая, увеличиваясь, приводит к отслаиванию крышки блистера (см. рис. 2, 2) и её полному удалению (см. рис. 2, 3). В качестве сравнения на рис. 2, д приведена микрофотография поверхности пластичного ванадия, облучённого аналогичным образом (имплантация He^+ на ускорителе ИЛУ, $E = 30$ кэВ, $D = 10^{18}$ ион/см²), где вскрытие блистеров происходит по их центру [18].

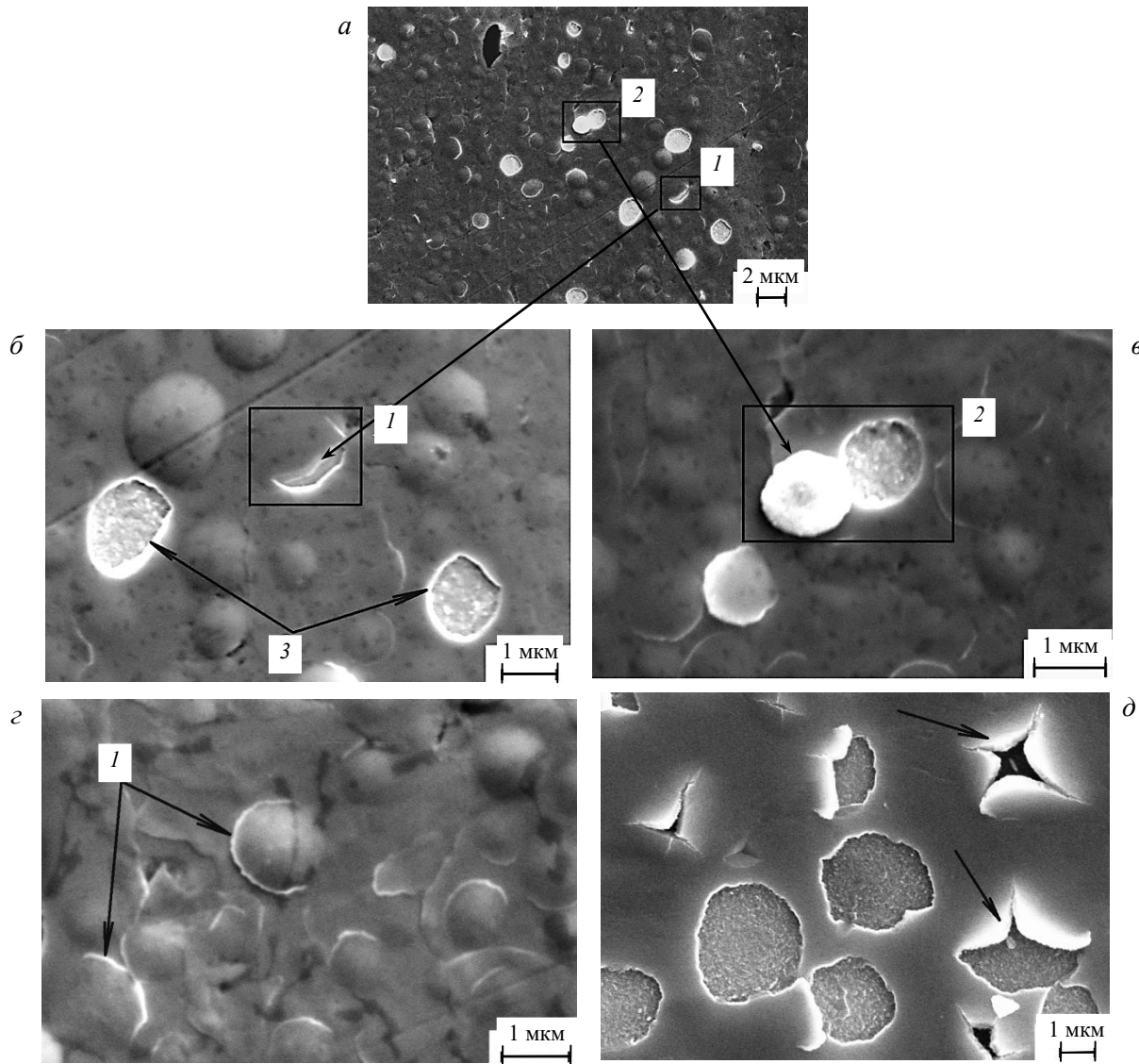


Рис. 2. Микроструктура поверхности образцов W, облучённых ионами He^+ в ускорителе ИЛУ до дозы $D = 10^{18}$ ион/см², иллюстрирующая характер вскрытия блистеров: 1 — частичное вскрытие блистера у его основания; 2 — отслаивание крышки блистера; 3 — полное удаление крышки блистера (а—с); микроструктура поверхности образца ванадия, облучённого в том же режиме [18] (д)

Облучение образцов вольфрама на ПФ «Вихрь». Численное моделирование воздействия пучка быстрых ионов гелия на W в установке ПФ «Вихрь». В центральной части мишени основное воздействие определяется пучком быстрых ионов. Методами численного моделирования в рамках уравнения теплопроводности с учётом поглощения энергии ионного пучка в поверхностном слое (ПС), образования вторичной плазмы и её влияния на эволюцию температуры в ПС, а также потерь в виде теплового излучения по методике, предложенной в работах [19, 20], определена глубина испаренного и оплавленного слоя после воздействия пучка быстрых ионов гелия на W в установке ПФ «Вихрь». Пробег ионов гелия с энергией $E = 100$ кэВ в вольфраме составляет $d \approx 0,5$ мкм [21]. Мишени размещались на расстоянии от анода $L = 2, 4$ и 6 см. Значения плотности мощности q ионного пучка, плазменного потока и длительно-

сти их импульсных воздействий τ на мишень приведены в табл. 1. Форма импульса ионного пучка задавалась полусинусоидой $q(t) = q \sin(\pi t/\tau)$. Основные результаты численных расчётов приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Температура вторичной плазмы, толщина слоёв испарения и плавления, время существования жидкого слоя, давление ударной волны при облучении образцов W на различном расстоянии от анода в установке ПФ «Вихрь»

Расстояние от анода L , см	q , Вт/см ²	τ , нс	T , эВ	$L_{ж}$, мкм	$t_{ж}$, мкс	$L_{исп.}$, мкм	$P_{уд.}$, ГПа	P_A , ГПа
2	$2 \cdot 10^{10}$	10	10	1,4	0,05	0,6	9	12
4	$2 \cdot 10^9$	20	5	2,4	0,14	0,4	3	3
6	$5 \cdot 10^8$	30	3	2,6	0,16	0,3	1	1,5

В табл. 2: T — максимальная температура вторичной плазмы мишени на стадии нагрева; $L_{ж}$ — толщина жидкого слоя с учётом возврата тепла из вторичной плазмы после окончания действия ионного пучка; $t_{ж}$ — время существования жидкого слоя; $L_{исп.}$ — толщина испаренного слоя мишени за один импульс; $P_{уд.}$ — амплитуда ударной волны в конце действия ионного пучка. Для сравнения, величина $P_{уд.}$ оценивалась также по формуле $P_A = (q\rho d/\tau)^{1/2}$ (ρ — плотность материала мишени), предложенной в работе [20]. Как видно из табл. 2, обе численные оценки близки друг к другу.

Из данных расчёта (см. табл. 2) можно также видеть, что для расстояний мишени от анода $L = 4$ см и $L = 6$ см толщина испаренного слоя (0,4 и 0,3 мкм) меньше, чем глубина проникновения в ПС W ионов гелия с энергией $E \approx 100$ кэВ ($d \approx 0,5$ мкм [21]), т.е. согласно расчёту в центральной зоне образца-мишени гелий имплантируется в материал на 100—200 нм глубже слоя испарения, перераспределяется в оплавленном слое толщиной $\sim 2,6$ — $2,7$ мкм и после его кристаллизации остаётся в облучённом ПС. Для $L = 2$ см, как следует из табл. 2, выполняется условие $L_{исп.} > d$, т.е. толщина слоя испарения (0,6 мкм) превышает пробег ионов гелия с энергией $E \approx 100$ кэВ в вольфраме. Поэтому, судя по численным оценкам, оставаться в ПС образца вольфрама, расположенного в 2 см от анода ПФ «Вихрь», после его облучения смогут только более высокоэнергичные ионы гелия с энергией $E > 100$ кэВ и глубиной пробега в W $d > L_{исп.} = 0,6$ мкм.

Изменение морфологии поверхности вольфрама после облучения в ПФ «Вихрь». На рис. 3 показан типичный характер морфологии поверхности образцов W, облучённых импульсными потоками ионов He⁺ и гелиевой плазмы в установке ПФ «Вихрь» в исследуемом в данной работе диапазоне плотности мощности $q \sim 10^7$ — 10^{10} Вт/см². Подобные изменения после облучения в ПФ «Вихрь» наблюдали в целом ряде работ при использовании в качестве рабочего газа как гелия, так и дейтерия [22—25]: поверх-

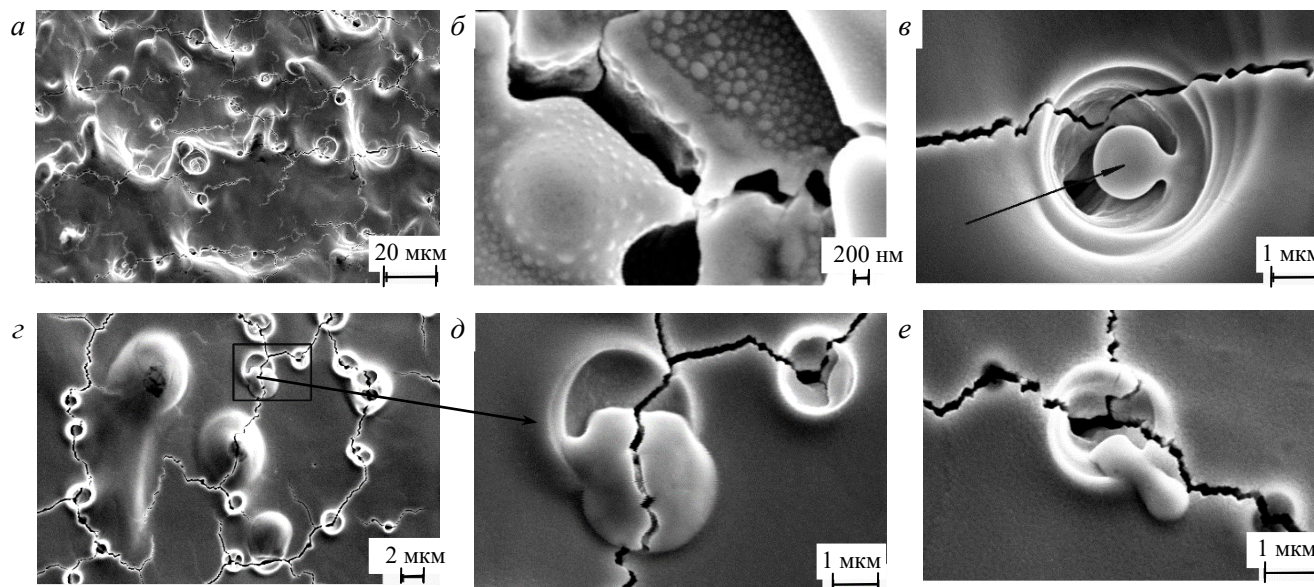


Рис. 3. Типичный характер морфологии поверхности образцов W, облучённых импульсными потоками ионов He⁺ и гелиевой плазмы в установке ПФ «Вихрь» при $q \sim 10^8$ — 10^{10} Вт/см²

ность приобретает волнообразный рельеф, и на ней появляются микротрещины, что говорит о быстрой кристаллизации оплавленного поверхностного слоя в условиях влияния термических напряжений. Видны кратеры — следы выхода газа (гелия), реже можно видеть нераскрывшиеся блистеры (см. рис. 3, б). Размер кратеров составляет ~ 1 — 2 мкм, что сопоставимо с размерами блистеров при ионной имплантации He⁺ в ИЛУ. На рис. 3, в можно видеть глубокий кратер, из которого газ выходил в несколько этапов — имеются кратеры 2-го и 3-го порядка, где каждый последующий имеет меньший диаметр по

сравнению с предыдущим, при этом крышка блистера 2-го порядка не до конца испарилась. В ряде случаев границы зёрен декорированы кратерами, оставшимися после выхода газа (см. рис. 3, *з*). Рис. 3, *д* иллюстрирует то, что образование кратеров происходит в результате вскрытия блистеров (пузырей у поверхности образца, заполненных гелием) и удаления их крышки, как и при ионной имплантации, однако в случае ПФ «Вихрь» крышка блистера при этом оплавляется и испаряется полностью или частично (см. рис. 3, *е*).

Присутствие блистеров после аналогичных экспериментов в ПФ «Вихрь» наблюдалось также на поверхности Ta, Nb, V, сталей и ряда других сплавов [25, 26]. Однако их наличие не связано с явлением радиационного блистеринга. В данном случае блистеры появляются в специфических условиях интенсивных импульсных потоков плазмы и ионов. О появлении блистеров в условиях импульсного воздействия потоков энергии на материал, приводящих к их плавлению, имеется мало экспериментальных данных и нет единой теории в отличие от воздействия стационарных потоков. Тем не менее в работах [26, 27] предложена качественная модель этого явления: появление таких блистеров связано с тем, что в процессе воздействия импульсных потоков на поверхность материалов как атомы газовых примесей внедрения, содержащихся в исходном материале, так и атомы дополнительно имплантированного газа могут образовывать комплексы с точечными дефектами кристаллической решётки. Затем в слое жидкой фазы происходит их коагуляция с образованием газонаполненных пузырей и смещение к облучённой поверхности под действием градиента температур. Если в твёрдом металле миграция вакансионных комплексов определяется диффузионным механизмом [28], то в жидкой фазе более высокая скорость коагуляции микропузырей связана с их более интенсивным движением в условиях конвективных потоков в жидкости. Наличие таких пузырей и наблюдается на облучённой в ПФ «Вихрь» поверхности вольфрама (см. рис. 3).

РЕНТГЕНОСТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ

На рис. 4 показаны экспериментальные дифрактограммы образцов вольфрама в исходном состоянии, после имплантации ионов He⁺ в установке ИЛУ и после обработки ионами He⁺ и гелиевой плазмой в установке ПФ «Вихрь».

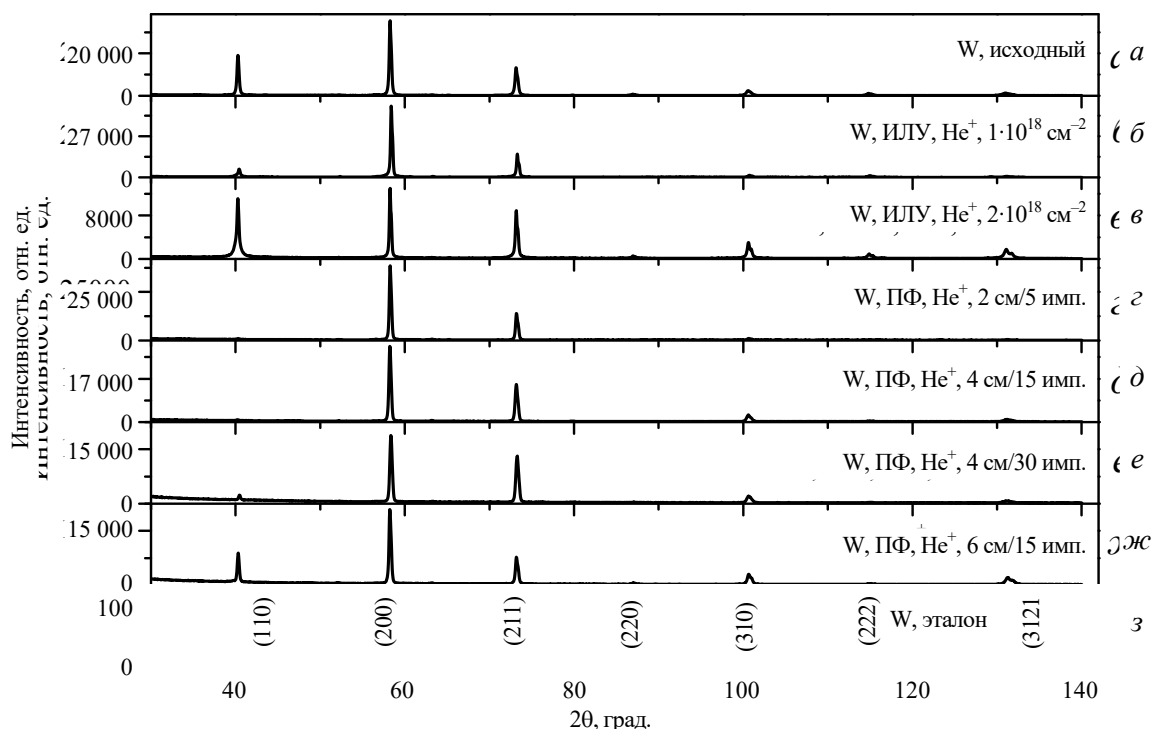


Рис. 4. Дифрактограммы образцов вольфрама в исходном состоянии (*а*), после имплантации ионов He⁺ в установке ИЛУ до доз $1 \cdot 10^{18}$ см⁻² (*б*) и $2 \cdot 10^{18}$ см⁻² (*в*), после облучения в установке ПФ «Вихрь» ионами гелия и гелиевой плазмой по режимам 2 см/5 имп. (*г*), 4 см/15 имп. (*д*), 4 см/30 имп. (*е*), 6 см/15 имп. (*ж*); *з* — штрих-диаграмма стандартного образца вольфрама из банка данных ICDD (карточка № 00-004-0806)

Исходный холоднодеформированный образец имеет текстуру, сформировавшуюся при прокатке, что выражается в повышении интенсивности рефлексов от семейства плоскостей {200} и в меньшей степени {211} по сравнению с данными для стандарта из международной базы дифракционных данных ICDD (№ 000-040-806) (см. рис. 4, *а* и *з*). После имплантации ионов гелия до дозы $1 \cdot 10^{18}$ см⁻² (см. рис. 4, *б*) исходная текстура {200} в облучённом образце сохраняется, дальнейшее увеличение дозы до

$2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ведёт к её изменению в поверхностном слое образца и увеличению интенсивности для рефлексов от плоскостей $\{110\}$, $\{211\}$ и $\{310\}$ (см. рис. 4, в), обусловленному упорядочением кристаллитов по этим плоскостям в поверхностном слое.

После облучения в ПФ «Вихрь» на расстоянии 2 и 4 см от анода текстура, характерная для исходного образца, заметно усиливается. При этом интенсивность рефлексов от плоскостей $\{110\}$ существенно снижается. Однако в случае образца, расположенного на максимальном удалении от анода (6 см/15 имп.), изменения в соотношении интенсивностей различных пиков по сравнению с исходным образцом практически отсутствуют (см. рис. 4, а и ж). Формирование текстуры после облучения в ПФ «Вихрь» обусловлено направленным теплоотводом при кристаллизации и охлаждении поверхностного слоя. В работе [23] показано, что затвердевание жидкой фазы после аналогичной обработки вольфрама происходит в направлении возрастания температуры — от более глубоких слоёв к поверхности. При этом текстура кристаллизации совпадает с исходной и соответственно текстура, заданная технологией приготовления исходного вольфрама, сохраняется.

Как известно, при ионном и плазменном облучении, помимо изменения текстуры, возникают различные дефекты кристаллической структуры, микродеформации, изменяются периоды кристаллической решётки и размеры областей когерентного рассеяния (ОКР). Определение этих параметров по данным рентгенодифракционного анализа представляет большой интерес. Однако поскольку исследуемые образцы и до, и после облучения обладали выраженной текстурой и форма дифракционных пиков, расположенных на спектре в интервале углов $2\theta = 20\text{—}95^\circ$ ((110) , (200) , (211) , (220)), существенно искажалась под его влиянием, разделение вклада в интегральную ширину пиков факторов, связанных с влиянием изменения размеров блоков ОКР и возникновением микродеформаций, представляло собой сложную задачу. В подобных случаях использование рентгеновского метода полно-

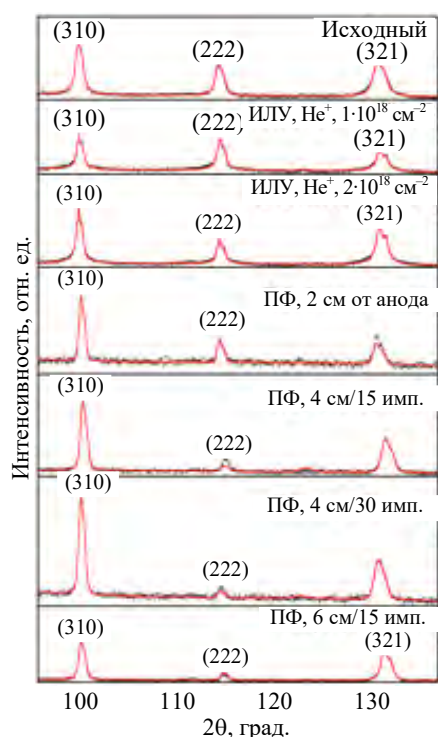


Рис. 5. Фрагменты *a* спектров после уточнения по методу Ритвельда исходного образца (а), образцов после облучения в установках ИЛУ (б, в) и ПФ «Вихрь» (г—ж). Показаны рефлексы (310), (222) и (321) в интервале углов $2\theta = 95\text{—}137^\circ$. Экспериментальные данные обозначены точками, а расчётный профиль — сплошной красной линией

профильного уточнения по Ритвельду позволяет наиболее точно оценить влияние различных параметров на дифракционный спектр и профили отдельных пиков и рассчитать параметры структуры и субструктуры. В данной работе уточнение выполнено в программном комплексе MAUD с учётом поправок на текстуру по функции Марча—Долласа [29]. Полученные значения параметров решётки (а), величины микродеформаций (ε) и размеры ОКР (d) для исходного образца и образцов после облучения представлены в табл. 3.

Фрагменты спектров, полученных по методу Ритвельда, показаны на рис. 5. Следует также отметить, что при выполнении расчётов величин ОКР и микродеформаций для уменьшения влияния текстурного фактора на заключительном этапе уточнения расчёты были ограничены пиками ((310) , (222) , (321)), которые в меньшей степени изменяются под влиянием текстуры, но находятся в области углов $2\theta > 90^\circ$. По этой причине вклад в

Т а б л и ц а 3. Параметры решётки *a*, размеры ОКР (*d*) и величины микродеформаций (ε) для образцов W после имплантации ионов He⁺ в установке ИЛУ и облучения ионами He⁺ и гелиевой плазмой в установке ПФ «Вихрь»

Параметр	<i>a</i> , Å	<i>d</i> ОКР, Å	ε, %	Фактор расходимости <i>R</i> _{wp} , %
Исходный	3,166(3)	497	0,059	9,1
ИЛУ, He ⁺ , <i>D</i> = 1·10 ¹⁸ ион/см ²	3,165(7)	514	<0,01	11,4
ИЛУ, He ⁺ , <i>D</i> = 2·10 ¹⁸ ион/см ²	3,164(2)	658	<0,01	9,4
ПФ, He ⁺ , 2 см/5 имп.	3,164(3)	1642	0,084	6,9
ПФ, He ⁺ , 4 см/15 имп.	3,164(3)	1574	0,102	9,7
ПФ, He ⁺ , 4 см/30 имп.	3,164(2)	2733	0,124	6,8
ПФ, He ⁺ , 6 см/15 имп.	3,164(4)	798	0,051	6,9

Примечание: средняя погрешность определения *d* составляет ±55 Å, ε — ±0,002%.

их уширение преимущественно связан с возникновением микродеформаций и в меньшей степени с изменением размеров ОКР [30].

Как следует из табл. 3, при облучении вольфрама ионами He^+ в стационарных условиях в установке ИЛУ значения микродеформаций уменьшаются, а размеры ОКР несколько увеличиваются. При этом на дифрактограммах этих образцов в отличие от исходного образца наблюдается расщепление дифракционного профиля для линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ (см. рис. 5, б, в, 6), что свидетельствует о снижении в них плотности дефектов кристаллического строения [31]. Такой эффект может быть связан с протеканием в холоднотемпературных образцах процесса полигонизации, стимулированной ионным облучением. Полигонизация включает перестройку, упорядочивание дислокационной структуры, снижение плотности дислокаций, устранение внутренних напряжений, а также приводит к изменению ориентации кристаллитов.

Как известно, при облучении процессы, лимитируемые диффузией, могут происходить при температурах, значительно более низких, чем в условиях обычного термического нагрева (радиационно-стимулированная диффузия) [28]. В обычных условиях температуры, до которой разогревались образцы при облучении (500 К), было бы недостаточно для протекания полигонизации, но в условиях ионного облучения, воздействующего в течение ~30 и ~60 мин, в поверхностных слоях образцов создаются условия для её протекания. Аналогичный эффект наблюдали в работе [32] для сплава АМГ6, облучённого ионами Ar^+ $E = 40$ кэВ до дозы 10^{15} — 10^{16} ион/см² (время облучения 1 с). В [32] методом просвечивающей электронной микроскопии было показано, что при воздействии ускоренных ионов на нагартованный сплав в нём формируется полигональная структура, подобная образующейся на начальных стадиях рекристаллизационного отжига. При этом трансформация структуры при облучении происходит по всей глубине образца (~1 мм), что существенно превышает проектные пробеги ионов. В нашем же случае в образцах W расщепления дифракционных пиков с противоположной стороны облучённого образца толщиной 0,2 мм обнаружено не было, т.е. изменение субструктуры происходило в тонком приповерхностном слое (глубина анализируемого слоя при рентгеноструктурном анализе ~5 мкм), который, тем не менее, значительно превышает глубину имплантации He^+ (~0,1 мкм).

В отличие от воздействия стационарных потоков ионов гелия на мишень для образцов, облучённых импульсными потоками ионов He^+ и плазмы в установке ПФ «Вихрь», значения величин как микродеформаций, так и размеров ОКР возрастают (см. табл. 3). Для ϵ это может быть связано с термическими напряжениями, возникающими при кристаллизации и охлаждении оплавленного поверхностного слоя, для d — с нагревом поверхностного слоя.

Следует также отметить, что согласно полученным данным как имплантация ионов He^+ в ускорителе ИЛУ, так и облучение в ПФ «Вихрь» ведёт к снижению величины параметра решётки a . Характерно, что в ряде других исследований отмечалось как увеличение этого параметра при ионной и/или плазменной обработке [33, 34], так и более существенное его снижение [25, 35]. Учитывая то, что в данной работе на образцы воздействовало несколько факторов (радиационных, термических, деформационных), для уточнения причин, приводящих к снижению параметра решётки образцов, требуется провести дополнительные исследования.

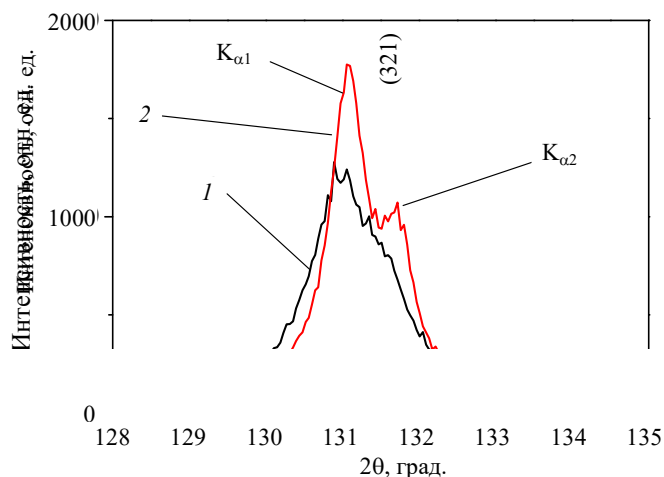


Рис. 6. Фрагмент спектров исходного образца (1, —) и образца после облучения ионами He^+ на установке ИЛУ до дозы $2 \cdot 10^{18}$ см⁻² (2, —). Показано расщепление дифракционного профиля для линий $K_{\alpha 1}$ и $K_{\alpha 2}$ рефлекса (321)

МИКРОТВЁРДОСТЬ

На рис. 7 и в табл. 4 представлены результаты измерения микротвёрдости поверхностного слоя образцов W в исходном состоянии, после имплантации ионов He⁺ в ускорителе ИЛУ и после облучения

Т а б л и ц а 4. Результаты измерения микротвёрдости образцов W после имплантации ионов He⁺ на установке ИЛУ и облучения ионами He⁺ и гелиевой плазмой в установке ПФ «Вихрь»

Вид обработки	Режим	$F_{\max} = 500$ мН (50 Гс)	
		H_{μ} , МПа	h , мкм
Исходный	—	5253	1,897
ИЛУ, ионы He ⁺	Доза $1 \cdot 10^{18}$ ион/см ²	4965	1,951
	Доза $2 \cdot 10^{18}$ ион/см ²	4921	1,959
	2 см/5 имп.	4475	2,065
ПФ, ионы He ⁺ и плазма	4 см/15 имп.	4682	2,011
	4 см/30 имп.	4972	1,950
	6 см /15 имп.	5006	1,944

Примечание: F_{\max} — нагрузка на индентор, мН; h — глубина вдавливания индентора, рассчитанная по длине диагонали отпечатка l после снятия нагрузки ($h = l/7$), мкм.

гелиевой плазмой и ионами He⁺ в установке ПФ «Вихрь». Измерения микротвёрдости после облучения в ПФ «Вихрь» выполнены в области максимального воздействия плазменного и ионного пучков. Поскольку образцы при этом были сильно деформированы, центральная область каждого из образцов перед измерением была вырезана и, как и образцы после облучения в ИЛУ, залита в эпоксидную смолу.

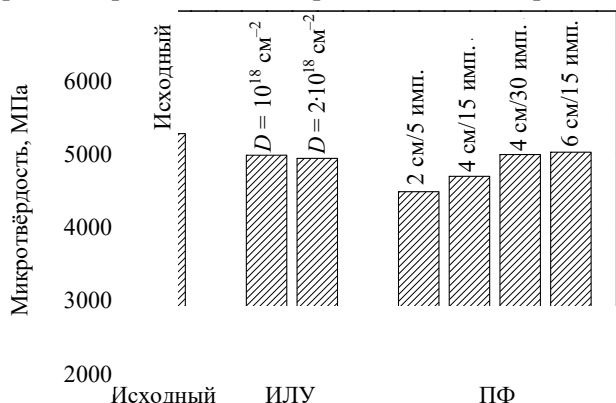


Рис. 7. Микротвёрдость поверхности образцов W в исходном состоянии, после имплантации ионов He⁺ на ускорителе ИЛУ до дозы $D = 10^{18}$ ион/см² и $D = 2 \cdot 10^{18}$ ион/см² и после облучения на ПФ «Вихрь» по разным режимам

плазмы и ионов. При облучении в установке ПФ «Вихрь» на изменение H_{μ} образцов в основном влияют два конкурирующих фактора: отжиг дефектов при мощных тепловых нагрузках (уменьшает H_{μ}) и термические напряжения, возникающие при кристаллизации и охлаждении оплавленного поверхностного слоя (увеличивает H_{μ}). Как показывают измерения, факторы снижения H_{μ} преобладают.

Характерно, что кривые вдавливания $F-h$ не имеют каких-либо ступенек и перегибов, что свидетельствует об отсутствии разрушений блистеров под индентором. Для образцов, облучённых в ПФ «Вихрь» (рис. 8, в), на завершающем этапе разгрузки на кривых F виден изгиб («колени»), не

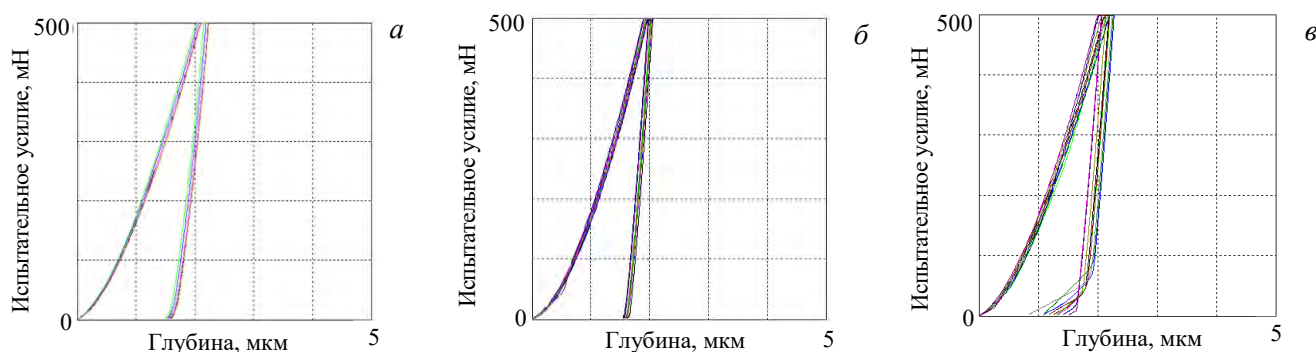


Рис. 8. Типичные кривые вдавливания при измерении микротвёрдости образцов W: в исходном состоянии (а); после имплантации ионов He⁺ на ускорителе ИЛУ до $D = 10^{18}$ ион/см² (б); после облучения в ПФ «Вихрь» на расстоянии 4 см от анода 15 импульсами ионов He⁺ и гелиевой плазмой (в)

влияющий на расчётную величину микротвёрдости и связанный с неровностью поверхности на участке индентирования [36].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены сравнительные исследования повреждаемости поверхности вольфрама при облучении стационарными потоками ионов гелия и импульсными потоками ионов гелия и гелиевой плазмы в ионно-лучевом ускорителе ИЛУ и в установке ПФ «Вихрь» соответственно. Параметры облучения стационарными потоками ионов He^+ в ИЛУ следующие: энергия ионов гелия 30 кэВ, дозы $1,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (время облучения 2000 с) и $2,0 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ (время облучения 4000 с) при плотности потока ионов $4,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, температура мишеней в процессе облучения не превышала $\sim 500 \text{ К}$. Параметры облучения образцов в ПФ «Вихрь»: длительность воздействия ионного и плазменного пучков была 10—30 и 50—200 нс соответственно, плотность мощности плазмы в интервале $\sim 10^7$ — 10^9 Вт/см^2 , ионов $\sim 10^8$ — 10^{10} Вт/см^2 , число импульсных воздействий N варьировали от 5 до 30, энергия большей части ионов гелия составляла $\sim 100 \text{ кэВ}$, температура плазмы $\sim 1 \text{ кэВ}$.

При исследовании морфологии поверхности образцов, облучённых стационарными потоками ионов He^+ дозой 10^{18} см^{-2} , обнаружено образование блистеров размером 0,2—1,7 мкм с периферийным разрывом крышек, характерным для хрупкого материала. При увеличении дозы облучения в 2 раза происходит смена механизма разрушения поверхности — наблюдается флехинг и присутствие редких блистеров на отшелушенной поверхности. При облучении образцов в ПФ «Вихрь» их поверхность приобретает волнообразный рельеф, на ней появляются микротрещины, оплавление поверхностного слоя, кратеры — следы выхода газа (гелия), нераскрывшиеся блистеры, причём размер кратеров составляет ~ 1 —2 мкм, что сопоставимо с размерами блистеров при ионной имплантации He^+ на ИЛУ.

Выполнено численное моделирование воздействия пучка быстрых ионов гелия на W в установке ПФ «Вихрь». Показано, что для расстояний мишени от анода $L = 4$ и 6 см толщина испаренного слоя (0,4 и 0,3 мкм) меньше, чем глубина проникновения в ПС вольфрама ионов гелия с энергией $E \approx 100 \text{ кэВ}$ ($d \approx 0,5 \text{ мкм}$), в результате чего в центральной зоне образца гелий проникает на 100—200 нм, перераспределяется в оплавленном слое глубиной до 2,6—2,7 мкм и фиксируется в нём процессом быстрой кристаллизации. Для $L = 2$ см толщина слоя испарения 0,6 мкм превышает пробег ионов гелия с энергией $E \approx 100 \text{ кэВ}$ в вольфраме. Следовательно, оставаться в ПС образца вольфрама, расположенного в 2 см от анода ПФ «Вихрь», после его облучения смогут только более высокоэнергичные ионы гелия с энергией $E > 100 \text{ кэВ}$ и глубиной пробега в W $d > L_{\text{исп}} = 0,6 \text{ мкм}$.

Методами рентгеноструктурного анализа обнаружены изменения текстуры, параметров решётки, уровня микронапряжений ε и размеров ОКР в облучённых образцах. Обнаружено, что после облучения стационарными потоками ионов He^+ на рентгенограммах наблюдается расщепление дифракционного профиля линий, а в образцах снижаются микродеформации решётки, что, вероятно, связано с отжигом дефектов кристаллического строения, имеющихся в исходных холоднодеформированных образцах. В противоположность этому уровень ε в образцах, облучённых в ПФ «Вихрь» при плотности мощности ионов $\sim 10^{10}$ и $\sim 10^9 \text{ Вт/см}^2$ (2 и 4 см от анода ПФ «Вихрь»), возрастает, что может быть связано с термическими напряжениями, возникающими при кристаллизации и охлаждении оплавленного поверхностного слоя. При облучении с меньшей плотностью мощности ионов $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ Вт/см}^2$ (6 см от анода) уровень ε практически не меняется.

Обнаружено снижение микротвёрдости образцов вольфрама после обработки импульсными потоками ионов He^+ и гелиевой плазмы в ПФ «Вихрь», в то время как после обработки стационарными потоками ионов He^+ в ИЛУ микротвёрдость практически не меняется. В случае обработки в ПФ «Вихрь» на этот процесс влияют два конкурирующих фактора: отжиг дефектов при мощных тепловых нагрузках (уменьшает H_{μ}) и термические напряжения, возникающие при кристаллизации и охлаждении оплавленного поверхностного слоя (увеличивают H_{μ}), при этом факторы, действующие в направлении снижения микротвёрдости, преобладают. Эти исследования будут продолжены при комплексном воздействии на материал стационарного и импульсного облучения, которое реально существует в реакторе.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИМЕТ РАН № 075-00320-24-00 и в рамках выполнения государственного задания НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савицкий Е.М., Бурханов Г.С., Поварова К.Б., Йенн Г., Хёрц Г., Ефимов Ю.В., Макаров П.В., Оттенберг Е.В. Тугоплавкие металлы и сплавы. — М.: Металлургия, 1986. 352 с.
2. Seyedhabashi M.M., Shafiei S., Tafreshi M.A., Shirani Bidabadi B. Study of surface damage and hydrogen distribution in irradiated tungsten by protons in plasma focus device. — *Vacuum*, 2020, vol. 175, p. 109—115.
3. Gonderman S., Tripathi J.K., Novakowski J., Sizyuk T., Hassanein A. Effect of dual ion beam irradiation (helium and deuterium) on tungsten—tantalum alloys under fusion relevant conditions. — *Nuclear Materials and Energy*, 2017, vol. 12(C), p. 210—230.
4. Арутюнян З.Р. Влияние гелия на захват ионов дейтерия в вольфраме и ванадиевых сплавах W—Cr—Y. Дисс. на соискание уч. степени к.ф.-м.н. — М.: НИЯУ МИФИ, 2022. 147 с.
5. Mir Mohammadreza Seyedhabashi, Mohammad Amirhamzeh Tafreshi, Babak Shirani bidabadi, Sepideh Shafiei, Akbar Abdisaray. Damage study of irradiated tungsten and copper using proton and argon ions of a plasma focus device. — *Applied Radiation and Isotopes*, 2019, vol. 154, p. 432—450.
6. Yu Jiangang, Han Wenjia, Chen Zhe, Zhu Kaigui. Comparison of blistering of W bulk and film deposited by magnetron sputtering under helium irradiation. — *J. Nucl. Mater.*, 2013, vol. 432, p. 482—500.
7. Алдабергенова Т.М., Кислицин С.Б., Ганеев Г.З., Виелеба В. Влияние термических отжигов на структуру и свойства поверхности вольфрама, облученного низкоэнергетическими α -частицами до высоких флюенсов. — *Известия вузов. Физика*, 2018, т. 61, № 8, с. 117—123.
8. Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Рязанов А.И., Гуреев В.М., Семенов Е.В., Иванов С.М. Гелий в вольфраме после облучения ионами высокой энергии и плазмой. — В сб.: Труды XLVII Международной конференции по физике плазмы и УТС. Москва, 16—20 марта 2020 г., с. 87.
9. 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.
10. Грибков В.А., Боровицкая И.В., Демин А.С., Морозов Е.В., Масляев С.А., Пименов В.Н., Голиков А.В., Дулатов А.К., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И. Установка «Вихрь» типа «Плазменный фокус» для диагностики радиационно-термической стойкости материалов, перспективных для термоядерной энергетики и аэрокосмической техники. — *Приборы и техника эксперимента*, 2020, № 1, с. 75—83.
11. Грибков В.А., Боровицкая И.В., Демин А.С., Масляев С.А., Морозов Е.В., Пименов В.Н., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И. Исследование повреждаемости материалов с использованием установки Плазменный фокус «Вихрь». — *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*, 2019, т. 85, № 8, с. 29—36.
12. Программный комплекс MAUD; <https://www.iucr.org/resources/other-directories/software/maud>.
13. Кржижановская М.Г., Фирсова В.А., Бубнова Р.С. Применение метода Ритвельда для решения задач порошковой дифрактометрии. Учебное пособие. — Санкт-Петербург: Санкт-Петербургский университет, 2016. 67 с.
14. Toby V.H. R factors in Rietveld analysis: How good is good enough. — *Powder Diffraction* 2006, vol. 21, № 1, p. 67—70.
15. Yovanovich M. Micro and macro hardness measurements, correlations, and contact models. — In: 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. American Institute of Aeronautics and Astronautics United States, Reno, Nevada, 9—12 January 2006, vol. 979, p. 1—28; <https://doi.org/10.2514/6.2006-979>.
16. Гусева М.И., Мартыненко Ю.В. Радиационный блистеринг. — *УФН*, 1981, т. 135, вып. 4, с. 671—691.
17. Мартыненко Ю.В. Теория блистеринга: Препринт ИАЭ-3145. — М., 1979. 40 с.
18. Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И., Казилин Е.Е., Парамонова В.В. Особенности структурных изменений в поверхностных слоях ванадия в условиях раздельного и последовательного воздействия ионов гелия и импульсного лазерного излучения. — *Поверхность*, 2021, № 4, с. 25—30.
19. Грибков В.А., Латышев С.В., Масляев С.А., Пименов В.Н. Численное моделирование взаимодействия импульсных потоков энергии с материалом в установках Плазменный фокус. — *Физика и химия обработки материалов*, 2011, № 6, с. 16—22.
20. Латышев С.В., Грибков В.А., Масляев С.А., Пименов В.Н., Падух М., Желиньска Э. Генерация ударных волн в материаловедческих экспериментах на установках Плазменный фокус. — *Перспективные материалы*, 2014, № 8, с. 5—12.
21. Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
22. Пименов В.Н., Масляев С.А., Демина Е.В., Ковтун А.В., Сасиновская И.П., Грибков В.А., Дубровский А.В. Взаимодействие мощных импульсных потоков энергии с поверхностью вольфрама в установке Плазменный фокус. — *ФХОМ*, 2008, № 3, с. 5—14.
23. Морозов Е.В., Масляев С.А., Пименов В.Н., Грибков В.А., Демина Е.В., Сасиновская И.П., Сиротинкин В.П., Бондаренко Г.Г., Гайдар А.И. Эволюция состояния поверхности вольфрама при воздействии экстремальных потоков энергии в установках Плазменный фокус. — *Перспективные материалы*, 2015, № 10, с. 32—45.
24. Морозов Е.В., Демин А.С., Пименов В.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. — *ФИЗХОМ*, 2017, № 4, с. 5—18.

25. Боровицкая И.В., Пименов В.Н., Масляев С.А., Демина Е.В., Демин А.С., Морозов Е.В., Епифанов Н.А., Михайлова А.Б., Латышев С.В., Бондаренко Г.Г., Матвеев Е.В., Гайдар А.И. Изменение структуры и микротвёрдости тантала в условиях импульсных пучково-плазменных воздействий разной интенсивности. — *Металлы*, 2024, № 3, с. 82—93.
26. Пименов В.Н., Демин А.С., Боровицкая И.В., 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—21.
27. Пименов В.Н., Грибков В.А., Иванов Л.И., Шольц М., Угасте Ю.Э., Демина Е.В., Масляев С.А., Дубровский А.В., Миклашевский Р., Колман Б., Коденцов А.А. О новых возможностях применения установок Плазменный фокус для модифицирования поверхностных слоёв материалов. — *Перспективные материалы*, 2003, № 1, с. 13—23.
28. Бондаренко Г.Г. Радиационная физика, структура и прочность твёрдых тел. Учебное пособие. — М.: Лаборатория знаний, 2016. 462 с.
29. Dollase W.A. Correction of intensities for preferred orientation in powder diffractometry: application of the march model. — *J. Appl. Crystallogr.*, 1986, vol. 19, p. 267.
30. Арисова В.Н. Структура и свойства КМ. Учебное пособие. — Волгоград: ВолгГТУ, 2008. 120 с.
31. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. — М.: Металлургия, 1970. 366 с.
32. Школьников А.Р., Овчинников В.В., Гущина Н.В., Махинько Ф.Ф., Чемеринская Л.С., Можаровский С.М., Козловских В.А., Кайгородова Л.И. Изменения дислокационной структуры и фазового состава сплава АМгб при облучении ионами Ag^+ с энергией 40 кэВ. — *Известия Томского политехнического университета*, 2005, т. 308, № 7, с. 58—64.
33. Боровицкая И.В., Коршунов С.Н., Ляховицкий М.М., Мансурова А.Н., Парамонова В.В. Воздействие сильноточных пучков ионов аргона на поверхностные свойства ванадия и сплавов на его основе. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2013, т. 36, вып. 4, с. 39—43.
34. Гаркуша И.Е., Малыхин С.В., Махлай В.А., Пугачёв А.Т., Баздырева С.В., Аксёнов Н.Н. Изменение структуры и субструктуры вольфрама при облучении потоками водородной плазмы с удельной энергией, близкой к тепловым нагрузкам на поверхности ИТЭР. — *Журнал технической физики*, 2014, т. 84, вып. 11, с. 41—46.
35. Боровицкая И.В., Никулин В.Я., Бондаренко Г.Г., Михайлова А.Б., Силин П.В., Гайдар А.И., Парамонова В.В., Перегудова Е.Н. Воздействие импульсных потоков азотной плазмы и ионов азота на структуру и механические свойства ванадия. — *Металлы*, 2018, № 2, с. 54—64.
36. Saber-Samandari S., Gross K.A. Effect of angled indentation on mechanical properties. — *J. of the European Ceramic Society*, 2009, vol. 29, № 12, p. 2461—2467.



Ирина Валерьевна Боровицкая, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
symp@imet.ac.ru



Валерий Николаевич Пименов, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
pimval@mail.ru



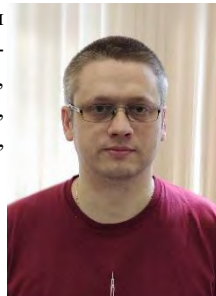
Сергей Николаевич Коршунов, руководитель лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Korshunov_SN@nrc.ki.ru



Анжелика Николаевна Мансурова, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
ang.2008@mail.ru



Сергей Алексеевич Масляев, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
maslyayev@mail.ru



Александр Сергеевич Демин, н.с.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
casha@bk.ru



Евгений Вадимович Морозов, н.с.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
lieutenant@list.ru



Никита Андреевич Епифанов, м.н.с., к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
mophix94@gmail.com



Александра Борисовна Михайлова, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия
Sasham1@mail.ru



Сергей Владимирович Латышев, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия; доцент, Московский технический университет связи и информатики, 111024 Москва, ул. Авиамоторная 8а, Россия
latyshevsv@rambler.ru



Геннадий Германович Бондаренко, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н., профессор; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000 Москва, Мясницкая ул. 20, Россия
bondarenko_gg@rambler.ru



Анна Ивановна Гайдар, с.н.с., к.ф.-м.н.; Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, 115054 Москва, ул. Малая Пионерская 12, Россия
niipmt@mail.ru



Егор Владимирович Матвеев, с.н.с., к. техн. н.; Научно-исследовательский институт перспективных материалов и технологий, 115054 Москва, ул. Малая Пионерская 12, Россия
maegor@gmail.com



Иван Сергеевич Монахов, старший преподаватель, к. техн. н.; ИМЕТ РАН, 119334 Москва, Ленинский пр. 49, Россия; Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», 101000 Москва, Мясницкая ул. 20, Россия
ivmontt@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 15 января 2024 г.

После доработки 16 марта 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 79—92.

УДК 538.945

АНИЗОТРОПИЯ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ: МЕТОДЫ АНАЛИЗА И ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ

В.В. Гурьев, И.В. Куликов, С.В. Шавкин

НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Изучение анизотропии величины критического тока по отношению к направлению внешнего магнитного поля имеет принципиальное значение для оптимизации конструкций устройств на основе сверхпроводников, особенно для магнитных систем установок управляемого термоядерного синтеза. В статье даётся краткий критический обзор современных методов анализа угловых зависимостей критического тока технических сверхпроводников с акцентом внимания на ленточные высокотемпературные сверхпроводники второго поколения (ВТСП-2). В основе этих методов лежат три предложенные ранее модели: скейлинга, вихревого пути, анизотропного пиннинга. Представлены результаты экспериментального исследования угловых зависимостей ВТСП-2-лент с различным химическим составом. Отмечается ряд особенностей, таких как нетривиальное влияние замены редкоземельного элемента в составе ВТСП на систему центров пиннинга, асимметрия пиков, зависимость критического тока от направления силы Лоренца. Затем рассмотренные методы анализа применяются к экспериментальным данным. Качество аппроксимаций различных моделей оценивалось с использованием статистического параметра — коэффициента детерминации, скорректированного с учётом количества подгоночных параметров. Показано принципиальное различие в интерпретации особенностей угловых зависимостей при использовании разных моделей. Констатируется отсутствие универсального подхода, как дающего разумную интерпретацию наблюдаемых особенностей, так и позволяющего установить при этом связь с дефектной структурой ВТСП-материала. Это говорит о серьёзном пробеле в текущем понимании электромагнитного поведения сверхпроводников и подчёркивает необходимость дальнейших исследований в этой области.

Ключевые слова: анизотропия, критический ток, угловая зависимость, высокотемпературный сверхпроводник.

CRITICAL CURRENT ANISOTROPY OF PRACTICAL SUPERCONDUCTORS: ANALYSIS METHODS AND APPLICATION CASES

V.V. Guryev, I.V. Kulikov, S.V. Shavkin

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The analysis of the critical current anisotropy holds significant importance in the process of enhancing the efficiency of devices that rely on superconductors, particularly in the magnetic systems of future fusion plants. The article delivers a concise yet critical evaluation of contemporary techniques utilized for analyzing the critical current angular dependence of practical superconductors, with a specific focus on second-generation high-temperature superconductors (coated conductors). These techniques are based either on the scaling model, the vortex path model, or the anisotropic pinning model. The paper presents findings from an empirical investigation into the critical current angular dependencies of coated conductors with different chemical compositions. Several distinctive features are highlighted, including the intricate impact of substituting the rare-earth element in the HTS composition on the pinning landscape, the asymmetry of the peaks, and the dependence of the critical current value on the Lorentz force direction at fixed magnetic field direction. Then, the described analysis techniques are applied to the experimental dataset to derive meaningful insights. A refined version of the anisotropic pinning model is introduced to accurately depict certain observed phenomena. The accuracy of approximations produced by various models is evaluated using the coefficient of determination, adjusted to account for the number of variables used for fitting. The fundamental disparity in the interpretation of angular dependencies when employing different models is underscored. The lack of a universal methodology that can comprehensively explain all features while establishing a connection with the defective structure of the HTS material is stated. This signifies a critical gap in the existing understanding of the behavior of superconductors under varying conditions and highlights the need for further research and development in this area of study.

Key words: anisotropy, critical current, angular dependence, high-temperature superconductor.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-93-107

ВВЕДЕНИЕ

В России и за рубежом опыт, накопленный на различных этапах проекта ИТЭР и, в частности, при разработке сверхпроводниковой электромагнитной системы, определил стратегические направления развития установок управляемого термоядерного синтеза (УТС). Для существенного улучшения плазменных параметров требуется увеличение магнитного поля, что достижимо лишь при применении нового класса сверхпроводников, такого как высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП). Современные концепции магнитов УТС рассматривают использование ВТСП-лент второго поколения (ВТСП-2) как

единственно эффективное решение. В настоящее время производство данных сверхпроводников осуществляется в промышленных масштабах, и данная технология продолжает активно развиваться.

В технологии второго поколения ВТСП-слой состава $(RE)Ba_2Cu_3O_{7-x}$ (REBCO, где RE — редкоземельный элемент) эпитаксиально выращивается на текстурированных буферных слоях, покрывающих гибкую металлическую ленту-подложку. Величина критического тока I_c в таких сверхпроводниках анизотропна и зависит как от величины, так и от направления внешнего магнитного поля H . Эту анизотропию необходимо учитывать при проектировании устройств. Так, например, при сборке соленоида из двойных галет различные витки в крайних (наружных) галетах находятся в существенно отличающихся условиях: во внутренних витках поле направлено практически вдоль плоскости ленты, что чаще всего соответствует максимальному критическому току, в то время как во внешних витках силовые линии магнитного поля изгибаются и критический ток снижается, несмотря на то, что величина поля в этой области несколько ниже (рис. 1). При этом во всём соленоиде как для внутренних, так и для наружных галет, а также и для внутренних и внешних витков отдельных галет магнитное поле направлено перпендикулярно току. Поэтому угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$, где θ — угол между нормалью ленты и направлением магнитного поля, при сохранении ортогональности транспортного тока и магнитного поля имеет ключевое значение при расчёте соленоидов. Геометрию эксперимента, когда при изменении угла θ направления тока и внешнего магнитного поля сохраняются перпендикулярными, часто называют конфигурацией максимальной силы Лоренца.

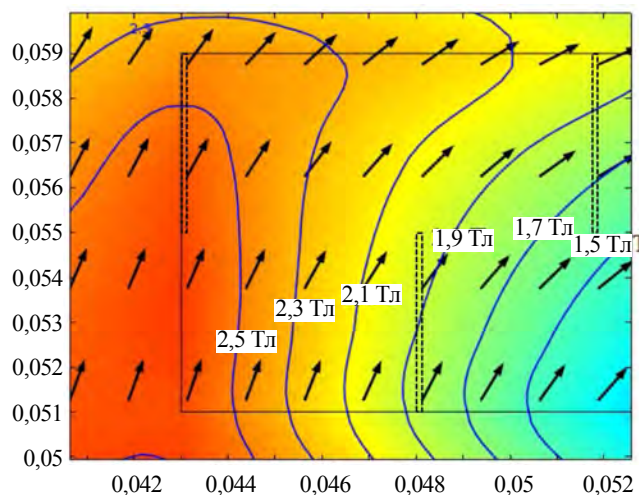


Рис. 1. Рассчитанное распределение магнитного поля на внутреннем краю наружной двойной галеты ВТСП-соленоида [1, 2]: ось соленоида находится слева; \nearrow — локальное направление магнитного поля; — — — линии постоянной величины магнитного поля; цвет изменяется от более холодного к более горячему в соответствии с увеличением магнитного поля; - - - - ВТСП-2-ленты в обмотке двойной галеты. Ток в лентах течёт перпендикулярно плоскости рисунка

Конкретных сверхпроводников. Надёжно разделить влияние этих двух факторов — крайне трудная задача [3]. В настоящее время угловые зависимости $I_c(\theta)$ рассматриваются как обязательная характеристика ВТСП-проводника, определяющаяся экспериментально после изготовления ленты. Для коммерчески выпускаемых ВТСП-лент создана база данных, облегчающая выбор ленты для конкретного применения [4]. Однако святым Граалем технической сверхпроводимости является разработка такой технологии, которая позволяла бы проводить тонкую настройку токонесущей способности сверхпроводника под заказ потребителя ещё до фактического изготовления. Ключевым пунктом на пути к достижению этой цели является разработка методов анализа угловых зависимостей $I_c(\theta)$ для установления её связи со структурой.

Далее мы даём краткий критический обзор известных методов анализа угловых зависимостей критического тока. Для более полного ознакомления с историей развития некоторых из этих методов мы можем рекомендовать читателю обзор [3]. Потом мы приводим описание экспериментальных методик, даём описание образцов и приводим экспериментальные угловые зависимости ВТСП-2-лент различного химического состава. Эти экспериментальные угловые зависимости анализируются с помощью ранее рассмотренных методов. Выводы проделанной работы резюмированы в заключении.

МЕТОДЫ АНАЛИЗА УГЛОВЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ КРИТИЧЕСКОГО ТОКА

Для описания угловых зависимостей критического тока было предложено множество различных аппроксимирующих функций $I_c(\theta)$ [5—7] и методов численного описания [8—10], помогающих в инженерных расчётах. Однако подгоночные коэффициенты этих аппроксимаций зачастую не имеют физиче-

ского смысла и, следовательно, не могут быть увязаны со структурой материала. По нашему мнению, такие подходы не способствуют достижению понимания взаимосвязи структура—токонесущая способность и в настоящей работе рассматриваться не будут.

Метод скейлинга. Метод скейлинга анизотропии эффективной массы носителей заряда, который также часто называют методом скейленга Блаттера, — исторически первый и до настоящего времени самый распространённый метод анализа угловых зависимостей. В этом подходе предполагается, что угловая зависимость $I_c(\theta)$ определяется в большей степени внутренней анизотропией материала, т.е. анизотропией элементарной кристаллической ячейки, а не системой центров пиннинга. Угловая зависимость $I_c(\theta)$ подчиняется той же функциональной зависимости, что и термодинамические критические параметры, такие как верхнее и нижнее критические поля:

$$f(\theta) \sim ([\cos(\theta)]^2 + [\sin(\theta)]^2/\gamma^2)^{-1/2}, \quad (1)$$

где $\gamma = (m_c/m_{ab})^{0.5}$ — параметр анизотропии эффективной массы носителей заряда [11]. Параметр γ , в принципе, может быть вычислен на основе информации о структуре кристаллической ячейки. В случае ВТСП-2-лент на основе YBCO этот параметр принимает значение в диапазоне от 5 до 7. Кроме того, величина γ не зависит от температуры и магнитного поля [12]. Вторым предсказанием этой модели является то, что критический ток I_c зависит от величины H и угла ориентации θ магнитного поля через объединённую переменную: $I_c(H, \theta) = I_c(\tilde{H})$, где $\tilde{H} = H/f(\theta)$ [13]. При правильно подобранном подгоночном параметре γ угловые зависимости, измеренные при разных величинах магнитных полей и температур, должны уложиться на единую так называемую скейлинговую кривую, если перестроить их в координатах I_c — \tilde{H} . Возможные отклонения от этой скейлинговой кривой интерпретируются как вклад от коррелированных центров пиннинга [14].

Несмотря на широкую распространённость этого подхода, есть серьёзные сомнения относительно его теоретических основ [3]. Теория слабого коллективного пиннинга, на которой основывается эта модель, справедлива лишь при слабых деформациях вихревой решётки и соответственно малых токах. Для ВТСП-2-лент критические токи достигают 10% от тока распаривания куперовских пар, а вихревая система деформирована настолько, что говорят не о решётке, а об аморфном вихревом веществе. Кроме того, значение параметра γ обычно значительно выпадает из диапазона 5—7, что также вызывает затруднения при его интерпретации.

Модель утверждает, что анизотропия, в основном, определяется термодинамикой и, следовательно, даёт пессимистичный прогноз эффективности манипулирования системой центров пиннинга с целью управления анизотропией. С другой стороны, экспериментальные данные свидетельствуют о том, что через управление ландшафтом пиннинга можно существенно модифицировать анизотропию ВТСП-лент REBCO [15] вплоть до получения обратной анизотропии [16] либо полного её устранения [17]. Поэтому, по крайней мере, в случае не слишком сильной внутренней анизотропии (что справедливо для REBCO) представляется оправданным изменить предпосылки на противоположные: использовать в качестве основного механизма картину взаимодействия вихрей с центрами пиннинга, а эффект внутренней анизотропии учитывать как малую поправку.

Модель вихревого пути. Теоретический базис модели вихревого пути (vortex path model) описывается следующим образом [3, 18, 19]. Ландшафт пиннинга предполагается неупорядоченным и коррелированным вдоль какого-то направления, как показано на рис. 2. «Вихревой путь» через материал, показанный на рис. 2, является возможным состоянием запиннированного вихря. В среднем направление вихря совпадает с внешним полем под макроскопическим углом θ . Постулируется, что сила объёмного пиннинга и, следовательно, плотность тока J_c пропорциональны плотности таких путей через образец при заданном θ .

Рассмотрим вихревой путь как направленное случайное блуждание. Определим $p(\theta)$ как плот-

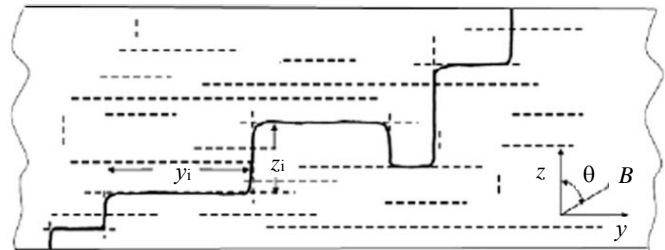


Рис. 2. Возможное положение запиннированного вихря — так называемый «вихревой путь»: ---- — дефекты (центры пиннинга) в материале [18]. Закрепление происходит в плоскости y — z так, чтобы в среднем вихрь был ориентирован под макроскопическим углом θ к оси z

ность вероятности вихревого пути, $y = n\lambda$ — сумма n шагов средней длины λ в направлении y . Предполагаем, что для шагов в направлении z нет смещения и что вероятность нахождения определённого значения $z = \sum z_i$: $p(z) = (1/2\pi n\sigma^2)^{1/2} \exp(-z^2/2n\sigma^2)$ — гауссово распределение. Поскольку $z/y = \tan(\theta)$, то, преобразуя переменную распределения от $J_c(z/y) \propto p(z)$ к $J_c(\theta) \propto p(\theta)$, получим

$$J_c(\theta) = [J_0/(\sqrt{2\pi} \Gamma \sin^2(\theta))] \exp \{-1/[2\Gamma^2 \tan^2(\theta)]\}, \quad (2)$$

где $\Gamma = \sigma/(\sqrt{n}\lambda)$; J_0 — константа пропорциональности. Это уравнение называют угловой гауссиан. Если вместо предположения о сходимости к гауссиану для $p(z)$ выбрано распределение Лоренца $p(z) = (1/\pi)\gamma/(\gamma^2 + z^2)$, то результатом будет

$$J_c(\theta) = (1/\pi)(J_0\Gamma)/[\cos^2(\theta) + \Gamma^2 \sin^2(\theta)]. \quad (3)$$

В этом случае подгоночный коэффициент $\Gamma = \gamma/\lambda$. Формулу (3) называют угловым лоренцианом.

Модель вихревого пути предполагает описание экспериментальной кривой $I_c(\theta)$ с помощью комбинации гауссиана и/или лоренциана, и/или их линейной комбинации. Таким способом можно получить хорошую аппроксимацию $I_c(\theta)$ для широкого круга технических сверхпроводников, как имеющих, так и не имеющих внутреннюю анизотропию [3, 20, 21]. При этом предполагается, что каждому гауссиану или лоренциану соответствует своя подсистема центров пиннинга (ЦП). Это предположение является наиболее сильной стороной подхода, поскольку позволяет выделить подсистемы центров пиннинга и сделать заключение об эволюции их эффективности с изменением внешних условий. Подчеркнём, что в соответствие подсистеме ЦП ставится не пик на угловой зависимости $I_c(\theta)$, а соответствующий гауссиан или лоренциан. Так, асимметричный пик угловой зависимости в этой модели описывается некоторым набором гауссианов или лоренцианов с близкими положениями среднего, а значит и несколькими подсистемами центров пиннинга. Наоборот, если величина параметра Γ превышает единицу, у углового гауссиана (2) появляются два пика в диапазоне от 0 до π , и за оба эти пика ответственна одна подсистема ЦП [19].

Следует заметить, что согласно экспериментальным наблюдениям добавление подсистемы центров пиннинга не всегда приводит к аддитивному влиянию на угловую зависимость критического тока [22]. Поэтому предположение модели о том, что описание влияния различных подсистем центров пиннинга с помощью линейной комбинации гауссианов и/или лоренцианов, требует дополнительного обоснования. Ситуация, кроме того, осложняется отсутствием строгих критериев определения наилучшей аппроксимации, что приводит к некоторой доле неопределённости, обусловленной субъективными решениями при обработке угловых зависимостей [23].

Теоретические основы этого метода также вызывают сомнения. Высокая плотность вихревых путей приведёт к неизменности общей энергии при малых смещениях вихря и, таким образом, будет способствовать уменьшению, а не увеличению объёмной силы пиннинга. Кроме того, хорошо известно, что одновихревое приближение, показанное на рис. 2, плохо справляется с описанием динамики вихревого ансамбля даже на качественном уровне [24]. В реальной ситуации изгибам, показанным на рис. 2, будут препятствовать соседние вихри, особенно по мере увеличения поля и соответственно уменьшения межвихревого расстояния.

Модель анизотропного пиннинга. Подход, позволяющий как обойти ограничения одновихревого приближения, так и избежать проблемы суммирования, был предложен в работе [25]. В этой модели рассматривается не индивидуальный пиннинг, а пиннинг некоторого достаточно большого ансамбля вихрей, находящегося в потенциальной яме, обусловленной кооперативным действием всех центров пиннинга в объёме этого ансамбля. В отсутствие транспортного тока вихревой ансамбль занимает наиболее выгодное место на дне кооперативной потенциальной ямы, причём минимум удельной энергии магнитного потока в состоянии покоя не предполагает, что каждый вихрь, захваченный ближайшими центрами пиннинга, находится на дне своей индивидуальной потенциальной ямы. Под действием транспортного тока вихревой ансамбль поднимается по склону кооперативной потенциальной ямы в направлении действия силы Лоренца. Если сила Лоренца превышает максимальную крутизну склона этой ямы, вся вихревая материя приходит в движение, что приводит к возникновению электрического поля и диссипации энергии. Объёмную силу пиннинга можно выразить

$$F_p = -\max(\delta U/\delta L) = -\mathbf{e}_l (U_0(\mathbf{B})) / (L_0(\mathbf{j}, B)), \quad (4)$$

где U — глубина кооперативной потенциальной ямы; \mathbf{e}_l — единичный вектор в направлении силы Лоренца; $L_0 = U_0/\max(\delta U/\delta L)$ — эффективный размер кооперативной потенциальной ямы; U_0 — эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы; \mathbf{j} — вектор плотности тока.

Модель предполагает, что эффективная глубина кооперативной потенциальной ямы $U_0(\mathbf{B})$ зависит только от величины и направления магнитной индукции, но не от силы Лоренца. Ширина кооперативной потенциальной ямы $L_0(\mathbf{j}, B)$, напротив, определяется абсолютным значением магнитной индукции (плотностью вихрей) и направлением силы Лоренца. Таким образом, учитывается анизотропия не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца, что является сильной стороной модели. Эффективная ширина кооперативной потенциальной ямы L_0 определяется минимальным расстоянием между двумя энергетически эквивалентными положениями вихревого ансамбля. В качестве грубой оценки этого расстояния можно принять минимальную из двух величин: среднего межвихревого расстояния либо среднего расстояния между соседними (в направлении возможного движения) центрами пиннинга.

Чтобы получить исчерпывающее представление о токнесущей величине, следует с максимальной достоверностью восстановить ориентационные, полевые и температурные зависимости U_0 и L_0 так называемого энергетического и размерного тел. На основании большого числа взаимодополняющих экспериментов [24—29] было показано, что для сверхпроводящей Nb—Ti-ленты угловые зависимости U_0 и L_0 описываются эллипсоидами:

$$(\cos(\alpha)/U_x)^2 + (\cos(\beta)/U_y)^2 + (\cos(\gamma)/U_z)^2 = 1/(U_0^2), \quad (5)$$

где $\cos(\alpha)$, $\cos(\beta)$, $\cos(\gamma)$ — направляющие косинусы вектора индукции.

Аналогично для размерного тела:

$$(\cos(\alpha')/L_x)^2 + (\cos(\beta')/L_y)^2 + (\cos(\gamma')/L_z)^2 = 1/(L_0^2), \quad (6)$$

где $\cos(\alpha')$, $\cos(\beta')$, $\cos(\gamma')$ — направляющие косинусы вектора силы Лоренца.

Чтобы определить критическую величину силы пиннинга при заданных условиях, надо величину радиуса энергетического эллипсоида (в направлении вектора индукции) разделить на величину радиуса размерного эллипсоида (в направлении действия силы Лоренца).

Для геометрии эксперимента соответствующей конфигурации максимальной силы Лоренца эта модель приводит к угловой зависимости критического тока [28]:

$$I_c(\theta) = I_c(90^\circ) \{[(k^L \sin(\theta))^2 + (\cos(\theta))^2] / [(k^U \sin(\theta))^2 + (\cos(\theta))^2]\}^{1/2}, \quad (7)$$

где $k^L = L_z/L_y$, $k^U = U_y/U_z$ — безразмерные подгоночные параметры. Отношение $k^U/k^L = J_c(90^\circ)/J_c(0^\circ)$ даёт грубую оценку степени анизотропии. Угол θ отсчитывается от плоскости образца.

Модель анизотропного пиннинга была апробирована на низкотемпературных Nb—Ti-сверхпроводниках и до настоящей работы не применялась к ВТСП-лентам.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Детали эксперимента. Эксперименты, представленные в настоящей работе, заключались в измерении вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов ВТСП-лент во внешнем магнитном поле до 1,5 Тл, создаваемом сплит-магнитом, при заданной ориентации поля в конфигурации максимальной силы Лоренца. Измерения проводились в среде жидкого азота при атмосферном давлении (температура $\sim 77,4$ К). ВАХ измерялись стандартным четырёхконтактным методом. Размер образцов: длина 80 мм, ширина 4 мм, толщина $\sim 0,15$ мм, расстояние между потенциальными контактами 10 мм в центральной части образца. Критический ток определялся по ВАХ в соответствии с конвенциональным критерием электрического поля 1 мкВ/см. В случае если целью было установить влияние направления силы Лоренца, то при неизменном положении образца изменялась полярность транспортного тока. Затем угол ориентации внешнего магнитного поля θ изменялся, и измерение ВАХ повторялось. Из обработки серии ВАХ, измеренных таким способом, определялась угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$. Экспериментальная установка позволяет осуществлять разворот на полные 360° . Точность определения угла оценивается не хуже чем $0,5^\circ$.

Образцы. Длинномерные образцы ВТСП-2-лент были изготовлены на пилотной линии НИЦ «Курчатовский институт» [30]. Все образцы имеют многослойную структуру, состоящую из ленты-подложки из нержавеющей стали (~100 мкм), буферного слоя оксида циркония, стабилизированного иттрием YSZ (~2 мкм), в котором формируется текстура, буферного слоя CeO_2 (~0,2 мкм), собственно ВТСП-слоя, защитного слоя серебра (~2 мкм с каждой стороны ленты) и шунтирующего слоя меди (~20 мкм с каждой стороны ленты). Образцы отличались химическим составом и толщиной ВТСП-слоя (табл. 1). Замена редкоземельного элемента в составе REBCO может привести к существенному изменению ландшафта пиннинга [31, 32], поэтому представляет интерес сравнение угловых зависимостей критического тока этих образцов.

Т а б л и ц а 1. Описание образцов

Образец	Маркировка	Толщина ВТСП-слоя, мкм	Критический ток в собственном поле, А	Поля измерений, Тл
YBCO	282	1,40	84	0,1; 0,3; 0,5; 1; 1,5
GdBCO	365	1,05	148	
SmBCO	372-2	1,39	143	1
(Y + Sm)BCO	393-2	1,60	101	

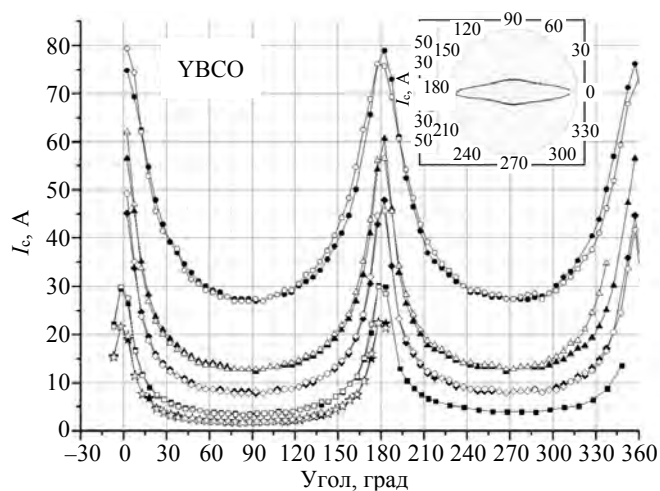


Рис. 3. Угловые зависимости критического тока образца YBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации отсутствия асимметрии пиков

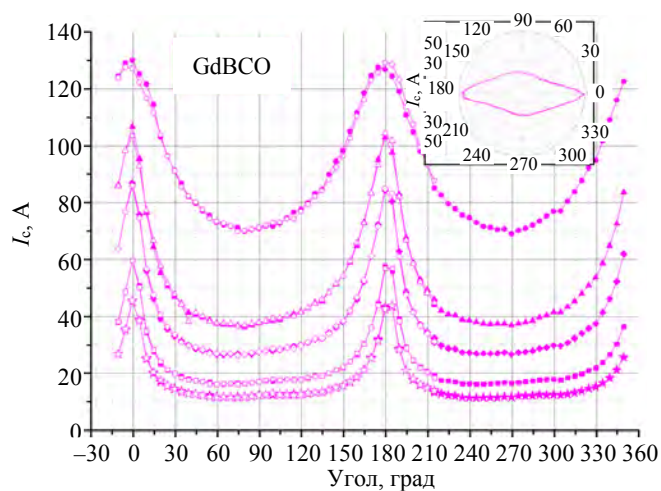


Рис. 4. Угловые зависимости критического тока образца GdBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации асимметрии пиков

Угловые зависимости критического тока. На рис. 3—5 показаны измеренные угловые зависимости критического тока образцов YBCO, GdBCO и SmBCO во внешних полях $\mu_0 H = 0,1, 0,3, 0,5, 1$ и $1,5$ Тл. Минимальная величина внешнего поля выбрана так, чтобы заведомо превзойти величину собственного магнитного поля, которое не превышает 0,04 Тл. Угол θ отсчитывается от плоскости ленты. Для всех образцов наблюдается существенная анизотропия I_c : критический ток гораздо больше при направлении поля в плоскости ленты ($0, 180^\circ$), чем при ориентации поля по нормали к ленте ($90, 270^\circ$). В поле 1 Тл отношение токов в этих ориентациях составляет 6,9, 3,4 и 2,2 для YBCO, GdBCO и SmBCO соответственно. На образцах GdBCO и SmBCO наблюдается асимметрия пиков, что хорошо видно в полярных координатах по отсутствию зеркальной симметрии между верхней и нижней половинами угловой зависимости (см. вставки на рис. 3—5). В пределах экспериментальной точности асимметрия пиков

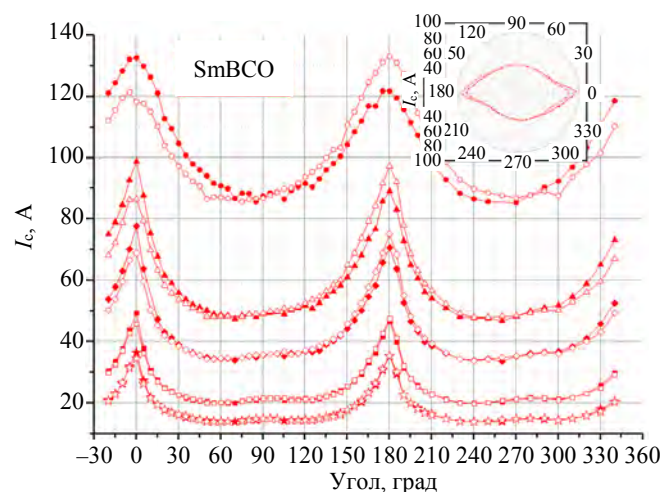


Рис. 5. Угловые зависимости критического тока образца SmBCO во внешних полях (сверху вниз) 0,1, 0,3, 0,5, 1 и 1,5 Тл. Закрытые и открытые символы соответствуют изменению полярности тока. На вставке угловая зависимость в поле 0,3 Тл, перестроенная в полярных координатах для демонстрации асимметрии пиков

на угловой зависимости критического тока отсутствует только в образце YBCO. Кроме того, в образце SmBCO наблюдается существенная зависимость величины критического тока от полярности тока, чего практически не наблюдалось для образцов YBCO и GdBCO. Как видно на рис. 5, при полярности тока, отмеченной закрытыми символами, пик при $\theta = 0^\circ$ выше, чем пик при $\theta = 180^\circ$. При инверсии направления тока (открытые символы) соотношение высот пиков меняется на обратное — пик при $\theta = 0^\circ$ ниже, чем пик при $\theta = 180^\circ$. Этот эффект тем выраженнее, чем меньше внешнее поле. При величине внешнего поля 1 Тл зависимость критического тока от полярности тока практически исчезает.

На рис. 6 показано необычное влияние редкоземельного элемента в составе ВТСП-материала на угловую зависимость критического тока. Для корректного сравнения критический ток приведён к току в собственном поле. При существенной разнице угловых зависимостей образцов YBCO и SmBCO угловая зависимость образца $Y_{0,5}Sm_{0,5}BCO$ демонстрирует не нечто среднее, как можно было бы ожидать, а практически полное отсутствие анизотропии: минимальный критический ток достигнут примерно при 45° (135°), вместо ожидаемых 90° , а значения критического тока при 0° и 90° практически равны.

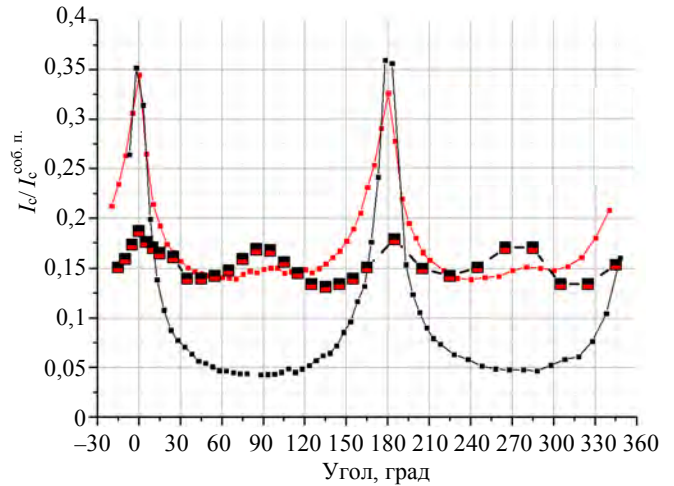


Рис. 6. Приведённые угловые зависимости критического тока образцов YBCO (●), SmBCO (■) и (Sm + Y)BCO (□) в поле 1 Тл

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА С МОДЕЛЯМИ

Модель скейлинга. Экспериментальные угловые зависимости $I_c(\theta)$ имеют качественные отклонения от функциональной зависимости (1). Такие отклонения нельзя назвать неожиданными, поскольку механизм анизотропии эффективной массы носителей заряда не предполагает описание всех особенностей, таких как возникновение дополнительных пиков (см. рис. 6, образец (Sm + Y)BCO), асимметрия пиков (см. рис. 4 и 5, образцы GdBCO и SmBCO) и зависимость величины критического тока от полярности тока (см. рис. 5, образец SmBCO). Однако даже для случая, когда указанные особенности отсутствуют (см. рис. 4, образец YBCO), предсказания этой модели не выполняются в полном объёме, поскольку коэффициент γ зависит от величины внешнего поля и выходит далеко за предсказанные пределы 5—7 (рис. 7). Как следствие, при перестроении в координатах $I_c—H/f(\theta)$ не происходит совмещение на кривой скейлинга (рис. 8).

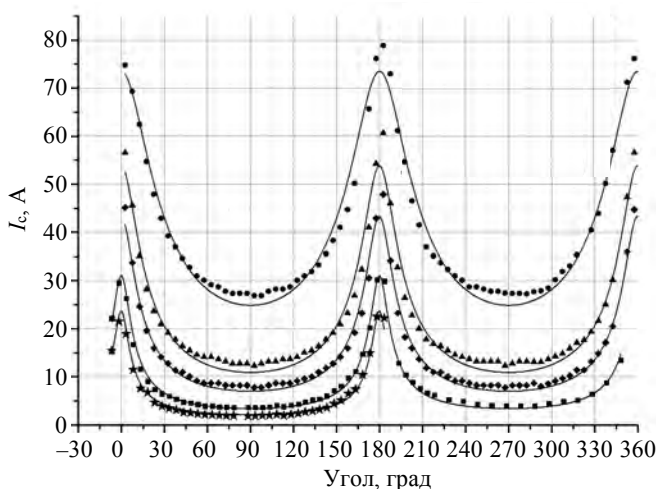


Рис. 7. Точками показаны экспериментальные угловые зависимости образца YBCO: — — аппроксимация подгонка по формуле (1); величина внешнего поля и подгоночный параметр γ из формулы (1): ● — 0,1 Тл, $\gamma = 2,9$, ▲ — 0,3 Тл, $\gamma = 4,9$, ◆ — 0,5 Тл, $\gamma = 6,2$, ■ — 1 Тл, $\gamma = 9,2$, ★ — 1,5 Тл, $\gamma = 11,2$

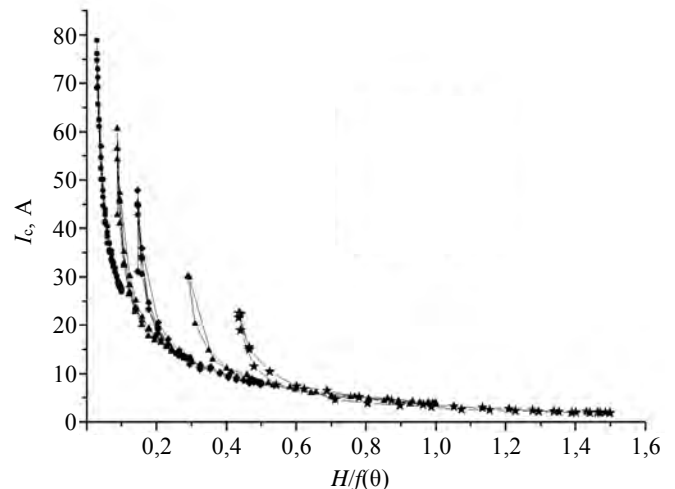


Рис. 8. Данные на рис. 7, перестроенные в координатах $I_c—H/f(\theta)$, в соответствии с концепцией скейлинга. Для построения использовался усреднённый параметр $\gamma = 6,7$: ● — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

В табл. 2 приведены величины подгоночного коэффициента γ для исследованных образцов и качество подгонки, характеризуемое коэффициентом детерминации R , скорректированным на количество подгоночных параметров модели. Чем ближе величина R к единице, тем лучше модель справляется с описанием экспериментальных данных. Для образца YBCO величина R превышает 0,95 во всех полях, что с учётом того, что модель использует всего один подгоночный параметр, очень хороший результат. Для остальных образцов подгонка экспериментальных результатов к функциональной зависимости (1) значительно хуже: для GdBCO параметр R опускается ниже 0,86, для SmBCO — ниже 0,78. Для образца (Y + Sm)BCO параметр R близок к 0, поскольку, как видно из рис. 6, угловая зависимость резко отличается от предсказаний модели.

Т а б л и ц а 2. Величина подгоночного параметра γ и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Величина внешнего поля, Тл	γ	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	2,9	0,975
	0,3	4,9	0,960
	0,5	6,2	0,964
	1	9,2	0,989
	1,5	11,2	0,989
GdBCO	0,1	1,8	0,978
	0,3	2,9	0,929
	0,5	3,4	0,900
	1	3,9	0,856
	1,5	4,4	0,852
SmBCO	0,1	1,5	0,909
	0,3	1,9	0,855
	0,5	2,1	0,819
	1	2,2	0,770
	1,5	2,5	0,774
(Y+Sm)BCO	1	1	0,020

Модель вихревого пути. На рис. 9 и 10 показаны примеры обработки угловых зависимостей в рамках модели вихревого пути. Благодаря большому количеству подгоночных параметров (3 параметра на пик + 1 параметр «установка») модель очень хорошо описывает эксперимент. Асимметрия пика описывается двумя подсистемами центров пиннинга с близким положением средних (см. рис. 9), дополнительный пик при ориентации по нормали к ленте описывается дополнительным лоренцианом или гауссианом (см. рис. 10).

Добавление необходимого количества лоренцианов или гауссианов позволяет описать практически все особенности, наблюдающиеся на угловых зависимостях критического тока. Исключением является

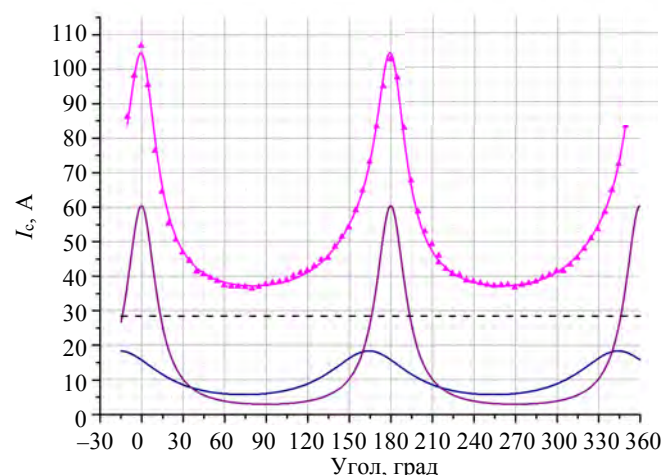


Рис. 9. Пример аппроксимации экспериментальной угловой зависимости критического тока с ярко выраженной асимметрией пика для образца GdBCO при 0,3 Тл (закрытые символы). Асимметрия учитывается двумя распределениями с близкими положениями пиков, показанных синим и фиолетовым цветом. Их линейная сумма с константой (-----) даёт аппроксимацию, показанную линией, проходящей через экспериментальные точки: \blacktriangle — GdBCO-эксперимент, — модель вихревой траектории, — Лоренц 1 0,3 Тл, — Лоренц 2 0,3 Тл

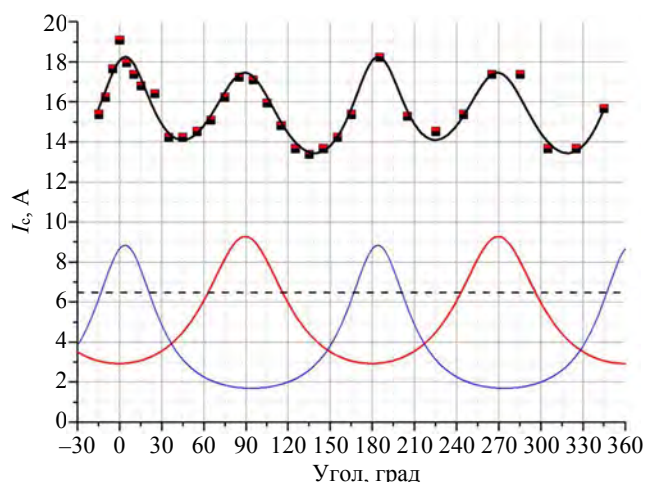


Рис. 10. Пример аппроксимации экспериментальной угловой зависимости критического тока, имеющей пик не только вблизи $\theta = 0, 180^\circ$ (поле в плоскости ленты), но и дополнительные пики при $\theta = 90^\circ, 270^\circ$ при ориентации поля по нормали к ленте для образца (Y + Sm)BCO [1]) в поле 1 Тл. Основной пик аппроксимируется лоренцианом (—), дополнительный пик учитывается дополнительным лоренцианом (—): \square — (Y + Sm)BCO эксп., — модель вихревой траектории, — Лоренц 1, — Лоренц 2

зависимость высоты пика от полярности тока или, что то же самое, разная высота пиков при ориентации 0 и 180°. Это связано с тем, что периодичность аппроксимационных функций (2) и (3) 180°.

В табл. 3 приведены величины подгоночных коэффициентов для исследованных образцов и качество подгонки. Образец YBCO, не имеющий особенностей на угловой зависимости, хорошо описывается одним лоренцианом при величине R не ниже 0,96. Для описания асимметрии образцов GdBCO и SmBCO необходимо введение дополнительного лоренциана. При этом в поле 0,1 Тл дополнительный лоренциан не приводит к ощутимому улучшению подгонки. Зависимость критического тока от полярности тока для образца SmBCO приводит к более низкому по сравнению с GdBCO коэффициенту детерминации: 0,944 против 0,995 в 0,1 Тл. Для всех аппроксимаций значение коэффициента детерминации в этой модели выше 0,9.

Т а б л и ц а 3. Величины подгоночных параметров модели вихревого пути и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Поле, Тл	I_0	Лоренц 1	Лоренц 2	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	20,95	$I_1 = 59,82$ $\theta_1 = 0$ $\Gamma_1 = 2,87$		0,990
	0,3	11,0	$I_1 = 32,15$ $\theta_1 = 0,08$ $\Gamma_1 = 4,33$		0,976
	0,5	6,87	$I_1 = 24,38$ $\theta_1 = -0,23$ $\Gamma_1 = 4,73$		0,969
	1	3,53	$I_1 = 13,95$ $\theta_1 = -0,20$ $\Gamma_1 = 6,08$		0,987
	1,5	1,69	$I_1 = 10,44$ $\theta_1 = -0,33$ $\Gamma_1 = 6,30$		0,987
GdBCO	0,1	53,07	$I_1 = 115,15$ $\theta_1 = -2,89$ $\Gamma_1 = 2,059$		0,995
	0,3	28,48	$I_1 = 47,74$ $\theta_1 = -0,32$ $\Gamma_1 = 4,54$	$I_2 = 32,17$ $\theta_2 = 163,0$ $\Gamma_2 = 1,79$	0,997
	0,5	22,47	$I_1 = 30,47$ $\theta_1 = 0,15$ $\Gamma_1 = 5,54$	$I_2 = 18,20$ $\theta_2 = 164,01$ $\Gamma_2 = 2,17$	0,995
	1	14,95	$I_1 = 16,72$ $\theta_1 = 0,93$ $\Gamma_1 = 7,25$	$I_2 = 9,41$ $\theta_2 = 168,76$ $\Gamma_2 = 2,90$	0,993
	1,5	10,68	$I_1 = 10,63$ $\theta_1 = 1,44$ $\Gamma_1 = 8,46$	$I_2 = 8,22$ $\theta_2 = 173,17$ $\Gamma_2 = 3,2$	0,991
SmBCO	0,1	73,32	$I_1 = 85,0$ $\theta_1 = -2,39$ $\Gamma_1 = 1,98$		0,944
	0,3	42,05	$I_1 = 13,42$ $\theta_1 = 0,86$ $\Gamma_1 = 6,32$	$I_2 = 38,41$ $\theta_2 = 170,73$ $\Gamma_2 = 2,26$	0,979
	0,5	31,08	$I_1 = 10,11$ $\theta_1 = 0,62$ $\Gamma_1 = 7,81$	$I_2 = 24,85$ $\theta_2 = 170,53$ $\Gamma_2 = 2,64$	0,988
	1	18,90	$I_1 = 5,88$ $\theta_1 = 0,45$ $\Gamma_1 = 9,26$	$I_2 = 13,15$ $\theta_2 = 172,90$ $\Gamma_2 = 3,24$	0,992
	1,5	12,83	$I_1 = 4,39$ $\theta_1 = 0,14$ $\Gamma_1 = 9,85$	$I_2 = 10,08$ $\theta_2 = 174,6$	0,994
(Y+Sm)BCO	1	6,49	$I_1 = 16,34$ $\theta_1 = -0,42$ $\Gamma_1 = 0,56$	$I_2 = 12,13$ $\theta_2 = 93,99$ $\Gamma_2 = 0,44$	0,920

Модель анизотропного пиннинга. В табл. 4 представлены величины подгоночных коэффициентов (7) для исследованных образцов.

Т а б л и ц а 4. Величины подгоночных параметров модели анизотропного пиннинга и коэффициент детерминации аппроксимирующих кривых, характеризующий качество подгонки

Образец	Поле, Тл	Подгоночные коэффициенты	Коэффициент детерминации R
YBCO	0,1	$I_c(0^\circ) = 76,08$ $k^L = 1,33$ $k^U = 3,71$	0,991
	0,3	$I_c(0^\circ) = 56,15$ $k^L = 1,44$ $k^U = 6,20$	0,977
	0,5	$I_c(0^\circ) = 44,50$ $k^L = 1,31$ $k^U = 7,12$	0,971
	1	$I_c(0^\circ) = 31,54$ $k^L = 1,21$ $k^U = 9,86$	0,991
	1,5	$I_c(0^\circ) = 23,50$ $k^L = 1$ $k^U = 10,71$	0,989
GdBCO	0,1	$I_c(0^\circ) = 128,28$ $\theta_0 = 5,58$ $k^L = 1,33$ $k^U = 2,4$	0,997
	0,3	$I_c(0^\circ) = 101,74$ $\theta_0 = 7,02$ $k^L = 1,8$ $k^U = 4,77$	0,996
	0,5	$I_c(0^\circ) = 83,36$ $\theta_0 = 6,62$ $k^L = 2,02$ $k^U = 6,07$	0,995
	1	$I_c(0^\circ) = 58,29$ $\theta_0 = 5,26$ $k^L = 2,34$ $k^U = 7,97$	0,993
	1,5	$I_c(0^\circ) = 44,95$ $\theta_0 = 4,45$ $k^L = 2,38$ $k^U = 8,84$	0,991
SmBCO	0,1	$I_c(90^\circ) = 86,98$ $\theta_0 = -3,8$ $k_1^L = 1,44$ $k_2^L = 1,59$ $k^U = 2,19$	0,993
	0,3	$I_c(90^\circ) = 49,07$ $\theta_0 = -4,7$ $k_1^L = 2,06$ $k_2^L = 2,26$ $k^U = 3,97$	0,990
	0,5	$I_c(90^\circ) = 35,26$ $\theta_0 = -4,5$ $k_1^L = 2,35$ $k_2^L = 2,54$ $k^U = 4,84$	0,989
	1	$I_c(90^\circ) = 20,82$ $\theta_0 = -3,27$ $k_1^L = 2,75$ $k_2^L = 2,85$ $k^U = 6,15$	0,987
	1,5	$I_c(90^\circ) = 14,35$ $\theta_0 = -2,5$ $k_1^L = 2,82$ $k_2^L = 2,87$ $k^U = 6,78$	0,987
(Y+ Sm)BCO	1	$I_c(0^\circ) = 18,22$ $\theta_0 = -1,63$ $k^L = 5,59$ $k^U = 6,72$	0,525

На рис. 11 показана аппроксимация экспериментальных угловых зависимостей критического тока образца YBCO. При увеличении поля наблюдается тенденция к убыванию параметра k^L с 1,44 (при 0,3 Тл) до 1 (при 1,5 Тл). Когда $k^L = 1$, угловая зависимость (7) совпадает с функцией (1) модели скейлинга. В рамках модели анизотропного пиннинга этот частный случай соответствует ситуации, когда размерный эллипсоид превращается в шар и для любого направления два энергетически эквивалентных состояния вихревого ансамбля находятся на одинаковом расстоянии. Этот сценарий может реализоваться либо в относительно сильных магнитных полях, когда расстояние между двумя энергетически эквивалентными позициями определяется межвихревым расстоянием, т.е. величиной внешнего магнитного поля [28], либо в разреженной системе центров пиннинга или в системе со слабым коллективным пиннингом даже при относительно слабом магнитном поле, что часто наблюдается на монокристаллических образцах. Это обстоятельство частично объясняет, как модель скейлинга завоевала популярность, поскольку первоначальные исследования ВТСП-материалов были сосредоточены, в основном, на монокристаллах.

Величина коэффициента детерминации R не снижается ниже значения 0,97 для образца YBCO, что является хорошим результатом (см. табл. 4).

Модель анизотропного пиннинга, как она описана, не позволяет адекватно учесть наличие асимметричных пиков на угловой зависимости критического $I_c(\theta)$. Для решения этой проблемы введён дополнительный подгоночный параметр, обозначенный как θ_0 , описывающий отклонение главных осей энергетического эллипсоида от главных осей размерного эллипсоида (рис. 12). Разными авторами не раз отмечалась корреляция между наличием асимметрии пиков и отклонением кристаллографической оси c от направления нормали к ленте на несколько градусов [33]. Разумно предположить, что энергетический эллипсоид определяется пространственной ориентацией системы центров пиннинга, т.е. дефектами, которые образуются коррелированно с кристаллографической ориентацией. А размерный эллипсоид связан с геометрией ленты. Действительно, размагничивающий фактор изменяется от нулевого значения при ориентации поля в плоскости ленты до максимального значения при ориентации поля по нормали, что, по мнению многих авторов, играет существенную роль в проявлении асимметрии пиков [34]. Таким образом, получаем следующую аппроксимирующую зависимость:

$$I_c(\theta) = I_c(0^\circ) \{ [k^L \sin(\theta)]^2 + [\cos(\theta)]^2 / [k^U \sin(\theta - \theta_0)]^2 + [\cos(\theta - \theta_0)]^2 \}^{0.5}. \quad (8)$$

На рис. 13 показана аппроксимация для образца GdBCO в рамках модели анизотропного пиннинга с учётом введённого параметра θ_0 . Величина коэффициента детерминации превышает 0,99 для всех полей для образца GdBCO (см. табл. 4).

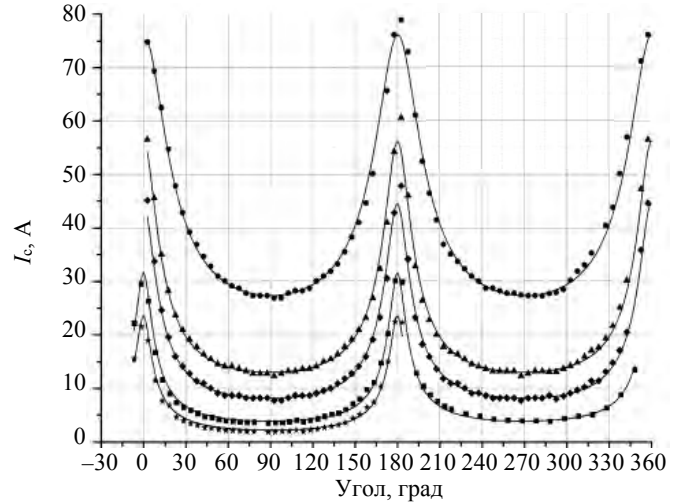


Рис. 11. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца YBCO в рамках модели анизотропного пиннинга: • — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

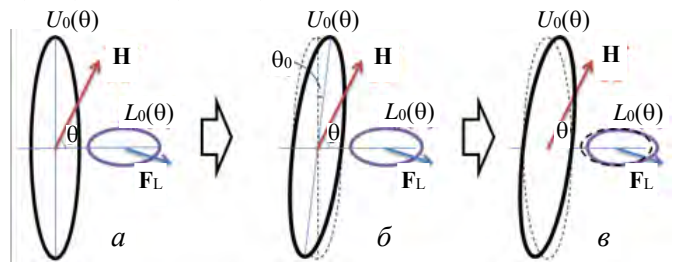


Рис. 12. Схематизация предложенных модификаций модели анизотропного пиннинга: *a* — схематическое представление сечения энергетического и размерного эллипсоидов для рассматриваемой геометрии максимальной силы Лоренца и определение угла θ ; *b* — схема введения параметра θ_0 как угла отклонения главных осей энергетического и размерного эллипсоидов; *c* — схема модификации для учёта зависимости критического тока от направления силы Лоренца — правая и левая полуоси размерного эллипсоида не совпадают

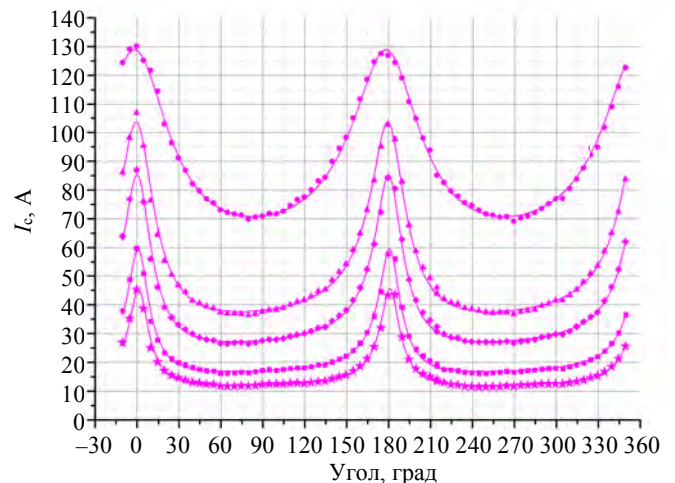


Рис. 13. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца GdBCO в рамках модели анизотропного пиннинга: • — 0,1 Тл, ▲ — 0,3 Тл, ◆ — 0,5 Тл, ■ — 1 Тл, ★ — 1,5 Тл

Модель анизотропного пиннинга учитывает анизотропию критического тока не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца. Фактически столь успешное описание асимметрии пиков и является следствием учёта этой дуальности анизотропии. Более

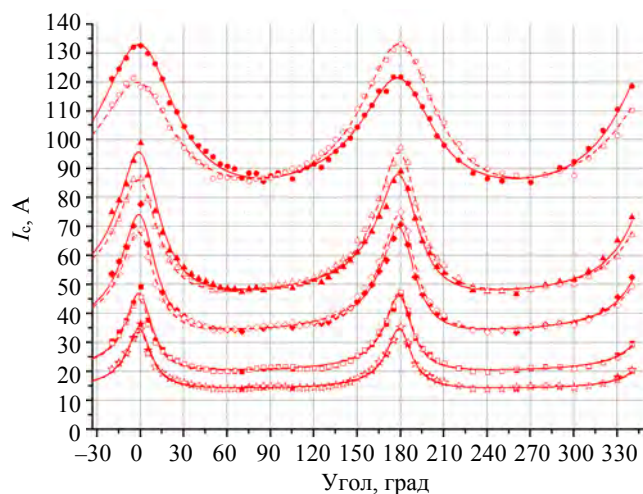


Рис. 14. Пример аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей критического тока для образца SmBCO в рамках модели анизотропного пиннинга

наблюдаемые в образце $(Y + Sm)BCO$, когда внешнее поле ориентировано по нормали к ленте, необходимы более существенные корректировки модели, чем те, которые представлены ранее. Возможная модификация заключается в отказе от эллипсоидального описания энергетического и/или размерного тел и принятии более сложной формы. Действительно, энергетические и размерные тела лент Nb—Ti и ВТСП-2 не обязаны иметь одинаковую форму. Возможно, успешное описание экспериментальных данных для образцов YBCO, GdBCO и SmBCO в этом приближении во многом случайно. Однако учитывая, что необходимые модификации могут быть внесены различными способами, необходимы дополнительные исследования, чтобы определить наиболее рациональный подход к изменению модели.

Без внесения соответствующих модификаций модели, т.е. без внесения корректировок для описания дополнительных пиков коэффициент детерминации снижается до уровня 0,5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье представлены экспериментальные угловые зависимости критического тока четырёх образцов ВТСП-2-лент REBCO с различными редкоземельными элементами. На основе полученных данных, а также данных других авторов можно сделать следующие эмпирические обобщения.

Замена редкоземельного элемента в составе REBCO существенно изменяет угловую зависимость. Эти изменения нельзя свести к зависимости от размера ионного радиуса. Угловая зависимость критического тока в большей степени определяется анизотропией системы центров пиннинга, нежели анизотропией элементарной кристаллографической ячейки REBCO.

Критический ток проявляет анизотропию не только по отношению к направлению магнитного поля, но и по отношению к направлению силы Лоренца при неизменном направлении магнитного поля.

В статье приведён краткий обзор существующих моделей, используемых для анализа угловых зависимостей критического тока. Рассмотренные модели были опробованы на экспериментальных данных.

Метод скейлинга является наиболее популярным подходом к анализу угловых зависимостей критического тока. Этот подход отличается элегантностью, поскольку опирается только на один подгоночный параметр и даёт довольно жёсткие предсказания на поведение угловой зависимости критического тока, сводя к минимуму необходимость субъективных решений при обработке данных. Однако применение этого метода для описания технических сверхпроводников с сильным пиннингом не имеет ни убедительного теоретического обоснования, ни согласия с экспериментальными данными.

явно зависимость от направления силы Лоренца наблюдается на образце SmBCO, где видна не только асимметрия пиков, но и существенное различие величины критического тока в зависимости от направления его протекания. Учесть эту новую особенность можно при дополнительной модификации модели — замене размерного эллипсоида на яйцевидную пространственную фигуру. Интересующее нас сечение этой фигуры — эллипсы, правая и левая полуоси которого имеют разные величины (см. рис. 12). Аппроксимация угловой зависимости критического тока образца SmBCO с учётом этих модификаций показана на рис. 14, коэффициент детерминации для всех полей не хуже 0,98 (см. табл. 4).

Чтобы корректно описать дополнительные пики на угловой зависимости критического тока,

Использование модели вихревого пути — альтернативный подход, набирающий популярность в последнее время. Эта модель основана на более реалистическом положении о преобладающей роли пиннинга в анизотропии критического тока. Постулируется, что наблюдаемые пики можно анализировать по аналогии с методами обработки сигналов, обычно используемых в спектроскопии или рентгеновской дифракции. Модель не накладывает строгих ограничений на количество подгоночных параметров, что позволяет путём введения всё большего их числа добиться практически идеального совпадения эксперимента и аппроксимирующей кривой. Однако важно заметить, что хорошее описание данных далеко не всегда гарантирует правильное объяснение. Например, асимметрия пика на $I_c(\theta)$ в этой модели объясняется наличием не менее чем двух подсистем центров пиннинга с близкими, но не совпадающими угловыми ориентациями, что кажется маловероятным. Отсутствие прозрачного физического смысла подгоночных параметров чрезвычайно затрудняет установление связи со структурными характеристиками. Кроме того, эта модель не позволяет адекватно описать наблюдаемую зависимость величины критического тока от направления силы Лоренца.

Наконец третья и наиболее перспективная, по нашему мнению, модель — модель анизотропного пиннинга. Эта модель возникла на основе концепции дуализма анизотропии критического тока: анизотропии как по отношению к направлению магнитного поля, так и к направлению силы Лоренца. В рамках этой модели асимметрия пиков интерпретируется как проявление этого дуализма, что более правдоподобно, чем интерпретация модели вихревого пути. При значении подгоночного параметра $k^L = 1$ предсказания этой модели совпадают с функциональной зависимостью модели скейлинга. Прослеживается принципиальная возможность связи подгоночных параметров со структурой материала. При описании угловых зависимостей с одним пиком в диапазоне от -90 до $+90^\circ$ эта модель даёт наибольший коэффициент детерминации, что говорит о лучшей аппроксимации. Однако на текущем этапе разработки существующая модель недостаточна для описания дополнительных пиков, которые иногда появляются на экспериментальных угловых зависимостях критического тока, при отклонении ориентации внешнего магнитного поля от плоскости сверхпроводящей ленты. Это ограничение свидетельствует о необходимости дальнейшего уточнения модели.

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

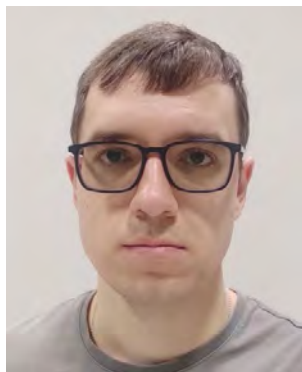
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Krasnoperov E.P., Guryev V.V., Shavkin S.V., Krylov V.E., Sychugov V.V., Korotkov V.S., Ovcharov A.V., Volkov P.V.** Solenoid from Experimental HTS tape for Magnetic Refrigeration. — *J. of Eng, Sci. and Technology Review*, 2019, vol. 12; <https://doi.org/10.25103/jestr.121.12>.
2. **Krasnoperov E.P., Sychugov V.V., Guryev V.V., Shavkin S.V., Krylov V.E., Volkov P.V.** 2G HTS tape and double pancake coil for cryogen-free superconducting magnet. — *Electrical Engineering*, 2020, vol. 1012; <https://doi.org/10.1007/s00202-020-00977-w>.
3. **Long N.J.** Critical Current Anisotropy in Relation to the Pinning Landscape. — In: Crisan A. (eds) *Vortices and Nanostructured Superconductors*, 2017, Springer, Springer Series in Materials Science vol. 261, https://doi.org/10.1007/978-3-319-59355-5_4.
4. **Wimbush S.C., Strickland N.M.** A Public Database of High-Temperature Superconductor Critical Current Data. — *IEEE Trans. on Appl. Supercond.*, 2017, vol. 27, p. 4; <https://doi.org/10.1109/TASC.2016.2628700>.
5. **Robert B.C., Fareed M.U., Ruiz H.S.** How to Choose the Superconducting Material Law for the Modelling of 2G-HTS Coils. — *Materials*, 2019, vol. 12, p. 2679; <https://doi.org/10.3390/ma12172679>.
6. **Leys P.M., Klaeser M., Schleissinger F., Schneider T.** Angle-Dependent U(I) Measurements of HTS Coated Conductors. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2013, vol. 23, p. 3; <https://doi.org/10.1109/TASC.2012.2232700>.
7. **Hilton D.K., Gavrillin A.V., Trociewitz U.P.** Practical fit functions for transport critical current versus field magnitude and angle data from (RE)BCO coated conductors at fixed low temperatures and in high magnetic fields. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2015, art. num. 074002; <https://doi.org/10.1088/0953-2048/28/7/074002>.
8. **Liu Q., Kim S.** Temperature-field-angle dependent critical current estimation of commercial second generation high temperature superconducting conductor using double hidden layer Bayesian regularized neural network. — *Ibid.*, 2022, art. num. 035001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ac45a2>.
9. **Zermeño V.M.R., Habelok K., Stępień M., Grilli F.** A parameter-free method to extract the superconductor's $J_c(B, \theta)$ field-dependence from in-field current–voltage characteristics of high temperature superconductor tapes. — *Ibid.*, 2017, vol. 30, art. num. 034001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/30/3/034001>.
10. **Russo G., Yazdani-Asrami M., Scheda R., Morandi A., Diciotti S.** Artificial intelligence-based models for reconstructing the critical current and index-value surfaces of HTS tapes. — *Ibid.*, 2022, vol. 35, art. num. 124002; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ac95d6>.

11. **Hao Z., Clem J.R.** Angular dependencies of the thermodynamic and electromagnetic properties of the high-Tc superconductors in the mixed state. — *Phys. Rev. B*, 1992, vol. 46, art. num. 5853(R); <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.5853>.
12. **Bartolome E., Vallés F., Palau A., Rouco V., Pompeo N., Balakirev F.F., Maiorov B., Civale L., Puig T., Obradors X., Silva E.** Intrinsic anisotropy versus effective pinning anisotropy in YBaCuO thin films and nanocomposites. — *Ibid.*, 2019, vol. 100, art. num. 054502; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.054502>.
13. **Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.** Vortices in high-temperature superconductors. — *Reviews of Modern Physics*. 1994, vol. 66, p. 1125; <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>.
14. **Civare L., Maiorov B., Serquis A., Willis J.O., Coulter J.Y., Wang H., Jia Q.X., Arendt P.N., Jaime M., MacManus-Driscoll J.L., Maley M.P., Foltyn S.R.** Understanding high critical currents in YBCO thin films and coated conductors. — *J. of Low Temperature Physics*, 2004, vol. 135, p. 87—98; <https://doi.org/10.1023/B:JOLT.0000016966.07449.d1>.
15. **Horide T., Torigoe K., Ishimaru M., Kita R., Awaji S., Matsumoto K.** Simultaneous achievement of high Jc and suppressed Jc anisotropy by hybrid pinning in YBaCu₃O₇ three-phase-nanocomposite film. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2020, vol. 33, p. 105003; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/aba544>.
16. **Sueyoshi T.** Modification of Critical Current Density Anisotropy in High-Tc Superconductors by Using Heavy-Ion Irradiations. — *Quantum Beam Sci.*, 2021, vol. 5, p. 16; <https://doi.org/10.3390/qubs5020016>.
17. **Strickland N.M., Wimbush S.C., Soman A.A., Long N.J., Rupich M.W., Knibbe R., Li M., Notthoff C., Kluth P.** Near-isotropic enhancement of the 20 K critical current of ReBa₂Cu₃O₇ coated conductors from columnar defects. — *Supercond. Sci. Technol.*, 2023, vol. 36, art. num. 055001; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/abcac6>.
18. **Long N.J.** Model for the angular dependence of critical currents in technical superconductors. — *Ibid.*, 2008, vol. 21, art. num. 025007; <http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/21/02/025007>.
19. **Long N.J.** Maximum entropy distributions describing critical currents in superconductors. — *Entropy*, 2013, vol. 15, p. 7; <https://doi.org/10.3390/e15072585>.
20. **Mineev N.A., Rudnev I.A.** Angular distributions of the critical current of ReBCO coated conductors in magnetic field up to 5T. — *Progress in Superconductivity and Cryogenics*, 2015, vol. 17, p. 1; <http://dx.doi.org/10.9714/psac.2015.17.1.006>.
21. **Petrisor Jr.T., Mos R.B., Nasui M., Gabor M.S., Augieri A., Celentano G., De Felicis D., Bemporad E., Ciontea L., Petrisor T.** The Vortex Path Model Analysis of the Field Angle Dependence of the Critical Current Density in Nanocomposite YBa₂Cu₃O_{7-x}-BaZrO₃ Films Obtained by Low Fluorine Chemical Solution Deposition. — *J. Supercond. Nov. Magn.*, 2014, vol. 27; <https://doi.org/10.1007/s10948-014-2712-z>.
22. **Kwok W.-K., Welp U., Glatz A., Koshelev A.E., Kihlstrom K.J., Crabtree G.W.** Vortices in high-performance high-temperature superconductors. — *Rep. Prog. Phys.*, 2016, vol. 79, art. num. 116501; <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/79/11/116501>.
23. **Seiler E., Gomory F., Ries R., Vojenciak M.** Analysis of critical current anisotropy in commercial coated conductors in terms of the maximum entropy approach. *Supercond. — Sci. Technol.*, 2019, vol. 32, art. num. 095004; <https://doi.org/10.1088/1361-6668/ab24ad>.
24. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Guided vortex motion in dilute strong pinning environment: models and experiment. — *Physica C: Superconductivity and its Applications*, 2022, vol. 599, p. 1354080; <https://doi.org/10.1016/j.physc.2022.1354080>.
25. **Klimenko E.Yu., Shavkin S.V., Volkov P.V.** Anisotropic pinning in macroscopic electrodynamics of superconductors. — *J. of Experimental and Theoretical Physics*, 1997, vol. 85, p. 573—587; <https://doi.org/10.1134/1.558341>.
26. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Irreversibility field and anisotropic δ l-pinning in type II superconductors. — *J. of Physics: Conference Series*, 2020, vol. 1697, art. num. 012202; doi.org/10.1088/1742-6596/1697/1/012202.
27. **Shavkin S., Guryev V., Kruglov V., Ovcharov A., Likhachev I., Vasiliev A., Veligzhanin A., Zubavichus Y.** Features of microstructure and magnetic flux dynamics in superconducting Nb—Ti tapes with strong anisotropic pinning. — *EPJ Web of Conferences*, 2018, vol. 182, art. num. 080017; doi.org/10.1051/epjconf/201818508007.
28. **Guryev V.V., Shavkin S.V., Kruglov V.S.** Method for critical current angular dependencies analysis of superconducting tapes. — *J. of Physics: Conference Series*, 2021, vol. 2103, art. num. 012096; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/2103/1/012096>.
29. **Guryev V.V., Irodova A.V., Chumakov N.K., Shavkin S.V.** Low-field magnetization features of superconducting tapes with strong pinning anisotropy. — *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*, 2023, vol. 16, p. 67—73; <https://doi.org/10.18721/JPM.161.111>.
30. **Иродова А.В., Карпов И.Д., Круглов В.С., Крылов В.Е., Шавкин С.В., Эм В.Т.** Остаточные напряжения в несущей ленте AISI 310S на этапе нанесения буферного слоя YSZ при изготовлении ВТСП-2-провода. — *Журнал технической физики*, 2021, т. 91, с. 12; <https://doi.org/10.21883/JTF.2021.12.51761.169-21>.
31. **Гурьев В.В., Куликов И.В., Абдюханов И.М., Алексеев М.В., Белотелова Ю.Н., Волков П.В., Коновалов П.В., Круглов В.С., Крылов В.Е., Лазарев Д.В., Никонов А.А., Овчаров А.В., Раков Д.Н., Шавкин С.В.** Влияние редкоземельного элемента на токнесущую способность высокотемпературного сверхпроводника. — *ФТТ*, 2023, т. 65, с. 12; <https://doi.org/10.61011/FTT.2023.12.56725.5015k>.
32. **Foltyn S.R., Civale L., MacManus-Driscoll J.L.L., Jia Q.X., Maiorov B., Wang H., Maley M.** Materials science challenges for high-temperature superconducting wire. — *Nature Materials*, 2007, vol. 6, p. 631—642; <https://doi.org/10.1038/nmat1989>.
33. **Jiang Zh., Endo N., Wimbush S., Brooks J., Song W., Badcock R., Miyagi D., Tsuda M.** Exploiting asymmetric wire critical current for the reduction of AC loss in HTS coil windings. — *J. Phys. Commun.*, 2019, vol. 3, p. 095017; <https://doi.org/10.1088/2399-6528/ab4437>.
34. **Wimbush S.C., Long N.J.** The interpretation of the field angle dependence of the critical current in defect-engineered superconductors. — *New J. Phys.*, 2012, vol. 14, art. num. 083017; <https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/8/083017>.



Валентин Васильевич Гурьев,
с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика
Курчатова 1, Россия
Gurev_VV@nrcki.ru



Иван Валерьевич Куликов,
м.н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1,
Россия
kulikovivan1990@gmail.com



Сергей Викторович Шавкин,
начальник отдела сверхпрово-
димости, к.ф.-м.н.; НИЦ «Кур-
чатовский институт», 123182
Москва, пл. Академика Курча-
това 1, Россия
shavkin_sv@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 4 мая 2024 г.

После доработки 1 июля 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 93—107.

УДК 533.9:519.688

**TOREQ — КОД ДЛЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ
ГРЭДА—ШАФРАНОВА В ПЛАЗМЕ С ФИКСИРОВАННОЙ ГРАНИЦЕЙ***Ю.В. Готт**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Дано описание кода TOREQ (Toroidal Equilibrium) для решения уравнения Грэда—Шафранова, примененного для токамака с любым аспектным отношением, с любой (положительной и отрицательной) треугольностью, любой вытянутостью с фиксированной D-образной границей или границей с X-точкой, с любыми произвольными функциями в правой части уравнения. Приведено сравнение результатов расчётов новым кодом равновесных параметров с опубликованными данными.

Ключевые слова: численный код, уравнение Грэда—Шафранова, токамак, плазма, МГД-равновесие.

**TOREQ — A CODE FOR SOLVING THE GRAD—SHAFRANOV EQUATION
IN PLASMA WITH A FIXED BOUNDARY***Yu.V. Gott**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

A description of a simple TOREQ (Toroidal Equilibrium) code for solving the Grad—Shafranov equation, applicable for a tokamak with any aspect ratio, any (positive and negative) triangularity, any elongation with a fixed D-shaped or with X-point boundary, with any arbitrary functions on the right-hand side of the equation is given. A comparison of the results of calculations of equilibrium parameters with published data is given.

Key words: numerical code, Grad-Shafranov equation, tokamak, plasma, MHD equilibrium.

DOI 10.21517/0202-3822-2024-47-3-108-116

ВВЕДЕНИЕ

Для управления формой плазмы, положением плазменного шнура, её МГД-устойчивостью и переносами в термоядерной установке типа токамак необходимо знать равновесные распределения давления и плотности продольного тока в плазменном шнуре. Такие данные особенно важны для вытянутых по вертикали устройств.

В настоящей работе описан код, предназначенный для численного решения уравнения Грэда—Шафранова (ГШ) [1—3] для равновесия плазмы с фиксированной границей в токамаке, что позволяет рассчитывать такие равновесные параметры плазмы, как магнитный поток ψ , профиль давления плазмы p и профиль распределения плотности продольного тока J_{\parallel} , коэффициент запаса устойчивости q .

Краткий обзор существующих кодов для расчёта равновесия плазмы приведён в [4]. Серьёзной проблемой для моделирования равновесия плазмы может быть ограниченная функциональность кодов, связанная с зафиксированной в этих кодах параметризацией профиля тороидального тока в токамаке (т.е. нет возможности при расчётах заменить произвольные функции в правой части уравнения ГШ), что не позволит моделировать равновесие плазмы с немонотонным профилем плотности тока, а следовательно, такие коды не всегда удобны для конкретных расчётов.

Описанный в статье код TOREQ позволяет проводить расчёты с задаваемыми пользователем любой границей плазмы и любыми функциями в правой части уравнения ГШ.

МОДЕЛЬ

Равновесие плазмы в системе с осевой симметрией рассматривается в цилиндрической системе координат R, φ, Z . В токамаке R — радиальная координата, отсчитываемая от оси тора; Z — координата в вертикальном направлении, φ — тороидальный угол, зависимость от которого в токамаке как системе с осевой симметрией отсутствует.

Уравнение равновесия плазмы, связывающее распределение полоидального магнитного потока с плотностью тороидального тока плазмы, называется уравнением ГШ [1—3]:

$$\Delta^* \psi = R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) \psi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = -\mu_0 R^2 \frac{dP(\psi)}{d\psi} - \frac{\mu_0^2}{8\pi^2} \frac{dI^2(\psi)}{d\psi} = -\mu_0 R J_\phi. \quad (1)$$

В (1) $\psi(R, Z)$ (полоидальный магнитный поток, делённый на 2π , который можно рассматривать как метку магнитной поверхности), $p(\psi)$ (газокинетическое давление плазмы) и $I(\psi)$ (полоидальный ток внутри тороидальной магнитной поверхности с меткой ψ) являются произвольными функциями ψ , μ_0 — магнитная постоянная, $J_\phi = J_p$ — плотность тороидального (плазменного) тока.

В настоящее время уравнение ГШ часто используется в так называемом «каноническом» виде [5, 6].

Безразмерное «каноническое» уравнение ГШ в декартовых координатах описывается выражением

$$\Delta^* \psi^* = -\lambda \left(h^2 \beta_0 \frac{dp_n}{d\psi^*} + (1 - \beta_0) \frac{dI_n^2}{d\psi^*} \right) = -h \tilde{j}(h, \beta_0, \psi^*); \quad (2)$$

$$\Delta^* \psi^* = h \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \right) + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2}. \quad (3)$$

Здесь безразмерная функция ψ^* — функция потока полоидального магнитного поля, нормированная на произвольное значение ψ_n ; p_n и I_n — безразмерные значения давления и полоидального тока соответственно; $h = 1 + x/A$, $A = R_0/a$ — аспектное отношение; R_0 и a — большой и малый радиусы токамака. В уравнениях (2) и (3) используются безразмерные координаты $x = (R - R_0)/a$ и $y = Z/a$. При вычислениях безразмерный магнитный поток часто используется в виде $\psi^* = (\psi - \psi_b)/(\psi_c - \psi_b)$ [7], где ψ_c и ψ_b — величина магнитного потока на магнитной оси и на границе плазмы соответственно.

Такой вид ψ^* обеспечивает изменение ψ^* в пределах от 0 до 1. В данной работе такую нормировку мы использовать не будем и в дальнейшем, для простоты, вместо ψ^* будем применять переменную ψ .

В «каноническом» виде уравнения ГШ профиль тороидального тока плазмы параметризуется так, чтобы с помощью наименьшего числа параметров (например, полный ток плазмы I_p , бета полоидальное β_p , безразмерная внутренняя индуктивность плазмы l_i) наилучшим образом описывать эксперименты. В (2) параметр λ_l определяет величину безразмерной внутренней индуктивности l_i .

«Каноническое» уравнение ГШ характерно тем, что в нём выделен параметр β_0 , который связан с β_p — отношением газокинетического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля. В многих работах, в которых для вычислений используется «каноническое» уравнение ГШ, считается, что $\beta_0 = \beta_p$. Расчёты, выполненные в [8], показали, что для $0 \leq \beta_p \leq 1,5$ $\beta_0 = 0,99 \beta_p$ и для $0 \leq \beta_p \leq 3,4$ $\beta_0 = 0,89 \beta_p$. При дальнейшем увеличении β_p линейная зависимость между этими величинами нарушается.

Уравнение (2) решается внутри области, ограниченной границей плазмы, при условиях на магнитной оси $\nabla \psi = 0$ и на границе $\psi = 0$.

Запишем плотность тока в виде [4, 5]

$$\tilde{j} = \lambda_l \left[h^2 \beta_p A(\psi) + (1 - \beta_p) B(\psi) \right]. \quad (4)$$

Здесь $A(\psi) = dp_n/\psi$, $B(\psi) = dI_p^2/d\psi$.

Функции $A(\psi)$ и $B(\psi)$ пользователь может выбрать по своему усмотрению. Необходимо отметить, что для некоторых функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ уравнение ГШ имеет бифуркационные решения. Для выбора нужного решения в этом случае большое значение имеет выбор начального значения ψ_{st} [9] (см. раздел Описание кода).

В настоящей работе эти произвольные функции были выбраны в виде:

— для L -режима

$$A(\psi) = e^\psi - 1; \quad (5)$$

$$B(\psi) = e^{0,8\psi} - 1; \quad (6)$$

— для H -режима (режим с барьерами) или для сложного радиального распределения продольного тока [9]

$$A(\psi) = e^\psi + HV; \quad (7)$$

$$B(\psi) = e^{0,8\psi}, \quad (8)$$

где для режима с барьером функция HV имеет вид

$$HV = \Omega k(1 - \tanh(Ub))^2. \quad (9)$$

Здесь Ω — параметр, определяющий амплитуду; k — крутизна барьера; $Ub = k(\psi - \psi_0)$, ψ_0 определяет положение барьера. Чем меньше ψ_0 , тем ближе барьер к границе плазмы. Добавляя в (7) слагаемые типа (8), можно описывать плазму с двумя барьерами или плазму со сложным радиальным распределением продольного тока [9].

Описываемый код применим для расчётов равновесия плазмы с фиксированной границей.

Форма граничной поверхности задаётся пользователем. В этой работе рассматриваются два типа границы:

— D-образная граница без точки X

$$y^\pm = \pm K^\pm \left(\frac{1 - (d^\pm)^2}{1 + d^\pm x} \right)^{\gamma_1} \sqrt{\frac{1 - x^2}{1 + d^\pm x}}, \quad (10)$$

где K — вытянутость; d — треугольность границы. Знак плюс относится к верхней, знак минус — к нижней половине тора. Параметр γ_1 служит для корректировки формы границы. В большинстве случаев он равен 0,2. Формула (10) справедлива для $0,8 \leq d \leq 0,8$. Для больших значений d может потребоваться корректировка при помощи изменения параметра γ_1 . Следует отметить, что вычисленные по формуле (10) величины $|y^\pm|$ немного больше, а $|d^\pm|$ немного меньше заданных значений. Эта разница не превышает 10%;

— граница с точкой X в нижней половине тора.

Координаты точки X: $x_x = -d$, $y_x = K^-$. Граница в верхней половине тора описывается формулой (10).

В нижней половине тора граница со стороны сильного поля имеет вид

$$y = -K^- \left| \frac{-1 - x}{-1 + d^-} \right|^{\gamma_2}, \quad x \leq x_x; \quad (11)$$

со стороны слабого поля

$$y = -K^- \left| \frac{1 - x}{1 + d^-} \right|^{\gamma_3}, \quad x \geq x_x. \quad (12)$$

В большинстве рассмотренных случаев $\gamma_2 = \gamma_3 = 0,57$. Для корректировки формы кривых величины этих параметров можно изменять.

Описываемый код допускает применение других, по выбору пользователя, видов границы плазмы.

Величина безразмерной внутренней индуктивности l_i вычисляется по формуле

$$l_i = \frac{\langle B_p^2 \rangle}{\bar{B}_p^2}, \quad (13)$$

где $\langle \rangle$ обозначают усреднение квадрата полоидального магнитного поля B_p по объёму плазмы, \bar{B}_p — по её границе.

Для нахождения коэффициента запаса q устойчивости используется выражение

$$q = \frac{d\Phi}{d\psi}, \quad (14)$$

где Φ — поток тороидального магнитного поля.

Перевод безразмерных величин в размерные производится при помощи следующих соотношений:

— плотность продольного тока на магнитной оси

$$j_{ax} = I_p / (a^2 \int_S (j / j_{\max}) dS) \text{ MA/m}^2, \quad (15)$$

где I_p — величина продольного тока плазмы в МА; j_{\max} — максимальная величина безразмерной плотности продольного тока \tilde{j}_φ ; a — в м; S — безразмерная площадь полоидального сечения плазмы. Точность определения j_{ax} определяется точностью описания границы плазмы;

— давление плазмы на магнитной оси

$$p_{ax} = 50\beta_p I_p^2 / (a^2 \int_S (P / P_{\max}) dS) \text{ кПа}, \quad (16)$$

где P — безразмерное; P_{\max} — максимальное значение безразмерного давления плазмы.

Для определения размерной величины давления плазмы на магнитной оси (16) было использовано соотношение [10]

$$\beta_p^u = \frac{4V \langle p \rangle \mu}{\mu_0 I^2 R} = \frac{0,02a^2 \int pdS}{I_p^2}. \quad (17)$$

Здесь V — объём плазмы; $\langle \rangle$ — интегрирование по объёму плазмы; p — в кПа.

В литературе часто используется выражение для полоидального бэта в виде [11]

$$\beta_p = 2\mu_0 \frac{\int pdS}{\bar{B}_p^2 S}, \quad (18)$$

где

$$\bar{B}_p = \frac{\mu_0 I}{L}, \quad (19)$$

здесь L — длина границы плазмы.

Отношение величин полоидальных бэта, определяемых формулами (17) и (18), равно

$$\xi = \frac{\beta_p^u}{\beta_p} = \frac{4\pi S}{L^2}. \quad (20)$$

Из формулы (20) видно, что для плазмы круглого сечения $\xi = 1$.

Расчёты показывают, что при увеличении вытянутости и треугольности плазмы различие величин, определяемых формулами (17) и (18), может достигать десятков процентов.

Точность определения p_{ax} зависит от того, какая функция — (17) или (18) используется для определения p_{ax} . Из сказанного следует, что ошибка в определении p_{ax} может достигать нескольких десятков процентов.

Для вычислений коэффициента запаса устойчивости q в работе используются следующие соотношения:

— величина коэффициента запаса устойчивости плазмы на магнитной оси

$$q_{ax} = 0,796B_0(1 + K_{\text{eff}}^2 / (R_0 j_{ax}(1 + h_{ax})^2 K_{\text{eff}})), \quad (21)$$

здесь B_0 , Тл — величина магнитного поля на геометрической оси установки; j_{ax} , МА/м² — плотность продольного тока на магнитной оси установки; $K_{\text{eff}} = S/\pi$ — эффективная вытянутость; $h_{ax} = 1 + x_{ax}/A$; x_{ax} — координата магнитной оси. Эта формула является модернизацией формулы работы [12];

— величина коэффициента запаса устойчивости плазмы на магнитной поверхности, соответствующей координате $x = 0,95$:

$$q_{95} = \frac{5a^2 B_0}{IR_0 h_{ax}^2} \left[\frac{1 + K_{\text{eff}}^2 (1 + 2d_{\text{eff}}^2 - 1,2d_{\text{eff}}^3)}{2} \frac{1,17 - 0,65\varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^2} \right], \quad (22)$$

где $\varepsilon = 1/A$; $d_{\text{eff}} = 0,5(d^+ + d)$; B_0 — величина магнитного поля на геометрической оси плазмы. Эта формула является модифицированной формулой q_{95} из работы [10].

При использовании численных кодов для определения коэффициента запаса устойчивости возникает проблема вычислений этой величины около магнитной оси. Эта проблема возникает из-за того, что производные в формуле (14) в этой области близки к нулю и возникает неопределённость типа 0/0. Преодолеть эту неопределённость в большинстве случаев не удаётся, и поэтому около магнитной оси значение q аппроксимируется прямой (на рис. 11 она проведена пунктирной линией).

В описываемом коде абсолютное значение магнитного потока не вычисляется, поэтому вычисляемая величина q отличается от истинной. Чтобы учесть это отличие, мы нормируем расчётные данные на q_{95} .

Следует отметить, что не все численные коды решения уравнения ГШ при одинаковых исходных данных дают одинаковые результаты. Более того, один и тот же код может иметь несколько решений. Так что нахождение наиболее правильного решения представляет сложную и важную задачу [9, 13—16].

ОПИСАНИЕ КОДА

При вычислениях описанной модели применяется код TOREQ (Toroidal Equilibrium), использующий программу решения дифференциальных уравнений FlexPDE (версия 8, Lite mode; <https://www.pdesolutions.com/flexpde/>).

FlexPDE использует итерационный процесс Ньютона—Рафсона для решения нелинейных систем. Этот метод может быть очень чувствителен к начальной оценке решения ψ_{st} . Если начальные условия слишком далеки от фактического решения, может оказаться невозможным найти ответ, даже если это может быть довольно просто для другого начального значения. В программе FlexPDE предусмотрен выбор начального значения.

Для решения строится сетка треугольных элементов в двумерной области, задаваемой границей плазмы (10), (11), (12). В бесплатной версии программы максимальное количество узлов сетки равно 406. В платной (профессиональной) версии это количество составляет 10^7 .

Перед началом расчётов пользователь заполняет «Входной файл», в который вносит необходимые сведения, т.е. пишет некоторую программу. Эта программа записывается на внутреннем языке FlexPDE, который слабо отличается от языка Fortran.

В качестве исходных данных «Входной файл» должен содержать следующие величины: R_0 , a — большой и малый радиусы токамака; K^\pm , d^\pm — вытянутость и треугольность в верхней и нижней половинах тора, эти величины или задаются пользователем, или, если производится сравнение результатов расчётов с литературными данными, эти параметры определяются при аппроксимации границы из этих литературных данных; B_0 — величина тороидального магнитного поля; I_p — ток плазмы; β_p — полоидальное бэта. В случае необходимости добавляются данные для описания барьеров или более сложных распределений плотности тока. На следующем этапе выбираются функции $A(\psi)$ и $B(\psi)$.

Для дальнейших расчётов нужно знать или задать безразмерную величину внутренней индуктивности плазмы l_i .

Так как решается безразмерное уравнение ГШ, то для получения нужного решения достаточно варьировать только параметр λ_i . Если уравнение имеет бифуркационные решения, то эти решения могут быть найдены при изменении начального значения ψ_{st} [9].

Эта операция продолжается до тех пор, пока величина l_i , определённая по формуле (13), не совпадёт с заданной величиной.

На рис. 1 показано окно программы FlexPDE на экране компьютера, приведены распределения поверхностей магнитного потока (PSI), давления (P) и плотности продольного тока плазмы (j), радиальных

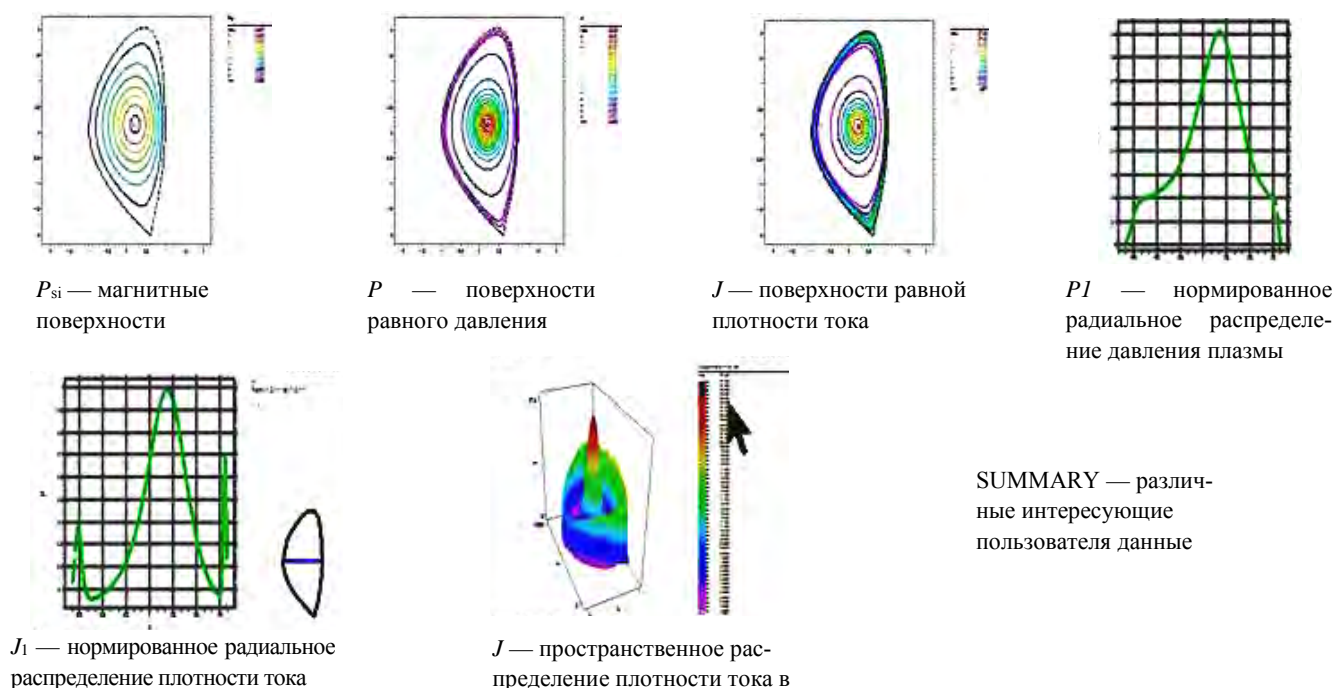


Рис. 1. Вид экрана компьютера с расчётными данными

распределений нормированных величин давления и плотности тока (p_1, j_1). Приведено также пространственное распределение плотности тока в полоидальной плоскости. В разделе SUMMARY размещены различные данные, представляющие интерес для пользователя.

Каждая из приведённых на рис. 1 картинок может быть представлена в отдельном окне.

Коэффициент запаса устойчивости вычисляется более сложным способом. Непосредственно программа FlexPDE величину $d\Phi/d\psi$ рассчитать не может. В связи с этим нужно, задавая величину $\psi(x)$, определить зависимость магнитного потока Φ от ψ и после этого найти коэффициент запаса устойчивости.

ПРОВЕРКА КОДА

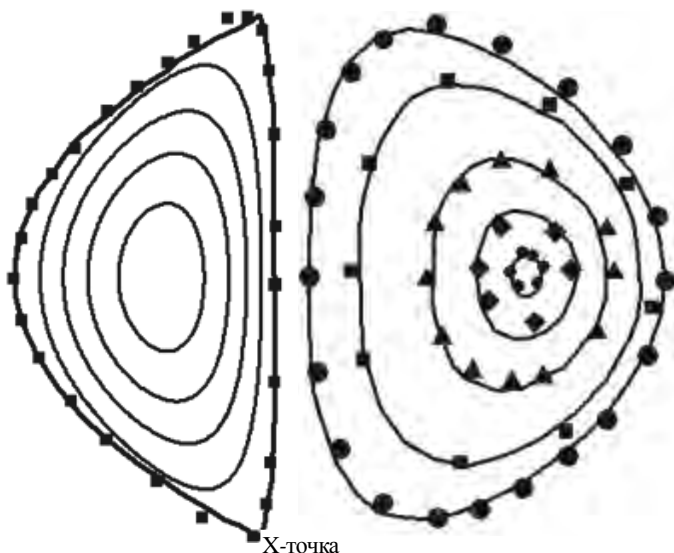


Рис. 2. Граница плазмы с большой ($d^z = -0,92$) отрицательной треугольностью и X-точкой

Рис. 3. Магнитные поверхности в сферическом токамаке, $A = 1,43, \beta_p = 0,4$

Сравнение результатов расчёта равновесия плазмы для различных токамаков с опубликованными данными показано на рис. 2—14. На этих рисунках сплошными линиями обозначены данные, взятые из различных источников, а символами — данные, рассчитанные при помощи кода TOREQ.

На рис. 2 показана граница плазмы с большой ($d^z = -0,92$) отрицательной треугольностью [17]. Здесь $\gamma_1 = 0,1$. Магнитные поверхности соответствуют $\beta_p = 0,7, l_i = 0,79$.

На рис. 3 показаны магнитные поверхности в сферическом токамаке, $A = 1,43, \beta_p = 0,4, I_p = 1$ МА [18]. Магнитные поверхности в [18] найдены по аналитическому решению уравнения ГШ.

На рис. 4 изображены магнитные поверхности в токамаке с D-образным сечением, $\beta_p = 1, l_i = 0,6$ [11].

Распределение плотности тока и распределение давления в токамаке с D-образным сечением для $A = 1,23, \beta_p = 2, l_i = 1,34$ [11] показаны на рис. 5, 6. На рис. 5 видно, что около внутренней границы плазмы тороидальный ток изменяет свой знак. Этот эффект соответствует выводам работ [19, 20], в которых показано, что знак тока изменяется при $\beta_p > 0,5A$.

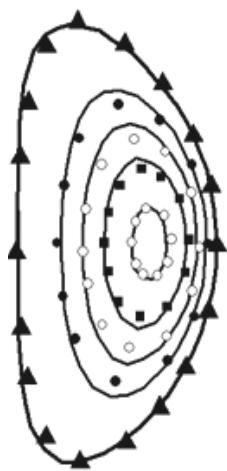


Рис. 4. Магнитные поверхности в токамаке с D-образным сечением, $\beta_p = 1, l_i = 0,6$

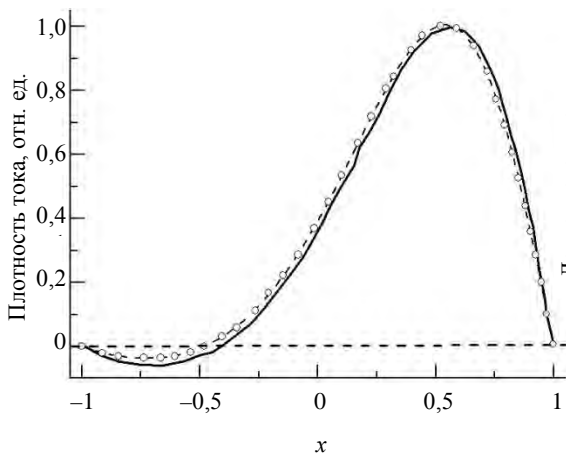


Рис. 5. Распределение плотности тока в токамаке с D-образным сечением для $\beta_p = 2, l_i = 1,34, A = 1,23$

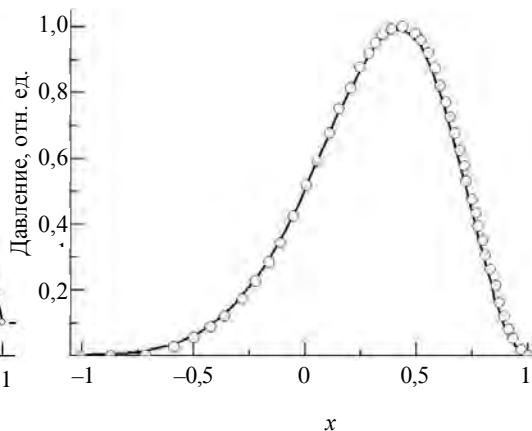


Рис. 6. Распределение давления плазмы в токамаке с D-образным сечением для $\beta_p = 2, l_i = 1,34, A = 1,23$

На рис. 7, 8 показаны данные для установки с граничной поверхностью с X-точкой и $A = 3,2$ (ASDEX-U) [11].

На рис. 7 показаны магнитные поверхности для плазмы с $\beta_p = 1$ и $l_i = 0,68$, на рис. 8 — распределение плотности продольного тока, на рис. 9 — давления вдоль прямой, проходящей через магнитную ось установки, для плазмы с $\beta_p = 2$ и $l_i = 0,68$.

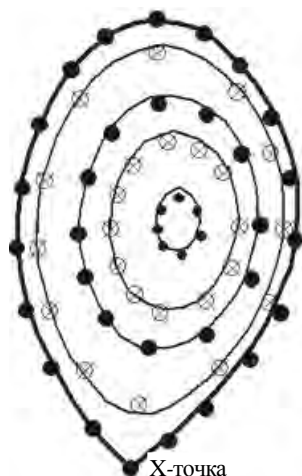


Рис. 7. Магнитные поверхности для плазмы с $\beta_p = 1$, $l_i = 0,68$, с X-точкой

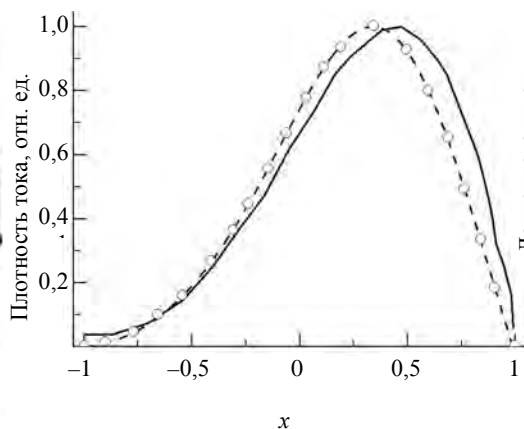


Рис. 8 Распределение плотности продольного тока вдоль прямой, проходящей через магнитную ось установки, для плазмы с $\beta_p = 2$, $l_i = 0,68$

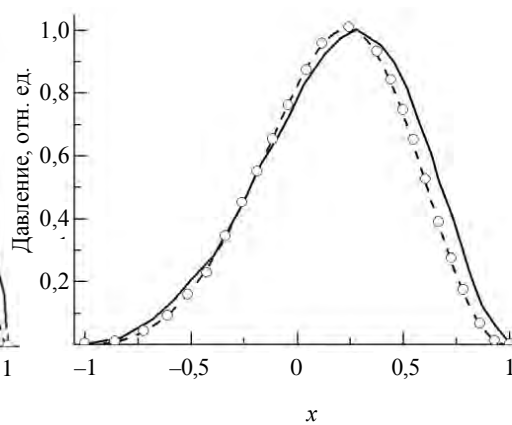


Рис. 9. Давление вдоль прямой, проходящей через магнитную ось установки, для плазмы с $\beta_p = 2$, $l_i = 0,68$

Следует отметить, что результаты расчётов при помощи описываемого кода на рис. 4—9 сравниваются с результатами расчётов, полученных на установке ASDEX аналитическими методами.

На рис. 10 показано распределение плотности продольного тока, на рис. 11 — коэффициента запаса устойчивости для плазмы с $\beta_p = 0,83$ и $l_i = 1,19$ на установке JET [21]. Контрольные данные на рис. 10, 11 получены при помощи расчётов с использованием кода IDENTC. В этой же работе приведены экспериментальные данные, которые хорошо описываются результатами расчётов.

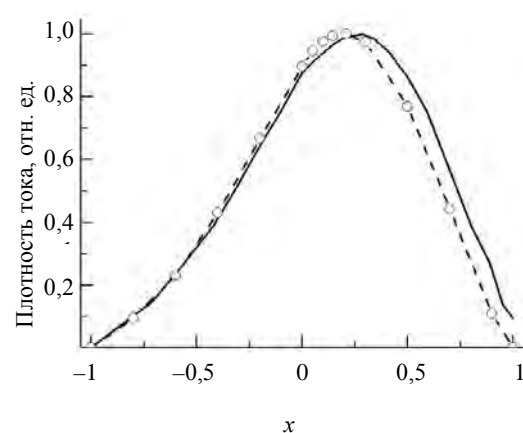


Рис. 10. Распределение плотности продольного тока для плазмы с $\beta_p = 0,83$, $l_i = 1,19$ на установке JET

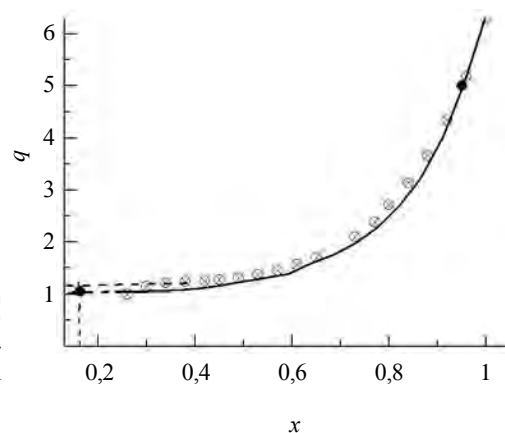


Рис. 11. Распределение коэффициента запаса устойчивости для плазмы с $\beta_p = 0,83$, $l_i = 1,19$ на установке JET

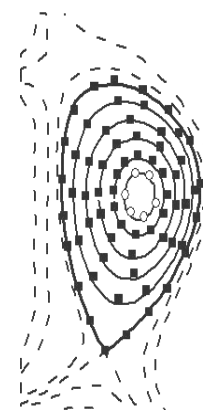


Рис. 12. Магнитные поверхности в старом варианте ИТЭР для плазмы с $\beta_p = 0,73$, $l_i = 0,92$

Магнитные поверхности в старом варианте ИТЭР [22] для плазмы со свободной границей можно увидеть на рис. 12. Точками отмечены результаты расчётов для плазмы с $\beta_p = 0,73$ и $l_i = 0,92$.

Для иллюстрации возможностей кода TOREQ показаны некоторые равновесные параметры для плазмы с отрицательной треугольностью ($d^\pm = -0,8$, $K^\pm = 2$), барьером и границей с X-точкой. На рис. 13, 14 ось токамака расположена слева от геометрической оси тора. На рис. 13 видны магнитные поверхности, на рис. 14 — плотность продольного тока и давления плазмы. Обычно считается, что пики плотности тока около границ плазмы — это бутстреп-токи. На графике давления плазмы p видны внешние барьеры, которые соответствуют $\Omega = 4$, $k = 6$, $\psi_0 = 0,2$. Кроме того, $\lambda = 0,8$, $\psi_{st} = 1,8$.

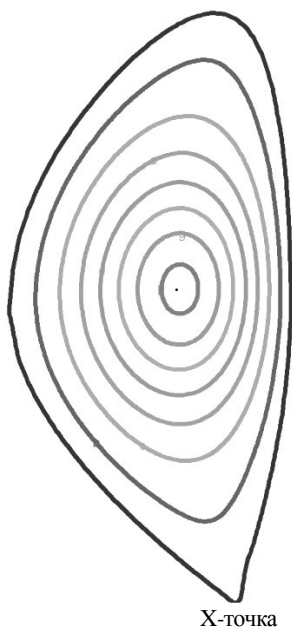


Рис. 13. Магнитные поверхности для плазмы с барьером, с отрицательной треугольностью ($d^\pm = -0,8$, $K^\pm = 2$) и границей с X-точкой

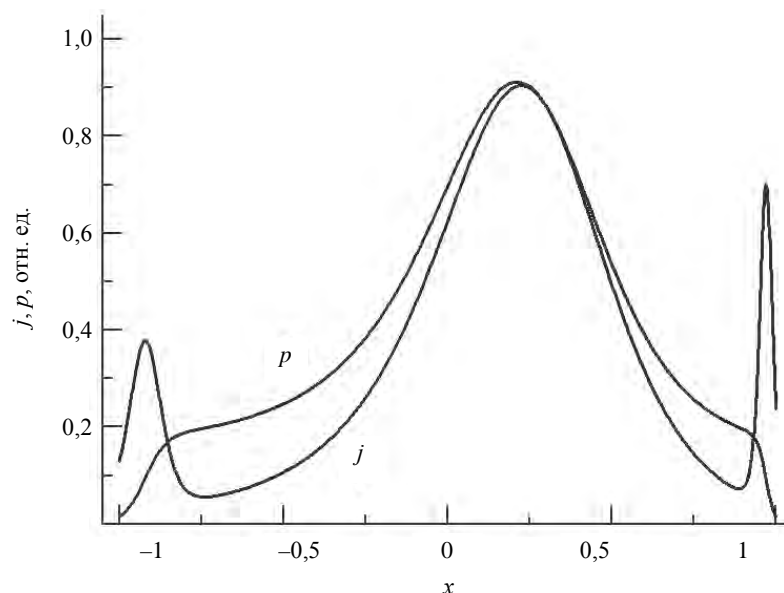


Рис. 14. Плотность продольного тока и давления плазмы с барьером, с отрицательной треугольностью ($d^\pm = -0,8$, $K^\pm = 2$) и границей с X-точкой

Выбор функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ определяется таким образом, чтобы результаты моделирования наилучшим образом описывали экспериментальные данные. При этом, как видно на рис. 3—11, в некоторых случаях результаты расчётов с разными видами функций $A(\psi)$ и $B(\psi)$ не сильно отличаются друг от друга.

В других случаях, например, для плазмы, в которой полный продольный ток I_p равен нулю [23], функции типа (5) и (6) не позволяют получить нужный результат. В [23] использовались функции $A(\psi) = A_1$ и $B(\psi) = A_2 + A_3\psi$, где $A_1 = \text{const}$.

ВЫВОДЫ

Описан код TOREQ, позволяющий рассчитывать равновесие плазмы в токамаке с фиксированной границей произвольной формы. Сепаратриса в плазме также может быть использована в расчётах в качестве границы плазмы (граница с X-точкой). Код позволяет производить расчёты с произвольными функциями $A(\psi)$ и $B(\psi)$, заданными пользователем.

Приводятся результаты сравнения опубликованных данных для равновесия плазмы с результатами расчётов при помощи описываемого кода для различных модельных и реальных установок.

Показано, что для всех рассмотренных случаев результаты расчётов при помощи TOREQ хорошо совпадают с опубликованными данными.

В заключение хочу выразить глубокую благодарность рецензентам за полезные советы и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шафранов В.Д. О равновесных магнитогидродинамических конфигурациях. — ЖЭТФ, 1957, т. 33, с. 710.
2. Grad H., Rubin H. MHD equilibrium in an axisymmetric toroid. — In: Proc. of the 2nd U.N. Conf. on the Peaceful uses of Atomic Energy. IAEA, Vienna, 1958, vol. 31, p. 190.

3. **Nath D., Kalra M.S., Munshi P.** Computation of fixed boundary tokamak equilibria using a method based on approximate particular solutions. — *Computers and Mathematics with Applications*, 2015, vol. 70, p. 1220—1233; doi:10.1016/j.camwa.2015.07.013.
4. **Sevillano-Berasategui M.G., Garrido Barambones O.I., Garrido A.J.** Review of Tokamak Codes. — In: 5th International Conference on Electrical Engineering, Computing Science and Automatic Control. CCE 2008.
5. **Luxon J.L., Brown B.B.** Magnetic analysis of non-circular cross-section tokamaks. — *Nucl. Fusion*, 1982, vol. 22, p. 813; doi: 10.1088/0029-5515/22/6/009.
6. **Jeon Y.M.** Development of a free boundary Tokamak Equilibrium Solver (TES) for Advanced Study of Tokamak Equilibria. — *J. of Korean Physical Society*, 2020, vol. 67, p. 843; doi: 10.3938/jkps.67.843.
7. **Захаров Л.Е., Шафранов В.Д.** Равновесие плазмы с током в тороидальных системах. — *Вопросы теории плазмы*. Под ред. акад. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева, 1982, вып. 11, с. 118.
8. **Готт Ю.В., Лукаш В.Э.** Бета полоидальное в «каноническом» уравнении Грэда—Шафранова. — *Письма в ЖТФ*, 2024, т. 50, вып. 7, с. 20—23; doi: 10.61011/PJTF.2024.07.57464.19809.
9. **Gott Yu., Yurchenko E.** Effect of L—H and H—L Transitions on Tokamak-reactor Operation. — *American J. of Modern Physics*, 2020, vol. 9, № 1, p. 1—6; doi: 10.11648/j.ajmp.20200901.11.
10. **Uckan N.A., ITER Physics Group.** ITER Physics Design Guidelines. — *Fusion Technology*, 1991, vol. 19, 3P2B, p. 1493; doi: 10.13182/FST19-1493.
11. **Atanasiu C.V., Günter S., Lackner K., Miron I.G.** Analytical solutions to the Grad—Shafranov equation. — *Phys. Plasmas*, 2004, vol. 11, p. 3510—3517; doi: 10.1063/1.1756167.
12. **Menard J.E., Jardin S.C., Kaye S.M., Kessel C.E., Manickam J.** Real MHD stability limits of low aspect ratio tokamak plasmas. — *Nuclear Fusion*, 1997, vol. 37, p. 515; doi: 0.1088/0029-5515/37/5/I03.
13. **Зайцев Ф.С.** Построение существенно различных решений обратной задачи для уравнения равновесия тороидальной плазмы. — *Математическое моделирование*, 2009, т. 21, с. 58; doi: 10.1134/S2070048210030063.
14. **Miyamoto S., Isayama A., Bandyopadhyay I., Jardin S.C., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Kusama Y., Sugihara M.** Inter-code comparison benchmark between DINA and TSC for ITER disruption modelling. — *Nucl. Fusion*, 2014, vol. 54, p. 083002; doi: 10.1088/0029-5515/54/8/083002.
15. **Wei X., Sun S., Tang W., Lin Z., Du H., Dong Ge.** Reconstruction of tokamak plasma safety factor profile using deep learning. — *Nucl. Fusion*, 2023, vol. 63, p. 086020; doi: 10.1088/1741-4326/acdf00.
16. **Ham C.J., Farrell P.E.** On multiple solutions of the Grad—Shafranov equation. — *Nucl. Fusion*, 2024, vol. 64, p. 034001; doi: 10.1088/1741-4326/ad1d77.
17. **Medvedev S.Yu., Ivanov A.A., Martynov A.A. et al.** Stability limits for tokamak plasma with negative triangularity. — In: 41st EPS Conference on Plasma Physics. Berlin, Germany, 2014, 27 June. P4.039.
18. **Zheng S.B., Wootton A.J., Solano E.R.** Analytical tokamak equilibrium for shaped plasmas. — *Phys. Plasmas*, 1996, vol. 3, p. 1176—1178; doi: 10.1063/1.871772.
19. **Callen J.D., Dory R.A.** Magnetohydrodynamic Equilibria in Sharply Curved Axisymmetric Devices. — *Phys. Fluids*, 1972, vol. 15, p. 1523—1528; doi: 10.1063/1.1694118.
20. **Peng Y., Dory R.A., Nelson D.B., Sayer R.O.** Magnetohydrodynamic equilibria and local stability of axisymmetric tokamak plasmas. — *Physics of Fluids*, 1978, vol. 21, p. 467—475; doi: 10.1063/1.862246.
21. **Lazzaro E., Mantica P.** Experimental identification of tokamak equilibrium using magnetic and diamagnetic signals. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 1988, vol. 30, p. 1735—1754; doi: 10.13182/FST96-A30749.
22. **Albanese R., Ambrosino G., Coccoresse E. et al.** Plasma Current, Shape, and Position Control in ITER. — *Fusion Technology*, 1996, vol. 30, p. 167—183; doi: 0.13182/FST96-A30749.
23. **Medvedev S.Yu., Hu Y., Martynov A.A., Villard L.** Tokamak plasma equilibria and axisymmetric stability with a zero total toroidal current. — In: 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 — July 3, 2009, ECA, vol. 33E, P-1.130.



Юрий Владимирович Готт,
в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат
премий им. И.В. Курчатова,
ветеран атомной энергетики
и промышленности; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Акаде-
мика Курчатова 1, Россия
Gott_YV@nrcki.ru
jvgott@gmail.com

Статья поступила в редакцию 11 апреля 2024 г.

После доработки 16 июня 2024 г.

Принята к публикации 5 июля 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 108—116.

УДК 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТОКАМАКА АТОМАМИ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ

Р.И. Хуснутдинов^{1,2}, Н.Е. Ефимов², И.А. Никитин², Ю.М. Гаспарян², А.Б. Кукушкин^{1,2}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

Предложен метод расчёта распыления первой стенки токамака быстрыми перезарядочными нейтральными атомами изотопов водорода в пристеночной плазме. Применение метода показано на примере распыления предполагаемых материалов первой стенки в условиях пристеночной плазмы в токамаке ИТЭР. С помощью кода BM1D2V, основанного на баллистической модели кинетики рециклинга водорода в основной вакуумной камере токамака, проведены расчёты функции распределения по скоростям (ФРС) нейтральных атомов и молекул изотопов водорода в пристеночной плазме. Используя рассчитанные ФРС, получены оценки скорости распыления бериллия, вольфрама и бора с поверхности первой стенки вакуумной камеры токамака в типичном режиме работы дивертора ИТЭР. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в баллистической модели, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP.

Ключевые слова: токамак, рециклинг изотопов водорода, распыление первой стенки вакуумной камеры.

MODELLING OF SPUTTERING RATE OF THE TOKAMAK FIRST WALL BY HYDROGEN ISOTOPES ATOMS IN THE NEAR-WALL PLASMA

R.I. Khusnutdinov^{1,2}, N.E. Efimov², I.A. Nikitin², Yu.M. Gasparyan², A.B. Kukushkin^{1,2}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

A method for calculating sputtering of the tokamak first wall by fast charge-exchange neutral atoms of hydrogen isotopes in the near-wall plasma is proposed. The application of the method is shown on the example of sputtering of the assumed materials of the first wall under the conditions of the near-wall plasma in the ITER tokamak. Using the BM1D2V code based on the ballistic model of hydrogen recycling kinetics in the tokamak main vacuum chamber, calculations of the velocity distribution function (VDF) of neutral atoms and molecules of hydrogen isotopes in the near-wall plasma have been performed. Using the calculated VDFs, we estimated the sputtering rate of beryllium, tungsten and boron from the surface of the first wall of the tokamak vacuum chamber in a typical ITER divertor operation mode. The reflection coefficients of hydrogen atoms isotopes from the first wall used in the ballistic model and the sputtering coefficients were calculated using the SDTrimSP code.

Key words: tokamak, hydrogen isotopes recycling, sputtering of the first wall of the vacuum chamber.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-117-128

ВВЕДЕНИЕ

Поток изотопов водорода из первой стенки в плазму представляет практический интерес для управляемого ядерного синтеза в водородной плазме с произвольной смесью изотопов водорода (H, D, T). Рециклинг водорода в плазме, под которым понимают обмен атомами и молекулами водорода между первой стенкой и плазмой, непосредственно влияет на профили параметров плазмы в периферийных областях и оказывает влияние на работу термоядерного реактора-токамака [1, 2]. Сложность кинетики рециклинга водорода, а также наличие сильного фонового излучения от рассеянного диверторного света (РДС) в основной камере ИТЭР [3] требуют применения спектроскопии высокого разрешения (СВР) и решения многопараметрических обратных задач для восстановления («измерения») требуемых параметров [3] (о роли рассеянного света см. также [4—8]). Расчёт кинетики плазмы является сложной задачей, которая не может быть решена аналитически. В настоящее время наиболее точный прогноз параметров плазмы в пристеночном слое плазмы (Scrape-off Layer (SOL), COI) токамака может быть получен с помощью численного моделирования. В случае ИТЭР часто используется численный код SOLPS (B2-EIRENE) по версии SOLPS4.3 [9, 10] или современной версии SOLPS-ITER [11]. Код OEDGE [12] позволяет экстраполировать параметры плазмы от края исходной численной сетки кода SOLPS4.3 до первой стенки. Необходимые для оптической диагностики расчеты функции распределения по скоростям

(ФРС) нейтральных атомов водорода выполняются методом Монте-Карло с помощью кинетического кода EIRENE [9], который входит в состав кода SOLPS, но получение ФРС со «спектроскопической» точностью требует автономного запуска кода EIRENE при заданных гидродинамических параметрах плазмы (пространственных профилях плотности, температуры и др.). Все эти коды выполняют сложное численное моделирование и не могут быть использованы для восстановления параметров рециклинга водорода в так называемом режиме реального времени, т.е. в небольшом интервале времени, который, в частности, для спектроскопических диагностик плазмы в демонстрационном токамаке-реакторе ИТЭР составляет около 100 мс и определяется условиями контроля и безопасности работы установки.

Первым шагом в сторону ускорения обработки результатов измерений топливного соотношения оптической Н-альфа диагностикой стало создание и развитие полуаналитической баллистической модели (БМ) [13—16]. Эта модель была создана для намного более быстрого по сравнению с кодом EIRENE расчёта проникновения молекул и нейтральных атомов водорода в плазму с учётом первичного источника в виде медленных нейтральных атомов, образующихся при диссоциации молекул, и последовательной генерации всё более быстрых нейтральных атомов, образующихся при резонансной перезарядке нейтральных атомов водорода на ионах водорода в плазме. Используя в качестве входных данных профили плотности и температуры ионов и электронов в пристеночной плазме, т.е. в СОЛ и небольшой области внутри сепаратрисы, а также температуру стенок, БМ позволяет получить в приближении плоского слоя, применимом к СОЛ в большей части основной камеры, ФРС нейтральных атомов и молекул. Эти ФРС представляют собой одномерные распределения по пространственной координате и одномерные распределения по проекции скорости на направление, поперечное к стенке (позднее такая модель была названа BM1DIV). Такие ФРС позволяют рассчитать плотность потока молекул и атомов со стенки в плазму. БМ имеет следующие свободные параметры:

— плотность и температура нейтральных молекул на стенке (температура молекул на стенке может быть принята равной известной температуре стенки);

— плотности и эффективные температуры (точнее, средние значения энергии немаксвелловских фракций в полной ФРС) для групп атомов, образованных в результате прямого преобразования потока ионов из плазмы на стенку в поток нейтральных атомов в плазму при отражении ионов от стенки с мгновенной рекомбинацией, т.е. без захвата ионов в стенке и последующего образования молекул на стенке.

Нахождение этих параметров по экспериментальным данным требует решения обратной задачи путём наилучшей подгонки экспериментально измеренных спектров высокого разрешения водородных линий, например, линии серии бальмер-альфа. Необходимое теоретическое предсказание спектральной интенсивности линий изотопов водорода можно рассчитать, используя следующие данные:

— ФРС нейтральных атомов, рассчитанную по баллистической модели;

— пространственные профили электронной плотности и температуры, взятые из экспериментальных данных или предсказательного моделирования;

— удельную (т.е. на один атом) излучательную способность атомов (так называемые коэффициенты эмиссии фотонов — *photon emission coefficients* (PEC)), взятую, например, из базы данных ADAS [17].

БМ позволяет рассчитать с удовлетворительной точностью необходимые параметры в тысячи раз быстрее, чем код EIRENE. Однако БМ нельзя использовать в режиме реального времени, который предполагает получение значений требуемых параметров в течение временного интервала <100 мс, представляющего интерес для служб управления работой ИТЭР.

БМ [13, 14] подсказала способ [18] параметризации асимметричного (относительно центра спектральной линии) контура линии бальмер-альфа, но также и любых других спектральных линий изотопов водорода, для которых можно пренебречь штарковским уширением. Эта параметризация содержит больше свободных параметров, чем БМ, однако не требует знания профилей плазмы в СОЛ. Подгонка экспериментального спектра параметризованным контуром линии позволяет восстанавливать такие параметры, как эффективные температуры различных групп атомов водорода [19], вклады излучения плазмы в СОЛ на частях хорды наблюдения на стороне сильного и слабого магнитного поля в полный сигнал [4], изотопное отношение [20]. Однако именно из-за отсутствия привязки параметров этой модели контура линии к плотности и температуре электронов эту модель в отличие от баллистической не-

возможно использовать для определения плотности потока атомов и молекул изотопов водорода со стенки в плазму. В дальнейшем параметризация [18] была встроена в более общую модель [21] контуров спектральных линий водорода, учитывающую также штарковское уширение линии, что дало возможность восстанавливать также и плотность электронов, но только в диверторной плазме, где штарковское уширение играет существенную роль.

Последняя версия БМ [16], реализованная в коде VM1D1V и верифицированная путём сравнения с моделированием кодом EIRENE [16, раздел 3], позволяет использовать её в предсказательном моделировании контуров спектральных линий изотопов водорода и синтетической диагностике параметров атомов водорода в пристеночной плазме только для хорд наблюдения перпендикулярно первой стенке. Для практических целей моделирования сигналов на наклонных хордах наблюдения требуется должное обобщение на случай ФРС, двумерных по скорости атомов. Этому и посвящена настоящая работа. Сначала мы представим описание БМ VM1D2V, а затем приведём результаты её применения к расчётам ФРС атомов водорода в пристеночной плазме ИТЭР и расчётам распыления первой стенки ИТЭР быстрыми атомами водорода для различных материалов стенки — бериллия, вольфрама и бора. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в БМ, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP [22].

Распыление стенки перезарядочными атомами водорода не является главным механизмом распыления. Оно может существенно уступать самораспылению, т.е. распылению стенки ионами того же материала (см. результаты расчётов кодом ERO2.0 [23, 24]). Другим конкурирующим каналом является распыление нейтральными атомами изотопов водорода, приходящими из основной плазмы внутри сепаратрисы вследствие процессов фоторекомбинации (см. результаты расчётов кодом DOUBLE-MC [25] в [26, 27]). Однако проведённые нами расчёты практически важны как оценки минимальной скорости распыления первой стенки. Это особенно важно в задачах распыления материалов с низкими значениями летальной концентрации (каковым является вольфрам) для первичной оценки перспектив использования таких материалов.

БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ VM1D2V

Рассмотрим задачу полуаналитического описания ФРС атомов в пристеночной плазме в основной камере токамака с целью обобщения БМ [13—16] на случай двумерных распределений по скоростям атомов.

Толщина слоя плазмы с ненулевой, диагностически обнаруживаемой плотностью атомов (к этому слою относятся область СОЛ и тонкий слой внутри сепаратрисы, см., например, моделирование кодом SOLPS в [28]) мала по сравнению с характерной длиной неоднородности вдоль направлений, параллельных первой стенке. Поэтому можно использовать приближение плоского слоя и предположить, что ФРС атомов водорода зависит от скорости и только одной пространственной координаты в пристеночной плазме — расстояния от первой стенки.

Предполагая, что ось x направлена в плазму перпендикулярно поверхности первой стенки, в приближении плоского слоя можно записать кинетическое уравнение для нейтральных атомов изотопов водорода:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f^{(j)}(\mathbf{v}, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(\mathbf{v}, x) + n_i^{(j)}(x) F_M^{(j^+)}(\mathbf{v}, T_i(x)) \sum_{k=D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f^{(k)}(\mathbf{v}', x) - \\ & - f^{(j)}(\mathbf{v}, x) n_e(x) \int d\mathbf{v}_e \sigma_{ai}(|\mathbf{v}_e|) |\mathbf{v}_e| F_M^{(e)}(\mathbf{v}_e, T_e(x)) - \\ & - f^{(j)}(\mathbf{v}, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(\mathbf{v}_i, T_i(x)). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $f^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС атомов j -го изотопа водорода ($j = H, D, T$) по проекции вектора скорости \mathbf{v} на ось x . Другие функции в (1) обозначают следующие величины: $n^{(j)}(x) = \int f^{(j)}(\mathbf{v}, x) d\mathbf{v}$ — плотность атомов j -го изотопа водорода; $q^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ — объёмный источник атомов вследствие диссоциации молекул и молекулярных ионов; $n_e(x)$ — плотность электронов; σ_{ai} — сечение ионизации; $n_i^{(j)}(x)$ и $T_i(x)$ — плотность

ионов j -го изотопа водорода и температура ионов соответственно; σ_{cx} — сечение перезарядки атома водорода на ионе водорода; $F_M^{(k)}(x)$ — максвелловская ФРС ионов j -го изотопа водорода, нормированная на единицу при интегрировании по скорости.

В уравнении (1) мы пренебрегли рекомбинацией ионов и тепловыми столкновениями атомов с ионами и атомами, так как плотность плазмы в СОЛ в основной камере мала, например, по сравнению с плотностью плазмы в диверторе, где упомянутые процессы, как известно, вносят существенный вклад в кинетику атомов и ионов. Также не учитывается перезарядка атомов изотопов водорода на примесных ионах. Предполагается, что атомы и ионы движутся намного медленнее, чем электроны, поэтому все скоростные коэффициенты реакций с электронами получаются путём усреднения по скорости электронов. В (1) подразумевается, что ионы разных изотопов водорода имеют одинаковую температуру.

Величина $q^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ описывает объёмный источник атомов вследствие трёх процессов: диссоциации молекул с ионизацией и без неё, а также диссоциации молекулярных ионов:

$$\begin{aligned} q^{(j)}(\mathbf{v}, x) = & n_e(x) \langle \sigma_d v_e \rangle(x) \sum_{k=D, T} (1 + \delta^{(jk)}) \int d\mathbf{v}' f^{(jk)}(\mathbf{v}', x) F_M^{(j)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_d^{(jk)}) + \\ & + n_e(x) \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x) \sum_{k=D, T} \int d\mathbf{v}' f^{(jk)}(\mathbf{v}', x) F_M^{(j)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_{di}^{(jk)}) + \\ & + n_e(x) \langle \sigma_{id} v_e \rangle(x) \sum_{k=D, T} \int d\mathbf{v}' f^{(jk^*)}(\mathbf{v}', x) F_M^{(j)}(\mathbf{v} - \mathbf{v}', T_{id}^{(jk)}), \end{aligned} \quad (2)$$

где $f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)$ и $n^{(jk)}(x)$ — ФРС и плотность молекул, состоящих из атомов j -го и k -го изотопа водорода соответственно; $f^{(jk^*)}(\mathbf{v}, x)$ — ФРС молекулярных ионов, состоящих из атома j -го и иона k -го изотопа; $\delta^{(jk)}$ — дельта-символ Кронекера, введённый для учёта молекул, состоящих из одинаковых атомов изотопа водорода, σ_d , σ_{di} , σ_{id} — сечения диссоциации молекулы, диссоциации молекулы с её одновременной ионизацией и диссоциации молекулярного иона соответственно при столкновениях молекул с электронами; $\langle \sigma_p v_e \rangle(x)$ — скоростной коэффициент p -го процесса из числа трёх указанных:

$$T_{d, di, id}^{(jk)} = \frac{2}{3} E_{d, di, id}^{(KER)} \frac{m^{(k)}}{m^{(jk)}}, \quad (3)$$

где $E_{d, di, id}^{(KER)}$ — кинетическая энергия, образующаяся в результате диссоциации; $m^{(k)}$ и $m^{(jk)}$ — массы атомов и молекул изотопов водорода соответственно.

Пространственное распределение молекулярных ионов локальным образом выражается через распределение нейтральных молекул, поскольку для ионов вследствие малости ионного ларморовского радиуса баллистический перенос отсутствует. Это распределение определяется балансом (равенством кинетических скоростей) процессов ионизации нейтральных молекул и диссоциации молекулярных ионов в используемом нами квазистационарном приближении. Локальный нагрев в точке рождения молекулярного иона приводит к тому, что к моменту своего уничтожения ионы приобретают максвелловскую функцию распределения по скоростям:

$$f^{(jk^*)}(\mathbf{v}, x) = \frac{\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x)}{\langle \sigma_{id} v_e \rangle(x)} n^{(jk)}(x) F_M^{(jk)}(\mathbf{v}, T^{(jk^*)}(x)), \quad (4)$$

где σ_{mi} — сечение ионизации молекул водорода, вызванной их столкновениями с электронами. Температура молекул определяется формулой

$$T^{(jk^*)}(x) = 8\sqrt{\pi} \Lambda \frac{e^4}{m^{(jk)} n_e(x) \langle \sigma_{id} v_e \rangle(x)} \sum_{l=H, D, T} \frac{n_l^{(l)}(x)}{v_{T_l}^{(l)}(x)}, \quad (5)$$

где Λ — кулоновский логарифм; $v_{T_l}^{(l)}$ — тепловая скорость ионов.

Граничные условия учитывают неупругое отражение атомов от первой стенки и отражение и рекомбинацию ионов в двухтемпературном приближении ($G = 2$):

$$f^{(j)}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' \tilde{R}_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) f^{(j)}(\mathbf{v}', 0) + \sum_{g=1}^G n_{r,g}^{(j)}(0) 2\theta(v_x) F_M^{(j)}(\mathbf{v}, T_{r,g}^{(j)}(0)), \quad (6)$$

где ядро интегрального оператора $\tilde{R}_w^{(j)}$ учитывает отражение атомов (подробнее см. далее); $\theta(v_x)$ — функция Хевисайда.

Предполагая симметрию по полярному углу, перепишем уравнение (1) в цилиндрических координатах:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) + \\ & + n_i^{(j)}(x) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(x)) \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f^{(k)}(v'_x, v'_\perp, x) - \\ & - f^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \int d\mathbf{v}_e \sigma_{ai}(|\mathbf{v}_e|) |\mathbf{v}_e| F_M^{(e)}(\mathbf{v}_e, T_e(x)) - \\ & - f^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$|\mathbf{v} - \mathbf{v}'| = \sqrt{(v_x - v'_x)^2 + v_\perp^2 + v_\perp'^2 - 2v_\perp v_\perp' \cos \phi} \quad (8)$$

и

$$\int d\mathbf{v}' = \int_{-\infty}^{+\infty} dv'_x \int_0^{+\infty} v'_\perp dv'_\perp \int_0^{2\pi} d\phi. \quad (9)$$

Интегро-дифференциальное уравнение (7) решается итеративным методом, где на каждой итерации решается лишь дифференциальное уравнение, а в интеграл подставляется решение, полученное на предыдущем шаге. Тогда для нулевого шага получаем дифференциальное уравнение, в котором мы пренебрегаем атомами, приходящими за счёт перезарядки:

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) - f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(x) - \\ & - f_0^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)). \end{aligned} \quad (10)$$

Тогда для последующих шагов получим

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x)}{\partial x} = & q^{(j)}(v_x, v_\perp, x) - f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x) n_e(x) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(x) - \\ & - f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, x) \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(x) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k^+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(x)) + \\ & + n_i^{(j)}(x) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(x)) \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, x). \end{aligned} \quad (11)$$

Данные уравнения относятся к неоднородным обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка и решаются методом вариации произвольной постоянной. Тогда решения в зависимости от знака проекции скорости на ось x примут вид

$$\begin{aligned} f_n^{(j)}(v_x > 0, v_\perp, x) = & f_n^{(j)}(v_x, v_\perp, 0) \exp\left(-\frac{\varphi(0, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) + \\ & + \frac{1}{v_x} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) q^{(j)}(v_x, v_\perp, y) + \\ & + \frac{1}{v_x} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{v_x}\right) n_i^{(j)}(y) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(y)) \times \\ & \times \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, y); \end{aligned} \quad (12)$$

$$f_n^{(j)}(v_x < 0, v_\perp, x) = \frac{1}{|v_x|} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{|v_x|}\right) q^{(j)}(v_x, v_\perp, y) +$$

$$+ \frac{1}{|v_x|} \int_0^x dy \exp\left(-\frac{\varphi(y, x, v_x, v_\perp)}{|v_x|}\right) n_i^{(j)}(y) F_M^{(j)}(v_x, v_\perp, T_i(y)) \times$$

$$\times \sum_{k=H, D, T} \int d\mathbf{v}' \sigma_{cx}(|\mathbf{v} - \mathbf{v}'|) |\mathbf{v} - \mathbf{v}'| f_{n-1}^{(k)}(v'_x, v'_\perp, y),$$
(13)

где

$$\varphi(y, x, v_x, v_\perp) = \int_y^x dz (n_e(z) \langle \sigma_{ai} v_e \rangle(z) +$$

$$+ \sum_{k=H, D, T} n_i^{(k)}(z) \int d\mathbf{v}_i \sigma_{cx}(|\mathbf{v}_i - \mathbf{v}|) |\mathbf{v}_i - \mathbf{v}| F_M^{(k+)}(v_x^i, v_\perp^i, T_i(z))).$$
(14)

На каждой итерации сначала решается уравнение (13), затем его решение подставляется в формулу (6) для нахождения граничного значения, которое подставляется в уравнение (12).

Распределение источника нейтральных атомов по скоростям $q^{(j)}(\mathbf{v}, x)$ можно вычислить, зная ФРС молекулярной компоненты, которую можно рассчитать, решив кинетическое уравнение для молекул:

$$v_x \frac{\partial f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)}{\partial x} = -f^{(jk)}(\mathbf{v}, x) n_e(x) (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x) + \langle \sigma_d v_e \rangle(x) + \langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)),$$
(15)

где $f^{(jk)}(\mathbf{v}, x)$ — функция распределения молекул водорода, состоящих из j -го и k -го изотопов, по координате, ортогональной первой стенке, и по скорости; $\langle \sigma_{mi} v_e \rangle(x)$, $\langle \sigma_d v_e \rangle(x)$, $\langle \sigma_{di} v_e \rangle(x)$ — скорости ионизации, диссоциации, диссоциации с ионизацией молекул соответственно. Как и в (1), в (15) мы пренебрегли тепловыми соударениями молекул с ионами и атомами.

Граничное условие для функции распределения молекул учитывает ассоциацию атомов на стенке с температурой стенки T_w :

$$f^{(jk)}(\mathbf{v}, 0) = 2n^{(jk)}(0) \theta(v_x) F_M^{(jk)}(\mathbf{v}, T_w).$$
(16)

Тогда уравнение (15) решается как обыкновенное дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными:

$$f^{(jk)}(\mathbf{v}, x) = f^{(jk)}(\mathbf{v}, 0) \exp\left(-\frac{1}{v_x} \int_0^x dy n_e(y) (\langle \sigma_{mi} v_e \rangle + \langle \sigma_d v_e \rangle + \langle \sigma_{di} v_e \rangle)\right).$$
(17)

Формула для расчёта ФРС-атомов, отражённых от стенки, записывается следующим образом:

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0),$$
(18)

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к стенке, а

$$R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{1}{N(\mathbf{v}')} \frac{dN(\mathbf{v}', \mathbf{v})}{d\mathbf{v}},$$
(19)

где $N(\mathbf{v}')$ — полное число запущенных тестовых частиц со скоростью \mathbf{v}' ; $dN(\mathbf{v}', \mathbf{v})$ — число отражённых частиц со скоростью \mathbf{v} в объёме $d\mathbf{v}$. В сферических координатах $d\mathbf{v}$ можно расписать в следующем виде:

$$d\mathbf{v} = 2\pi v^2 \sin(\theta) d\theta dv = 2\pi \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_j^3}} \sin(\theta) d\theta d\varepsilon,$$
(20)

где ε — кинетическая энергия отражённой частицы. Поскольку коэффициент отражения дефинирован как

$$R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta) = \frac{1}{N(\varepsilon', \theta')} \frac{dN(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta)}{\sin(\theta) d\theta d\varepsilon},$$
(21)

то искомый коэффициент отражения можно найти по следующей формуле:

$$R_w^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta)}{2\pi \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_j^3}}}. \quad (22)$$

При подстановке данного коэффициента отражения в формулу (18) будем учитывать, что

$$d\mathbf{v} = 2\pi v'_\perp dv'_\perp dv'_x, |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| = |v'_x|.$$

Таким образом, формула (18) для расчёта ФРС отражённых атомов записывается следующим образом:

$$|v_x| f^{(j)}(v_x, v_\perp, 0) = \int v'_\perp dv'_\perp dv'_x R_w^{(j)}(\varepsilon', \theta', \varepsilon, \theta) \sqrt{\frac{m_j^3}{2\varepsilon}} |v'_x| f^{(j)}(v'_x, v'_\perp, 0). \quad (23)$$

ПРИМЕНЕНИЕ КОДА VM1D2V ДЛЯ РАСЧЁТОВ РАСПЫЛЕНИЯ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ПЕРЕЗАРЯДОЧНЫМИ БЫСТРЫМИ АТОМАМИ

Если в уравнении (18) заменить коэффициент отражения частиц коэффициентом распыления, то можно получить уравнение на ФРС распылённых частиц:

$$|\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}| f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) = \int d\mathbf{v}' R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) |\mathbf{v}' \cdot \mathbf{n}| f^{(j)}(\mathbf{v}', 0), \quad (24)$$

где $f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0)$ — ФРС распылённых частиц стенки (большинство современных моделей не могут предсказать, вылетит нейтральный атом или ион), коэффициент распыления стенки можно вычислить следующим образом:

$$R_{\text{wall}}^{(j)}(\mathbf{v}', \mathbf{v}) = \frac{1}{N(\mathbf{v}')} \frac{dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})}{d\mathbf{v}}, \quad (25)$$

где $N(\mathbf{v}')$ — полное число запущенных тестовых частиц со скоростью \mathbf{v}' ; $dN_{\text{wall}}(\mathbf{v}', \mathbf{v})$ — число распылённых частиц стенки со скоростью \mathbf{v} в объёме $d\mathbf{v}$.

Код VM1D2V был дополнен двумя модулями. Один позволяет рассчитать ФРС распылённых материалов стенки по приведённым формулам. Второй позволяет рассчитать доплер-зеэмановский контур линии на хорде наблюдения, направленной под произвольным углом к первой стенке (предыдущий код VM1D1V [16] мог рассчитывать контур только на хорде, направленной ортогонально стенке).

Расчёт коэффициентов распыления вольфрама, бериллия и бора атомами протия и дейтерия проводился в диапазоне энергий налетающих частиц 2—5000 эВ и диапазоне углов падения пучка относительно нормали 0—90° с помощью монте-карловского кода SDTrimSP_6.02 [22], работающего в приближении последовательных парных упругих соударений. Данный код активно применяется при расчётах распыления поверхностей [29], в том числе для интерпретации экспериментальных данных [30].

Параметры моделирования были выбраны на основе работы Экштайна [31]. Так, в качестве экранированного кулоновского потенциала была использована модель «Криптон—Карбон» (Kr—C), учёт неупругих потерь энергии частицами осуществлялся как среднее от формул Линдхарда—Шарффа и Оуэна—Робинсона [32], расчёт полярных углов рассеяния — с помощью квадратур Гаусса—Меллера. Учёт поверхности производился по модели плоского потенциального барьера. В качестве энергии поверхностной связи были использованы известные значения теплоты сублимации: 1 эВ для H и D, 3,31 эВ для Be, 5,76 эВ для B и 8,79 эВ для W. Следует отметить, что выбор формы поверхностного барьера, рельеф поверхности и значения энергии поверхностной связи могут, как показано в [27], существенно влиять на точность проводимых расчётов, однако имеющиеся экспериментальные данные (особенно дифференциальные по параметрам задачи) весьма ограничены, поэтому моделирование методом Монте-Карло остаётся основным инструментом для получения оценок коэффициента распыления и отражения.

Моделирование производилось в режиме однокомпонентной аморфной мишени с плоским рельефом для $5 \cdot 10^6$ налетающих частиц для каждого значения начальной энергии и угла падения пучка. На

основе результатов моделирования в SDTrimSP формировались двумерные распределения рассеянных и расплывённых частиц по углам вылета и энергии.

Для демонстрации работы кода были взяты два сценария с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночном слое ИТЭР и использованы расчётные данные в СОЛ на стороне сильного магнитного поля, полученные моделированием кодом SOPLS4.3 [10] и присутствующие в базе данных [28] (эти же данные для профилей гидродинамических параметров пристеночной плазмы были использованы в [16, раздел 3] для сравнения результатов модели VM1D1V с моделированием кодом EIRENE, которое для достижения должной «спектроскопической» точности функции распределения атомов по скоростям, позволяющей расчёт спектров высокого разрешения линейчатого излучения атомов, было проведено в автономном режиме при заданных профилях гидродинамических параметров пристеночной плазмы). Профили плотности и температуры ионов и электронов как функции расстояния от первой стенки показаны на рис. 1.

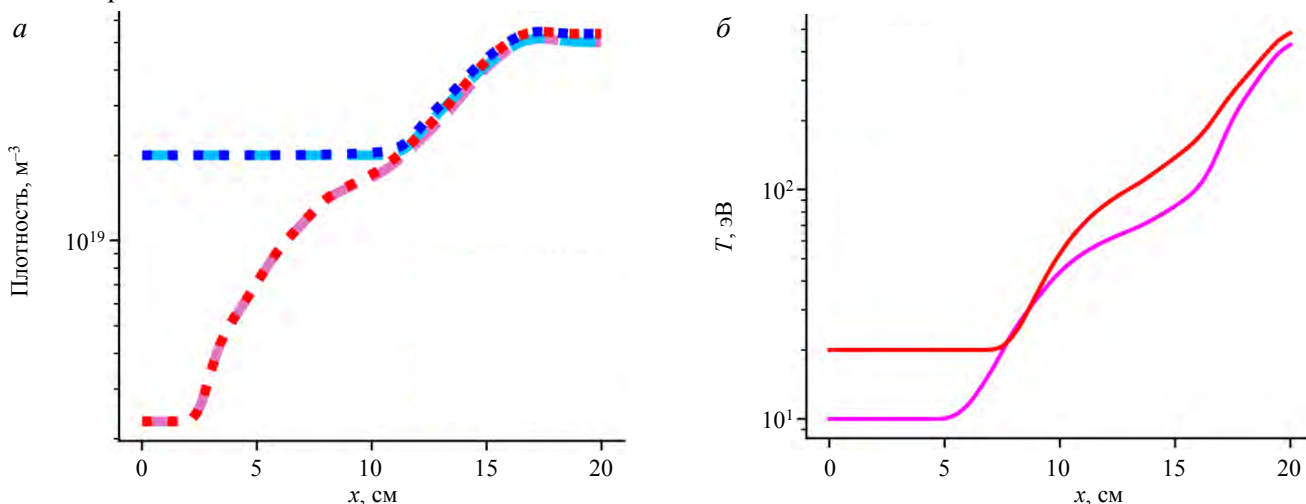


Рис. 1. Плотность (— — — n_i (НП), — — — n_i (ВП), - - - n_e (НП), - - - n_e (ВП)) (а) и температура (— — — T_e , — — — T_i) (б) электронов и ионов в СОЛ на стороне сильного поля на горизонтальной хорде наблюдения как функции расстояния от первой стенки в сценариях моделирования с низкой (НП) и высокой (ВП) плотностью плазмы в дальнем СОЛ. Профили температуры ионов и электронов одинаковы в обоих сценариях

Сначала был рассмотрен случай бериллиевой первой стенки. Для обоих сценариев были рассчитаны профили ФРС атомов дейтерия (рис. 2) и зависимости плотности потока атомов на первую стенку от ки-

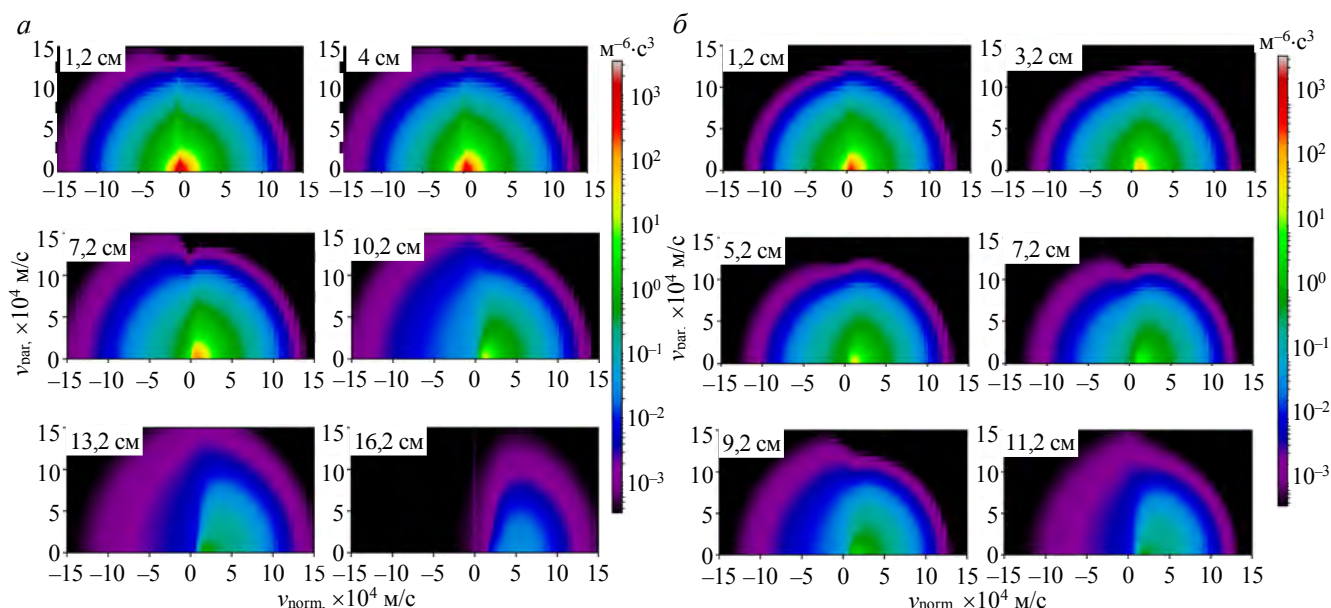


Рис. 2. Двумерная ФРС атомов дейтерия в СОЛ на стороне сильного магнитного поля в сценарии с низкой (а) и высокой (б) плотностью плазмы и бериллиевой первой стенкой в зависимости от расстояния от стенки вакуумной камеры (указано в левом верхнем углу каждого графика): v_{norm} — проекция вектора скорости атомов на нормаль к первой стенке, направленную внутрь вакуумной камеры; v_{par} — модуль вектора скорости атомов вдоль первой стенки

нетической энергии атома и угла падения (рис. 3). По полученным данным были рассчитаны ФРС распылённых частиц бериллия вблизи первой стенки (рис. 4).

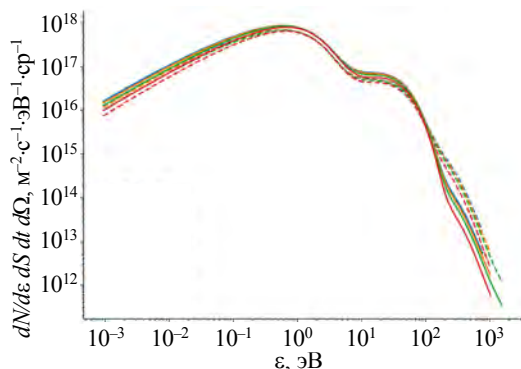


Рис. 3. Функция распределения (26) плотности потока атомов дейтерия по кинетической энергии для определённых углов падения атомов на поверхность стенки как случаев низкой и высокой плотности плазмы в СОЛ, θ равно: — 0° (НП), — 30° (НП), — 45° (НП), — 60° (НП), — 0° (ВП), — 30° (ВП), — 45° (ВП), — 60° (ВП)

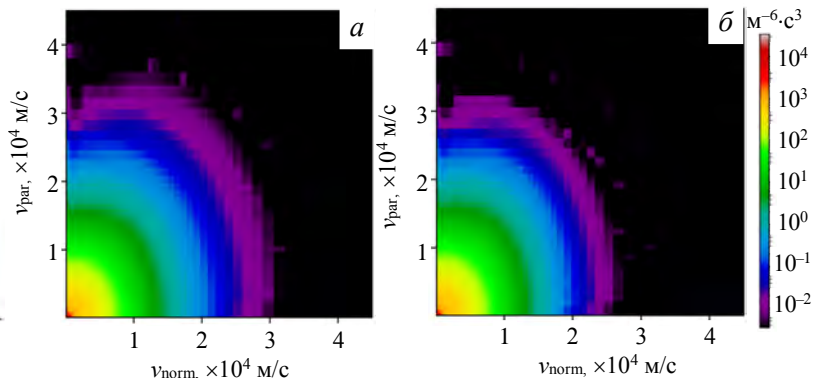


Рис. 4. Двумерная ФРС распылённых атомов и ионов бериллия (как материала первой стенки) вблизи стенки на стороне сильного магнитного поля в сценариях с низкой (а) и высокой (б) плотностью плазмы в СОЛ: v_{norm} — проекция вектора скорости атомов и ионов на нормаль к первой стенке, направленную внутрь вакуумной камеры; v_{par} — модуль вектора скорости атомов вдоль первой стенки

Далее были рассмотрены случаи вольфрамовой и покрытой бором первой стенки. Также для обоих сценариев были рассчитаны профили ФРС атомов дейтерия, с помощью которых рассчитаны ФРС распылённых частиц вольфрама (рис. 5) и бора (рис. 6) вблизи первой стенки.

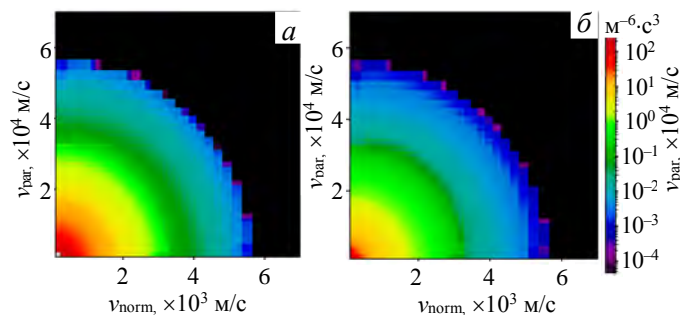


Рис. 5. То же, что на рис. 4, только для атомов и ионов вольфрама как материала первой стенки

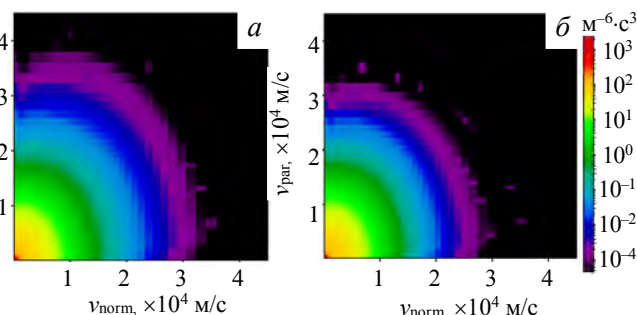


Рис. 6. То же, что на рис. 4, только для атомов и ионов бора как покрытия первой стенки

Отметим, что число распылённых частиц вольфрама, как и ожидалось, на несколько порядков меньше, чем бериллия, в силу значительного различия коэффициентов распыления при энергиях атомов водорода, ожидаемых в пристеночной плазме ИТЭР. Аналогичная картина со средней скоростью частиц вольфрама: она на порядок ниже, чем у частиц бериллия. Характерные скорости частиц бора по порядку величины совпадают с таковыми у бериллия, но плотность частиц бора ниже.

Полученные результаты позволяют построить на рис. 3 обычно используемое представление ФРС как набор кривых для плотности потока атомов, дифференциальной по телесному углу \mathbf{n}_{obs} вектора скорости и кинетической энергии атомов ε (а не скорости) для определённых углов падения атомов на поверхность стенки, отсчитываемых от нормали к поверхности, задаваемой вектором \mathbf{n}_{wall} :

$$\frac{dN}{dt dS_{\text{wall}} d\Omega_{\text{obs}} d\varepsilon_{\text{atom}}} \left[\frac{\text{ат.}}{\text{с} \cdot \text{M}^2 \cdot \text{cp} \cdot \text{эВ}} \right] = |\mathbf{v}, \mathbf{n}_{\text{wall}}| \frac{|\mathbf{v}|}{m^{(k)}} f^{(k)}(|\mathbf{v}| \mathbf{n}_{\text{obs}}, \mathbf{r}_{\text{wall}}). \quad (26)$$

Сравнение кривых на рис. 3 с результатами расчёта кодом DOUBLE-MC [25] в [26, рис. 3] показывает, что энергетический спектр на рис. 3, соответствующий вкладу атомов из пристеночной плазмы, на малых энергиях (10—100 эВ) дополняет аналогичный спектр [26], соответствующий вкладу атомов из основной плазмы внутри сепаратрисы, так что суммарный спектр оказывается в диапазоне энергии 10—

1000 эВ и по порядку величины близок к результату измерений в токамаке EAST [33, рис. 3], где охвачен диапазон энергии 10—3000 эВ.

По полученным ФРС распылённых частиц вблизи первой стенки были рассчитаны плотности потоков по формуле, соответствующей должному интегрированию формулы (26):

$$j_{\text{wall}} = \int v_x f_{\text{wall}}(\mathbf{v}, 0) d\mathbf{v}. \quad (27)$$

Рассчитанные потоки частиц бериллия, вольфрама и бора в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме представлены в таблице. В случае бериллия и бора в разных сценариях различие плотностей потока порядка 10%, тогда как в случае вольфрама это различие намного больше. Отметим также, что плотность потока распылённого бериллия примерно в 3 раза больше, чем бора.

Нормальная к стенке компонента плотности потока распылённых частиц различных материалов первой стенки в сценариях с низкой и высокой плотностью плазмы в пристеночной плазме ИТЭР

Плотность плазмы	Плотность потока, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$		
	Бериллий	Вольфрам	Бор
Низкая	$6,86 \cdot 10^{17}$	$3,15 \cdot 10^{14}$	$2,12 \cdot 10^{17}$
Высокая	$7,19 \cdot 10^{17}$	$8,08 \cdot 10^{13}$	$1,92 \cdot 10^{17}$

Сравнение результатов из таблицы с результатами [26, 27] показывает, что в распыление бериллиевой первой стенки атомы из пристеночной плазмы дают сравнимый вклад с вкладом атомов из основной плазмы внутри сепаратрисы, тогда как в случае вольфрамовой стенки преобладание быстрых атомов в энергетическом спектре атомов из основной плазмы делает распыление стенки намного более существенным (на 2—3 порядка величины).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработано обобщение кинетической баллистической модели (БМ)[13—16] рециклинга изотопов водорода в пристеночном слое плазмы токамака на случай двумерной скорости атомов и создана новая расчётная версия — код VM1D2V.

Код VM1D2V позволяет рассчитывать ФРС атомов за время масштаба нескольких секунд на современном (2024 г.) персональном компьютере. Код использует ускорение расчётов с помощью GPU (графических процессоров), дальнейшее ускорение расчётов в рамках БМ затруднительно и не приведёт к десятикратному ускорению, требуемому для работы спектроскопической диагностики пристеночной плазмы в ИТЭР в режиме реального времени. Для оценки плотности потока атомов и молекул изотопов водорода в режиме реального времени по спектральному контуру линии высокого разрешения был разработан метод быстрой оценки [34, 35], применимый, впрочем, только в определённых условиях (малость фона от рассеянного диверторного света).

Проведены расчёты кодом VM1D2V ФРС атомов изотопов водорода в пристеночной плазме в основной вакуумной камере ИТЭР в типичном режиме работы дивертора ИТЭР. Полученные результаты необходимы для развития синтетической Н-альфа-диагностики ИТЭР, поскольку позволяют рассчитывать спектральные контуры линии линейчатого излучения изотопов водорода на хордах наблюдения, направленных под различными углами к нормали к первой стенке.

Расширенной версией кода VM1D2V проведены расчёты распыления различных материалов первой стенки быстрыми перезарядочными атомами водорода в пристеночной плазме в ИТЭР. Коэффициенты отражения атомов изотопов водорода от первой стенки, использованные в БМ, и коэффициенты распыления рассчитаны с помощью кода SDTrimSP. Показано, что число распылённых частиц вольфрама, как и ожидалось, на несколько порядков меньше, чем бериллия, в силу значительного различия сечений распыления при энергиях атомов водорода, ожидаемых в пристеночной плазме ИТЭР. Хотя распыление стенки перезарядочными атомами водорода не является главным механизмом распыления и может существенно уступать самораспылению, т.е. распылению стенки ионами того же материала (см. результаты расчётов кодом ERO2.0 [23, 24]), проведённые нами расчёты практически важны как оценки мини-

мальной скорости распыления первой стенки. Это особенно важно в задачах распыления материалов с низкими значениями летальной концентрации (каковым является вольфрам) для первичной оценки перспектив использования таких материалов.

Работа выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» и НИЯУ МИФИ. Авторы благодарны В.С. Неверову за помощь в разработке кода VM1D2V на основе БМ [13—16], А.Г. Алексею, К.Ю. Вуколову, А.С. Кукушкину, В.С. Лисице, А.А. Пшенову и В.А. Шурыгину за сотрудничество в работах по диагностике «Спектроскопия водородных линий» в токамаке ИТЭР, П.В. Минашину за помощь в редактировании статьи. Авторы благодарны рецензентам за важные советы сравнения с конкретными экспериментальными и теоретическими данными других авторов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Loarte A., Lipschultz B., Kukushkin A.S., Matthews G.F. et al.** Chapter 4: Power and particle control. — *Nuclear Fusion*, 2007, vol. 47, № 6, p. S203—S263; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S04>.
2. **Donné A.J.H., Costley A.E., Barnsley R., Bindslev H. et al.** Chapter 7: Diagnostics. — *Ibid.*, p. S337—S384; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/47/6/S07>.
3. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Alekseev A.G., Lisgo S.W., Kukushkin A.S.** Synthetic H-Alpha diagnostics for ITER: inverse problems and error estimations for strong non-maxwellian effects and intense divertor stray light. — *Fusion Science and Technology*, 2016, vol. 69, № 3, p. 628—642; <https://doi.org/10.13182/FST15-186>.
4. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Stamp M.F., Alekseev A.G., Brezinsek S., von Hellermann M.** Determination of divertor stray light in high-resolution main chamber H α spectroscopy in JET-ILW. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, № 1, 016031; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/57/1/016031>.
5. **Neverov V.S., Khusnutdinov R.I., Alekseev A.G., Carr M. et al.** Development of a tomographic reconstruction method for axisymmetric Da emission profiles in the ITER plasma boundary. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, vol. 62, № 11, 115014; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abb53b>.
6. **Natsume H., Kajita S., Neverov V.S., Khusnutdinov R.I. et al.** Computer tomography on divertor impurity monitor for ITER with minimizing errors in a logarithmic scale. — *Plasma and Fusion Research*, 2021, vol. 16, 2405019; <https://doi.org/10.1585/pfr.16.2405019>.
7. **Kajita S., Veshchev E., Barnsley R., Walsh M.** Usage of ray tracing transfer matrix to mitigate the stray light for ITER spectroscopy. — *Contributions to Plasma Physics*, 2016, vol. 56, № 9, p. 837—845; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201500124>.
8. **Kajita S., Aumeunier M.H., Yatsuka E., Alekseev A. et al.** Effect of wall light reflection in ITER diagnostics. — *Nuclear Fusion*, 2017, vol. 57, № 11, 116061; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aa7ef7>.
9. **Reiter D., Baelmans M., Börner P.** The EIRENE and B2-EIRENE codes. — *Fusion Science and Technology*, 2005, vol. 47, № 2, p. 172—186; <https://doi.org/10.13182/FST47-172>.
10. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V., Pacher G.W., Reiter D.** Finalizing the ITER divertor design: the key role of SOLPS Modeling. — *Fusion Eng. and Des.*, 2011, vol. 86, № 12, p. 2865—2873; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2011.06.009>.
11. **Kaveeva E., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E. et al.** SOLPS-ITER modelling of ITER edge plasma with drifts and currents. — *Nuclear Fusion*, 2020, vol. 60, № 4, 46019; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab73c1>.
12. **Lisgo S.W., Börner P., Kukushkin A.S., Pitts R.A., Polevoi A., Reiter D.** Design assessment of ITER port plug plasma facing material options. — *J. of Nuclear Materials*, 2011, vol. 415, № 1, SUPPL; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2010.11.061>.
13. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.** Ballistic model for neutral hydrogen distribution in ITER edge plasma. — In: 39th EPS Conference on Plasma Physics 2012, EPS 2012 and the 16th International Congress on Plasma Physics, 2012, vol. 3, P4.093.
14. **Kadomtsev M.B., Kotov V., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Shurygin V.A.** Kinetics of hydrogen atom radiation emission of the SOL plasma in ITER. — In: 40th EPS Conference on Plasma Physics, EPS 2013, 2013, vol. 1, P1.135.
15. **Lisitsa V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V., Neverov V.S., Shurygin V.A.** Hydrogen spectral line shape formation in the SOL of fusion reactor plasmas. — *Atoms*, 2014, vol. 2, № 2, p. 195—206; <https://doi.org/10.3390/atoms2020195>.
16. **Kukushkin A.B., Kukushkin A.S., Lisitsa V.S., Neverov V.S., Pshenov A.A., Shurygin V.A.** Ballistic model of recycling of atomic and molecular hydrogen and its application to the ITER main chamber. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, vol. 63, № 3, 035025; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/abd97f>.
17. **ADAS Database**; <https://www.adas.ac.uk/>.
18. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Kadomtsev M.B., Kotov V. et al.** Parameterization of balmer-alpha asymmetric line shape in tokamak SOL plasmas. — *J. of Physics: Conference Series*, 2014, vol. 548, 012012; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/548/1/012012>.
19. **Неверов В.С., Кукушкин А.Б., Лисго С.В., Кукушкин А.С., Алексеев А.Г.** Асимметрия контуров линии бальмер-альфа и восстановление эффективных температур водорода в пристеночной плазме токамака. — *Физика плазмы*, 2015, т. 41, вып. 2, с. 115—124; <https://doi.org/10.7868/S0367292115020079>.
20. **Neverov V.S., Kukushkin A.B., Kruezi U., Stamp M.F., Weisen H.** Determination of isotope ratio in the divertor of JET-ILW by high-resolution H α spectroscopy: H—D experiment and implications for D—T experiment. — *Nuclear Fusion*, 2019, vol. 59, № 4, 046011; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab0000>.

21. **Lomanowski B.A., Meigs A.G., Sharples R.M., Stamp M., Guillemaut C.** Inferring divertor plasma properties from hydrogen balmer and paschen series spectroscopy in JET-ILW. — *Ibid.*, 2015, vol. 55, № 12, 123028; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/55/12/123028>.
22. **Mutze A., Schneider R., Eckstein W., Dohmen R., Schmid K., von Toussaint U., Badelow G.** SDTrimSP. Version 6.00 (IPP 2019-02), 2019; http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:52119575.
23. **Romazanov J., Brezinsek S., Kirschner A., Borodin D. et al.** First Monte-Carlo modelling of global beryllium migration in ITER Using ERO2.0. — *Contributions to Plasma Physics*, 2020, vol. 60, № 5—6, e201900149; <https://doi.org/10.1002/ctpp.201900149>.
24. **Romazanov J., Brezinsek S., Baumann C., Rode S. et al.** Validation of the ERO2.0 code using W7-X and JET experiments and predictions for ITER operation. — *Nuclear Fusion*, 2024, vol. 64, № 8, 86016; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ad5368>.
25. **Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovski S.S. et al.** Neutral Particle Analysis on ITER: Present Status and Prospects. — *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 2010, vol. 621, 1—3, p. 456—467; <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.06.201>.
26. **Babenko P.Y., Mironov M.I., Mikhailov V.S., Zinoviev A.N.** Evaluation of Be Fluxes into the ITER Tokamak Plasma Due to Sputtering of the First Wall by D and T Atoms Leaving the Plasma. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, vol. 62, № 4, 45020; <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab7943>.
27. **Mikhailov V.S., Babenko P.Y., Shergin A.P. and Zinoviev A.N.** Sputtering Yields of Beryllium and Tungsten by Various Atoms from Hydrogen to Tungsten. — *Plasma Physics Reports*, 2024, vol. 50, № 1, p. 23—34; <https://doi.org/10.1134/S1063780X23601682>.
28. **Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H. et al.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — *Nuclear Materials and Energy*, 2019, vol. 20, 100696; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2019.100696>.
29. **Kang S.-H., Matsumura K., Azuma T., Tomiyasu B., Owari M.** Angular distribution of sputtered particles in shave-off section processing with SDTrimSP. — *J. of Surface Analysis*, 2019, vol. 25, № 3, p. 165—171; <https://doi.org/10.1384/jsa.25.165>.
30. **Kanshin I.A., Mamedov N.V., Solodovnikov A.A., Efimov N.** Estimation of the electrodes sputtering of the miniature linear accelerator. — *Vacuum*, 2022, vol. 202, 111194; <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2022.111194>.
31. **Eckstein W.** Calculated Sputtering, Reflection and Range Values. 2002; <https://hdl.handle.net/11858/00-001M-0000-0027-4523-3>.
32. **Lindhard J., Scharff M.** Energy dissipation by ions in the kev region. — *Physical Review*, 1961, vol. 124, № 1, p. 128—130; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.128>.
33. **Liu N.X., Ding R., Mu L., Yan R. et al.** Studies of the Low-Energy Neutral Behavior Using the Low-Energy Neutral Particle Analyzer on EAST. — *Nuclear Materials and Energy*, 2022, vol. 33, 101258; <https://doi.org/10.1016/j.nme.2022.101258>.
34. **Khusnutdinov R.I., Kukushkin A.B.** Modification of SXB Method for Hydrogen in ITER Main Chamber. — *Physics of Atomic Nuclei*, 2019, vol. 82, № 10, p. 1392—1399; <https://doi.org/10.1134/S106378819100119>.
35. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Khusnutdinov R.I.** Generalization of Modified SXB Method for Hydrogen to the Case of Isotope Mixture. — *Plasma Physics Reports*, 2023, vol. 49, № 2, p. 179—193; <https://doi.org/10.1134/S1063780X22601808>.

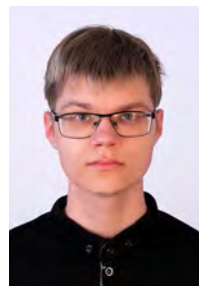


Khusnutdinov_RI@nrcki.ru

Радмир Ильдарович Хуснутдинов, инженер-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; ассистент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия



Никита Евгеньевич Ефимов, младший научный сотрудник; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия neefimov@mephi.ru



Иван Андреевич Никитин, студент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия



Юрий Михаэлович Гаспарян, и.о. зав. кафедрой, доцент, к.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия ymgasparyan@mephi.ru



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

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

После доработки 4 июля 2024 г. Принята к публикации 5 июля 2024 г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез, 2024, т. 47, вып. 3, с. 117—128.

УДК 621.039.643; 533.9

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ИНЖЕКТИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА В ТОКАМАКАХ

П.В. Минашин^{1,2}, Д.Р. Филипенко^{1,2}, А.Б. Кукушкин^{1,2,3}

¹НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

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

Представлен новый лучевой код `Fast_mp_ECH_startup` для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения инжектированного излучения в плазме на начальной стадии разряда в токамаках. Для условий, близких к начальной стадии разряда в токамаках-реакторах, проведено сравнение расчётов эффективности ЭЦ-поглощения новым кодом с расчётами лучевым кодом GENRAY и расчётами с помощью модели изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры.

Ключевые слова: токамак, начальная стадия разряда, ЭЦ-нагрев, многопроходное поглощение.

MODELING OF ELECTRON CYCLOTRON ABSORPTION OF INJECTED RADIATION IN PLASMA AT THE INITIAL STAGE OF DISCHARGE IN TOKAMAKS

P.V. Minashin^{1,2}, D.R. Filipenko^{1,2}, A.B. Kukushkin^{1,2,3}

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³Private Institution Project Center ITER, Moscow, Russia

A new ray tracing code, `Fast_mp_ECH_startup`, is presented for calculating the multipass electron cyclotron (EC) absorption of injected radiation in plasma at the initial stage of discharge in tokamaks. For conditions close to the initial stage of discharge in tokamak-reactors, a comparison of the EC absorption efficiency calculated by the new code is made with calculations using the raytracing code GENRAY and with calculations based on the model of isotropic and homogeneous mixing of the injected radiation after one or more reflections from the vacuum chamber wall.

Keywords: tokamak, initial stage of discharge, EC heating, multipass absorption.

DOI: 10.21517/0202-3822-2024-47-3-129-138

ВВЕДЕНИЕ

Технологические особенности, ограничивающие величину тороидального ускоряющего электрического поля в больших токамаках (ИТЭР, ДЕМО), делают чисто омический нагрев недостаточным для надёжного создания плазмы. Поэтому в этих установках предполагается использование дополнительного электронного циклотронного (ЭЦ) нагрева на первых гармониках ЭЦ-частоты уже на начальной стадии разряда для предыонизации и преодоления радиационного барьера [1, 2]. Уместно проверить эффективность такого подхода на токамаке с реакторными технологиями (TRT).

Температура и плотность плазмы на начальной стадии разряда таковы, что в отличие от квазистационарной стадии разряда полного однопроходного поглощения инжектируемой мощности ЭЦ-нагрева не происходит. Эффективность поглощения мощности ЭЦ-нагрева (т.е. доля поглощённой мощности инжектируемой волны) в таком случае определяется многопроходным ЭЦ-поглощением инжектируемой в плазму электромагнитной (ЭМ) волны, при котором существенны не только геометрия инъекции волн в плазму, но и изменения поляризации ЭМ-волн при отражении от стенки, а также тип отражения излучения от стенки (зеркальное или диффузное).

В статье обсуждаются особенности моделирования ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в токамаках, дан краткий обзор литературы по этой теме, представлен новый код `Fast_mp_ECH_startup` для расчёта ЭЦ-поглощения на начальной стадии и проведено сравнение нового кода с другими подходами к моделированию многопроходного ЭЦ-поглощения.

Для моделирования ЭЦ-нагрева плазмы и ЭЦ-генерации электрического тока в ней на квазистационарной стадии разряда разработаны несколько численных кодов [3], рассчитывающих распространение

ЭМ-волн от антенны к плазме и внутри плазмы, поглощение волн в плазме и генерацию тока. Используются несколько моделей для расчёта распространения волн: трассировка единичных лучей, распространение гауссова пучка лучей и квазиоптическое распространение. Поглощение волн рассчитывается в каждой точке траектории луча при заданной интенсивности ЭМ-волны либо из аналитических моделей для максвелловской функции распределения электронов по скоростям (ФРС), либо в квазилинейном приближении для описания взаимодействия волна—частица решается кинетическое уравнение Фоккера—Планка для электронной ФРС. При этом генерация тока может быть рассчитана из аналитических моделей или с помощью расчёта первого момента ФРС электронов из решения уравнения Фоккера—Планка.

Главными задачами моделирования ЭЦ-нагрева на этой стадии разряда являются:

— выбор оптимальных параметров инжектируемой волны (частота, поляризация волны) для того, чтобы зона резонансного поглощения излучения находилась в нужной области плазмы токамака и чтобы в выбранном в эксперименте операционном пространстве параметров плазмы и конфигурации магнитного поля была обеспечена доступность этой области для инжектированных ЭМ-волн (т.е. учтены зоны отсечки и конверсии мод);

— поиск оптимальных геометрических параметров инжекции волны в плазму (углы инжекции), при которых эффективность ЭЦ-поглощения была бы максимальна, а область вклада инжектируемой ЭЦ-мощности соответствовала приоритетам поставленной задачи (генерация тока, нагрев плазмы, подавление неустойчивостей и др.).

Поглощаемую мощность P_{ECH} при однопроходном ЭЦ-поглощении и генерируемый ток I_{EC} можно оценить по формулам [4])

$$P_{\text{ECH}} = P_{\text{inj}}(1 - \exp(-\tau_{X,O})); \quad (1)$$

$$\tau_{O1, X2} = n_e T_e f(\Phi, \Theta); \quad (2)$$

$$I_{\text{EC}} = P_{\text{EC}} \frac{T_e}{n_e} \zeta(T_e, n_{\parallel}, Z_{\text{eff}}, a/R_0, \theta_p), \quad (3)$$

где τ — оптическая толщина плазмы для выбранного типа волны, обозначаемого индексом X или O для необыкновенной и обыкновенной волны соответственно (цифра рядом с типом волны обозначает номер ЭЦ-гармоники, на которой будет происходить ЭЦ-поглощение волн плазмой); T_e, n_e — электронная температура и плотность плазмы; Φ и Θ — тороидальный и полоидальный угол инжекции; I_{EC} — генерируемый ток; Z_{eff} — эффективный заряд плазмы; n_{\parallel} — параллельная магнитному полю составляющая коэффициента преломления волны; R_0 — большой радиус тора; a — малый радиус тора; θ_p — угол между волновым вектором и магнитным полем в месте, где при резонансном взаимодействии ЭМ-волны с плазмой происходит генерация тока. Функции f и ζ можно найти в обзоре [4]. На квазистационарной стадии разряда параметры плазмы таковы, что оптическая толщина плазмы (2) оказывается достаточно большой, что приводит к практически полному однопроходному поглощению инжектируемого в плазму излучения.

На начальной стадии разряда плазма разрежена и её температура находится в диапазоне значений 10—1000 эВ. Это приводит к тому, что оптическая толщина плазмы мала $\tau \ll 1$, для её оценки можно использовать скейлинг [5, 6]

$$\tau_{O1, X2} \approx \frac{1}{20} \frac{R_0[\text{M}]}{v_{\text{inj}}[\text{ГГц}]} T_e[\text{эВ}] n_e[10^{19} \text{ м}^{-3}]; \quad (4)$$

$$P_{\text{ECH}} = P_{\text{inj}} \frac{n_e[10^{19} \text{ м}^{-3}] T_e[\text{эВ}]}{400}. \quad (5)$$

Поэтому на начальной стадии эффективность ЭЦ-поглощения будет определяться механизмом многопроходного ЭЦ-поглощения. Главными эффектами, появляющимися при учёте многопроходного поглощения волны, будут:

— эффекты отражения волны от стенки вакуумной камеры: зависимость от типа отражения волны от стенки — диффузного или зеркального; потери мощности волны при её небольшом поглощении ме-

таллической стенкой вакуумной камеры; конверсия мод (изменение поляризации волны) при отражении от стенки;

- резкая зависимость поглощения волны плазмой от направления прохода волны сквозь плазму;
- возможная сильная немаксвелловость функции распределения электронов по скоростям на начальной стадии разряда.

Таким образом, моделирование эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда существенно отличается от моделирования на квазистационарной стадии. Большинство существующих кодов для расчёта ЭЦ-нагрева [3] не предназначены для расчёта многопроходного поглощения.

Необходимость учёта многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда для больших токамаков со сверхпроводящими магнитами была отмечена уже в первых работах по моделированию начальной стадии разряда в ИТЭР [7]. Было показано, что в широком диапазоне начальных условий при учёте примеси бериллия преодоление радиационного барьера требует поглощения внешнего ЭЦ-излучения мощностью 3 МВт. Для моделирования стадии преодоления радиационного барьера была разработана 0-мерная модель, учитывающая радиационные потери примесей, электронный и ионный энергобаланс. Но при этом расчёты эффективности поглощения внешнего ЭЦ-излучения не проводились. В ИТЭР предполагается использование нагрева на первой гармонике обыкновенной О-волны на этапе с полным магнитным полем и второй гармонике необыкновенной Х2-волны на стадии с половинным полем. В работе [7] предполагалось, что после нескольких отражений О-волны от вакуумной стенки (около четырёх отражений) 75% запущенной мощности О-волны в случае преобразования её при отражении от вакуумной стенки в Х-волну будет поглощено плазмой.

Для проверки эффективности поглощения мощности ЭЦ-нагрева в разрядах на токамаке FTU был разработан квазиоптический код [8], учитывающий многократное отражение лучей от стенки вакуумной камеры. При отражении луча от стенки вакуумной камеры рассматривался случай полной деполаризации, т.е. при отражении поляризация волны менялась на другую нормальную моду (вместо учёта частичной деполаризации). Численное моделирование хорошо совпадало с результатами проведённых экспериментов. Эта модель применялась для расчётов динамики начальной стадии разряда в FTU в работе [9].

Для условий ИТЭР моделирование [10] показывает, что поглощение мощности на второй гармонике циклотронной частоты (Х2) неэффективно при относительно низких температурах и плотностях, которые характеризуют эту фазу как в схеме однократного прохождения, предусмотренной для этапа первой плазмы (First Plasma, FP), так и в многопроходной конфигурации. Моделировалось только одно отражение волны от внутренней стенки камеры при запуске волны из верхнего порта (Upper Launcher). Расчёты ЭЦ-поглощения были проведены кодом GRAY [11], при этом после отражения волны учитывалась полная деполаризация волны (т.е. полная конверсия О-волны в Х-волну и соответственно полная конверсия Х-волны в О-волну при отражениях).

В [5] с помощью расчётов кодом OGRAY были получены скейлинги (5) для однопроходного поглощения О1- и Х2-волн для условий начальной стадии разряда в ИТЭР.

В работах [12, 13] были проведены эксперименты по преодолению радиационного барьера в токамаке FTU для условий, близких к токамаку ИТЭР. Проводилось моделирование начальной стадии разряда с помощью транспортного кода VKD0 и кода GRAY для расчёта эффективности ЭЦ-поглощения с учётом нескольких проходов волны по камере и эффектов частичной деполаризации волн при отражении.

В [6, 14] была предложена модель для учёта многопроходного ЭЦ-поглощения на основе модели изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры (это есть модификация модели кода CYNEQ [15, 16] для переноса собственного ЭЦ-излучения плазмы на немалых гармониках основной ЭЦ-частоты; статус этого и других подходов к расчётам ЭЦ-потерь в токамаках-реакторах и возможного воздействия выходящего собственного ЭЦ-излучения на диагностические системы охарактеризован в [17, 18]). Начальная стадия разряда в ИТЭР была промоделирована кодом DINA с учётом модели многопроходного ЭЦ-поглощения [6] в работе [19]. Было показано, что порог мощности ЭЦ-нагрева, необходимой для преодоления радиа-

ционного барьера в ИТЭР, в случае концентрации бериллия на уровне 2% от плотности электронов должен быть не менее 3 МВт.

Таким образом, расчёты эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда проводятся с помощью следующих подходов:

— модификация лучевых кодов для учёта нескольких проходов электромагнитной волны ЭЦ-диапазона с учётом отражения волны от первой стенки вакуумной камеры [12, 20];

— модели, рассчитывающие многопроходное ЭЦ-поглощение в приближении изотропного размещения инжектированного излучения по всей вакуумной камере токамака [6, 14, 21].

В следующем разделе описан новый код `Fast_mp_ECH_startup`, являющийся упрощением лучевого кода для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения инжектированных электромагнитных волн плазмой на начальной стадии разряда в токамаках, и проведено сравнение нового кода с другими моделями.

БЫСТРЫЙ ЛУЧЕВОЙ КОД `FAST_MP_ECH_STARTUP`

Быстрый лучевой код `Fast_mp_ECH_startup` для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда рассматривает инжектируемую волну в следующей модели:

— приближенное описание распространения ЭМ-волны на языке геометрической оптики для траектории лучей: пучок лучей многократно проходит сквозь плазму и отражается от стенок камеры, при этом в условиях низкой плотности плазмы траектории лучей полагаются прямыми линиями;

— учёт конверсии мод (изменения поляризации волны) при отражениях от металлических стенок вакуумной камеры [22];

— расчёт эффективности ЭЦ-поглощения на каждом проходе в приближении максвелловской функции распределения электронов по скоростям, используя формулы [23], восходящие к [24].

Первая (внутренняя) стенка вакуумной камеры токамака в `Fast_mp_ECH_startup` является аксиально-симметричным тором с D-образным полоидальным сечением. Уравнение границы тора с D-образным сечением в плоскости (R, Z) задаётся в параметрическом виде:

$$\begin{cases} R_{\text{wall}}(\theta) = R_0 + a(\cos\theta - \delta \sin^2\theta), \\ Z_{\text{wall}}(\theta) = \Delta_z + ak_{\text{elong}} \sin(\theta), \end{cases} \quad (6)$$

где θ — полоидальный угол ($0 \leq \theta < 2\pi$); R_0 — большой радиус тора; a — малый радиус тора; k_{elong} — удлинение; δ — треугольность; Δ_z — сдвиг по оси Z . В пространстве (x, y, z) уравнение тора с таким D-образным сечением задаётся как фигура вращения вокруг оси Z : $\mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi) = (x_{\text{wall}}(\theta, \phi), y_{\text{wall}}(\theta, \phi), z_{\text{wall}}(\theta, \phi))$:

$$\begin{cases} x_{\text{wall}} = R_{\text{wall}}(\theta) \cos\phi, \\ y_{\text{wall}} = R_{\text{wall}}(\theta) \sin\phi, \\ z_{\text{wall}} = Z_{\text{wall}}(\theta), \end{cases} \quad (7)$$

где ϕ — тороидальный угол ($0 \leq \phi < 2\pi$).

Луч в приближении прямолинейных траекторий задаётся параметрическим уравнением прямой $\mathbf{r}_{\text{ray}}(s) = (x_{\text{ray}}(s), y_{\text{ray}}(s), z_{\text{ray}}(s))$:

$$\begin{cases} x_{\text{ray}}(s) = x_0 + n_{\text{ray},x} s, \\ y_{\text{ray}}(s) = y_0 + n_{\text{ray},y} s, \\ z_{\text{ray}}(s) = z_0 + n_{\text{ray},z} s, \end{cases} \quad (8)$$

где s — параметр ($s \geq 0$), т.е. координата вдоль луча; $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ — радиус-вектор начальной точки луча; $\mathbf{n}_{\text{ray}} = (n_x, n_y, n_z)$ — вектор направления луча.

Точка пересечения луча (8) и поверхности тора (7) находится с помощью численного решения алгебраического уравнения 8-й степени для параметра t (расстояния вдоль луча):

$$\sum_{k=0}^8 c_k(R_0, a, k_{\text{elong}}, \delta, \Delta_z, \mathbf{r}_0, \mathbf{n}_{\text{ray}}) s^k = 0. \quad (9)$$

По количеству неотрицательных ($s \geq 0$) решений уравнения (9) можно определить положения луча по отношению к тору. Если количество действительных неотрицательных корней чётное, то луч был запущен из точки, которая находится вне тора, если же количество таких корней нечётное, то точка запуска луча находится внутри тора. В зависимости от положения точки запуска луча точкой ближайшего пересечения луча и внутренней поверхности тора будет то решение уравнения (9), которое либо минимальное из всех найденных (если точка запуска была внутри тора), либо при сортировке значений s по возрастанию это будет следующее за минимальным значением параметра s (если точка запуска была вне тора, в этом случае первое пересечение луча будет пересечением, когда луч попадает в тор извне).

Для определения отражённого луча проводится следующая процедура. В точке отражения луча от внутренней поверхности тора, найденной при решении уравнения (9), рассчитывается вектор нормали к поверхности тора

$$\mathbf{n}_{\text{wall}} = \pm \frac{\partial \mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \mathbf{r}_{\text{wall}}(\theta, \phi)}{\partial \phi}, \quad (10)$$

где знак \pm определяет то, какая выбрана нормаль к поверхности — внешняя или внутренняя; частные производные во множителях векторного произведения в (10) считаются аналитически (см. уравнения (6), (7)). Для расчёта направления отражённого (далее индекс ref) от поверхности тора луча вектор направления падающего луча (inc) представляется в виде суммы двух векторов: компоненты, перпендикулярной поверхности, и компоненты, параллельной поверхности:

$$\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} = \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}} + \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}} = (\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \mathbf{n}_{\text{wall}}) \mathbf{n}_{\text{wall}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}} = \mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} - \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}. \quad (11)$$

Для зеркального отражения справедливы формулы

$$\mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{ref}} = \mathbf{n}_{\text{ray}, \parallel}^{\text{inc}}; \quad \mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{ref}} = -\mathbf{n}_{\text{ray}, \perp}^{\text{inc}}, \quad (12)$$

тогда для вектора направления отражённого луча получаем

$$\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{ref}} = \mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} - 2(\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \times \mathbf{n}_{\text{wall}}) \mathbf{n}_{\text{wall}}. \quad (13)$$

Такая же модель отражения лучей от стенки использовалась в моделировании [12] кодом GRAY [11, 12].

При малой плотности плазмы на начальной стадии разряда ($\omega_p/\omega \ll 1$) можно рассматривать конверсию ЭЦ-мод только при отражении от первой стенки вакуумной камеры и пренебречь другими эффектами: внутренним отражением (отсечкой) ЭЦ-мод, конверсией ЭЦ-мод в электронную бернштейновскую моду, конверсией мод при входе ЭМ-волны в плазму из вакуума и её выходе из плазмы в вакуум, а также конверсией мод на участках с немалым градиентом температуры и плотности.

Граничные условия для интенсивностей двух типов волн в плазме, схематично показанные на рис. 1, задаются следующим уравнением (где индексы inc, ref, out относятся соответственно к падающей волне, отражённой и уходящей, т.е. поглощаемой стенкой):

$$I_{X, O}^{\text{inc}} = I_{X, O}^{\text{ref}} + I_{X, O}^{\text{out}}; \quad I_{X, O}^{\text{out}} = (1 - R_w) I_{X, O}^{\text{inc}}; \quad I_{X, O}^{\text{ref}} = R_w(1 - p) I_{X, O}^{\text{inc}} + p R_w I_{O, X}^{\text{inc}}. \quad (14)$$

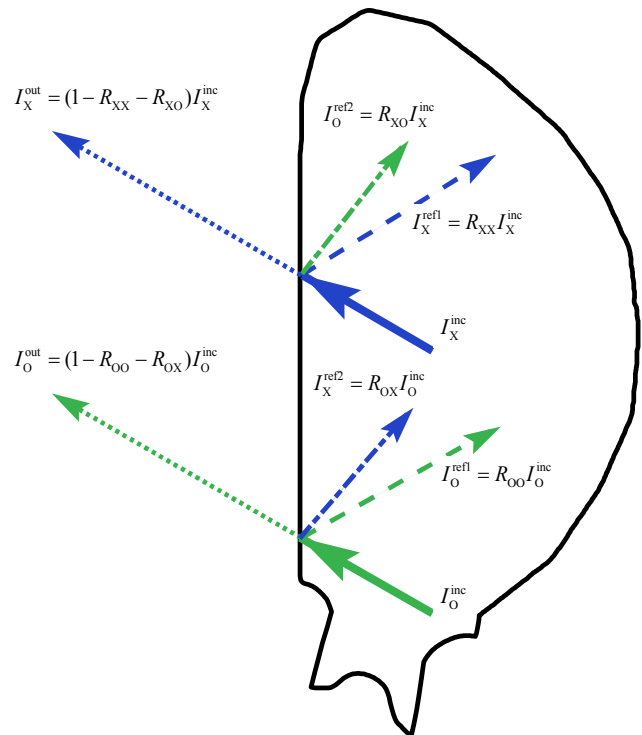


Рис. 1. Граничные условия для интенсивности ЭЦ-излучения при условии смешивания (конверсии) мод при отражении волн от стенки вакуумной камеры: индекс inc указывает на падающую на стенку волну; ref — отражённая волна, т.е. либо поглощённая в первой стенке, либо уходящая в патрубок

Здесь R_w — коэффициент отражения волны от стенки вакуумной камеры ($R_{w,x} = R_{w,o}$); p — доля падающей волны, которая при отражении от стенки переходит в другую волну (так называемое смешивание волн при отражении или конверсия мод (mode mixing, mode conversion)), при этом $p(O \rightarrow X) = p(X \rightarrow O) = p$. Последнее уравнение в (14) для X- и O-волны связывает интенсивности отражённой и падающей на стенку волн с учётом конверсии волн при отражениях от стенки. В матричной форме уравнения (14) записываются в виде

$$\begin{pmatrix} I_X^{\text{ref}} \\ I_O^{\text{ref}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{XX} & R_{XO} \\ R_{OX} & R_{OO} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I_X^{\text{inc}} \\ I_O^{\text{inc}} \end{pmatrix}; \quad R_{XX} = R_{OO} = R_w(1-p), \quad R_{XO} = R_{OX} = R_w p. \quad (15)$$

При отражении волны от плоской стенки знак тангенциальной компоненты электрического поля меняется на противоположный, так как происходит изменение фазы ЭМ-волны на 2π . Из-за этого при отражении падающей волны определённой поляризации возникает смесь отражённых волн с разной поляризацией: часть падающей волны конвертируется в волну с другой поляризацией. Для расчёта коэффициента конверсии волн при отражениях от стенки p (т.е. доли мощности волны, которая изменит поляризацию при отражении от стенки) используется формула из работы [22], полученная для холодной разреженной плазмы ($\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$) в магнитном поле, параллельном проводящей стенке вакуумной камеры:

$$p = \frac{4R_-^2}{(1+R_-^2)^2}; \quad R_-(N_{\parallel}, \tilde{\omega} = \omega/\omega_c(\mathbf{r})) = \frac{1}{2N_{\parallel} \tilde{\omega}} \left((1-N_{\parallel}^2) - \sqrt{(1-N_{\parallel}^2)^2 + 4N_{\parallel}^2 \tilde{\omega}^2} \right), \quad (16)$$

где ω_p — плазменная частота; $\omega_c(\mathbf{r})$ — циклотронная частота в точке с радиус-вектором \mathbf{r} ; ω — частота падающей на стенку волны; R_- определяет поляризацию волны, т.е. отношение горизонтальной и вертикальной компонент электрического поля в эллиптически поляризованной волне; $N_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$ — параллельная по отношению к магнитному полю составляющая коэффициента преломления (\mathbf{k} — волновой вектор; c — скорость света). Формула (16) является частным случаем более общей формулы [25, формула (10)], где магнитное поле не обязательно параллельно стенке камеры.

Расчёты по формуле (16) проводятся для локальных значений N_{\parallel} и $\omega_c(\mathbf{r})$ в точке пересечения луча и поверхности стенки, при этом для расчёта угла между магнитным полем и лучом используется только тороидальная составляющая магнитного поля:

$$N_{\parallel} = \cos \theta_k, \quad \cos \theta_k = \left(\frac{\mathbf{n}_{\text{ray}}^{\text{inc}} \cdot \mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \right), \quad \frac{\mathbf{B}}{|\mathbf{B}|} \approx \frac{\mathbf{B}_{\text{tor}}}{|\mathbf{B}_{\text{tor}}|} = (-\sin \phi, \cos \phi, 0). \quad (17)$$

Плазменный столб в коде `Fast_mp_ECH_startup` представляет собой тор, параметризованный так же, как и стенка вакуумной камеры (см. формулы (6), (7)) с дополнительным учётом сдвига Шафранова. Пересечение луча и плазмы рассчитывается тем же способом, что и расчёт пересечения луча с поверхностью вакуумной камеры (формула (9)). Расчёт коэффициентов поглощения $\kappa_{X,O}$ волн ЭЦ-диапазона максвелловской плазмой проводится по формулам [23, формула 3.1.73, таблица XI].

Для определения интенсивности волны $I_{X,O}$, прошедшей сквозь плазму, решается уравнение переноса излучения в случае разреженной среды (лучевой показатель преломления $N_r \rightarrow 1$) без источников излучения (функция источника $q_{X,O} = 0$):

$$\frac{dI_{X,O}(s, \omega)}{ds} = -\kappa(s, \omega)I_{X,O}(s, \omega), \quad (18)$$

$$I_{X,O}(s, \omega) = I_{X,O}(s_0, \omega) e^{-\tau_{X,O}(s, s_0, \omega)}, \quad \tau_{X,O}(s, s_0, \omega) = \int_{s_0}^s \kappa_{X,O}(s', \omega) ds', \quad (19)$$

где s — расстояние вдоль луча; τ — оптическая толщина плазмы.

Плотность мощности волны, поглощённой плазмой вдоль траектории луча, рассчитывается по формуле

$$P_{\text{ECH}}(s) = \kappa_X(s, \omega)I_X(s, \omega) + \kappa_O(s, \omega)I_O(s, \omega). \quad (20)$$

Далее для иллюстрации работы нового кода приводятся расчёты эффективности ЭЦ-поглощения волн на начальной стадии разряда в токамаке с параметрами, близкими к ИТЭР: большой и малый радиусы тора $R_0 = 6,2$ м и $a = 2,0$ м, удлинение $k_{\text{elong}} = 1,7$, треугольность $\delta = 0,3$, магнитное поле на оси тора $B_0 = 5,3$ Тл, инжекция обыкновенной волны на частоте $\nu = 170$ ГГц, средний коэффициент отражения ЭЦ-волны от стенки $R_w = 0,95$ [20]. Для плазмы на начальной стадии разряда выбраны следующие геометрические параметры: $R_{0p} = 5,7$ м и $a_p = 0,95$ м, $k_{\text{elong},p} = 1,3$, $\delta_p = 0$. Эффект естественной расходимости пучка учтён приближенно в следующем виде: инжектируемая волна представляется как набор восьми лучей в конусе с углами раствора в полоидальной плоскости $0,3^\circ$, в тороидальной плоскости $0,2^\circ$, мощность волны в каждом луче одинакова. Сравнение однопроходного поглощения О1-волны по указанным формулам с проведённым нами расчётом лучевым кодом GENRAY [26] показано на рис. 2.

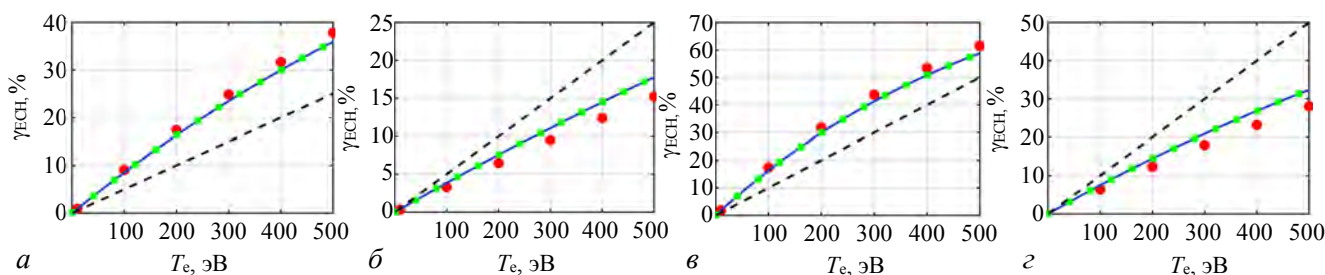


Рис. 2. Сравнение эффективности, т.е. доли поглощённой мощности, однопроходного поглощения О1-волны, рассчитанного кодом GENRAY [26] (•) и различными аналитическими моделями (Bornatici [23] (—), Bornatici_QP — квазиперпендикулярное приближение (■), OGRAY — скейлинг (5) (----)). Плотность электронов для расчётов, показанных на рисунках а, б, равна $n_e = 0,2 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для в, з — $n_e = 0,4 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Волна запущена со стороны слабого магнитного поля, тороидальный угол инжекции равен таковому для токамака ИТЭР $\Phi = 20^\circ$ (угол отсчитывается по часовой стрелке от отрицательного направления оси X в тороидальной плоскости), полоидальный угол инжекции Θ , отсчитываемый против часовой стрелки от положительного направления оси Z в полоидальной плоскости, для расчётов а, в был равен 30° , для б, з — $\Theta = 90^\circ$

Эффект конверсии мод при отражении волны от стенки в ИТЭР показан на рис. 3. Параметры инжекции обыкновенной волны выбраны так, чтобы при первом отражении доля появляющейся необыкновенной X-волны была мала (это отличается от предусмотренных в ИТЭР углов инжекции, при которых доля X-волны, появляющейся при первом отражении, велика). На рисунке видно, что с каждым отражением луча от камеры доля появляющейся необыкновенной волны плавно увеличивается и из-за этого растёт и эффективность ЭЦ-поглощения на каждом проходе волны.

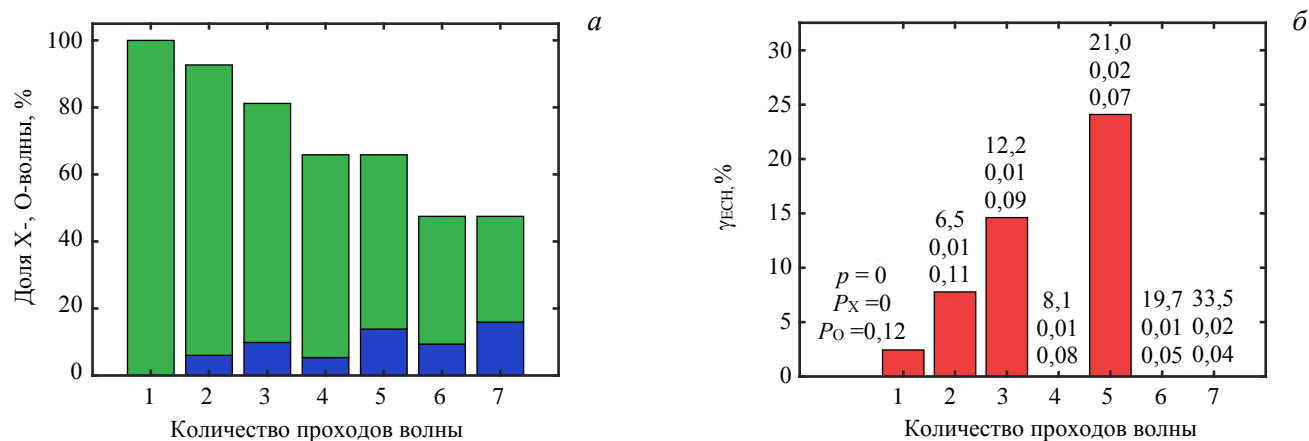


Рис. 3. Соотношение различных поляризаций волны для первого луча на первом проходе запущена О-волна, при отражениях происходит смешивание поляризаций (а); эффективность однопроходного поглощения, т.е. доля поглощённой мощности волны, на каждом проходе волны для центрального луча, указаны доля p обыкновенной волны, которая при отражении волны от стенки конвертируется в X-волну, мощность обыкновенной P_o и необыкновенной P_x волны для выбранного луча в условных единицах (б). Параметры инжектированной волны: тороидальный угол инжекции равен $\Phi = 5^\circ$, полоидальный угол инжекции равен $\Theta = 80^\circ$, параметры плазмы: $T_e = 100$ эВ, $n_e = 0,1 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$

Для расчёта двумерной функции $P_{\text{ЕЩН}}(R, Z)$, показывающей локализацию поглощённой мощности инжектированного излучения в поперечном (полоидальном) сечении токамака, значения поглощённой мощно-

сти вдоль каждого луча $P_{\text{ECH}}(s)$ интерполируются вдоль траектории одного луча и между траекториями разных лучей на сетку (R, Z) (рис. 4). При этом, чтобы избежать ошибок интерполяции между лучами, в области плазмы, которая не пересекается конусом из лучей, значение $P_{\text{ECH}}(R, Z) = 0$. На рис. 5 показаны результаты расчётов эффективности поглощения ЭЦ-нагрева для условий, близких к начальной стадии разряда в ИТЭР.

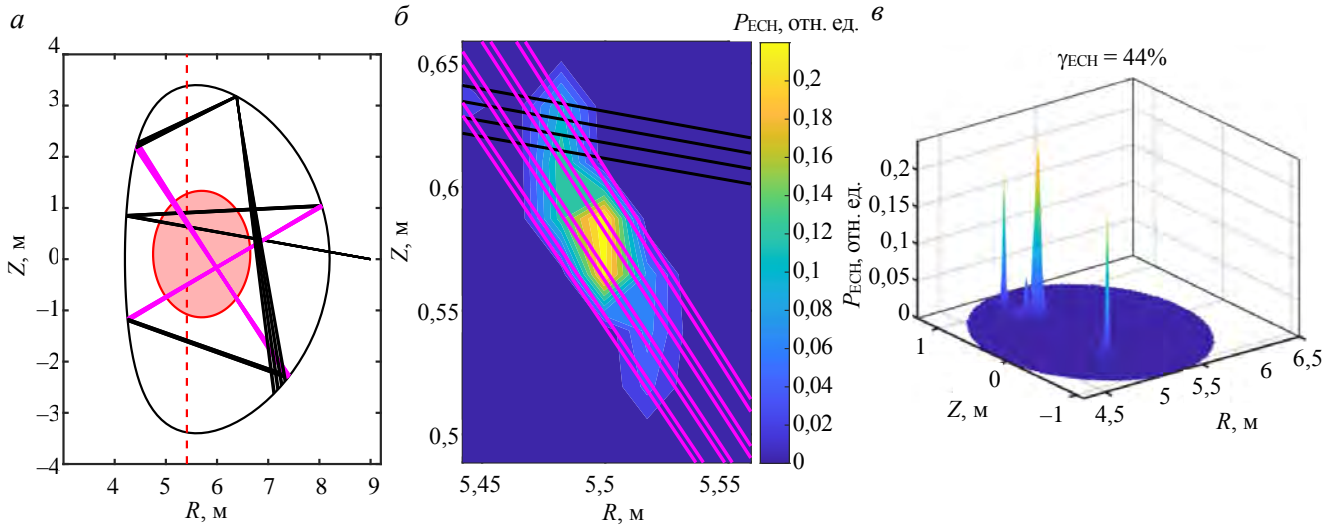


Рис. 4. Траектории лучей в плоскости R, Z после учёта семи проходов волны для случая начальной стадии разряда в ИТЭР при нагреве O1-модой (— малое поглощение <10%, — поглощение >10%, - - - положение холодного ЭЦ-резонанса (a); результат интерполяции значений $P_{\text{ECH}}(R, Z)$ по значениям $P_{\text{ECH}}(s)$ вдоль каждого луча (б); двумерный профиль поглощённой мощности $P_{\text{ECH}}(R, Z)$ для многопроходного поглощения инжектированного ЭЦ-излучения (в). Параметры плазмы и углы инжекции волны в плазму те же, что указаны на рис. 3

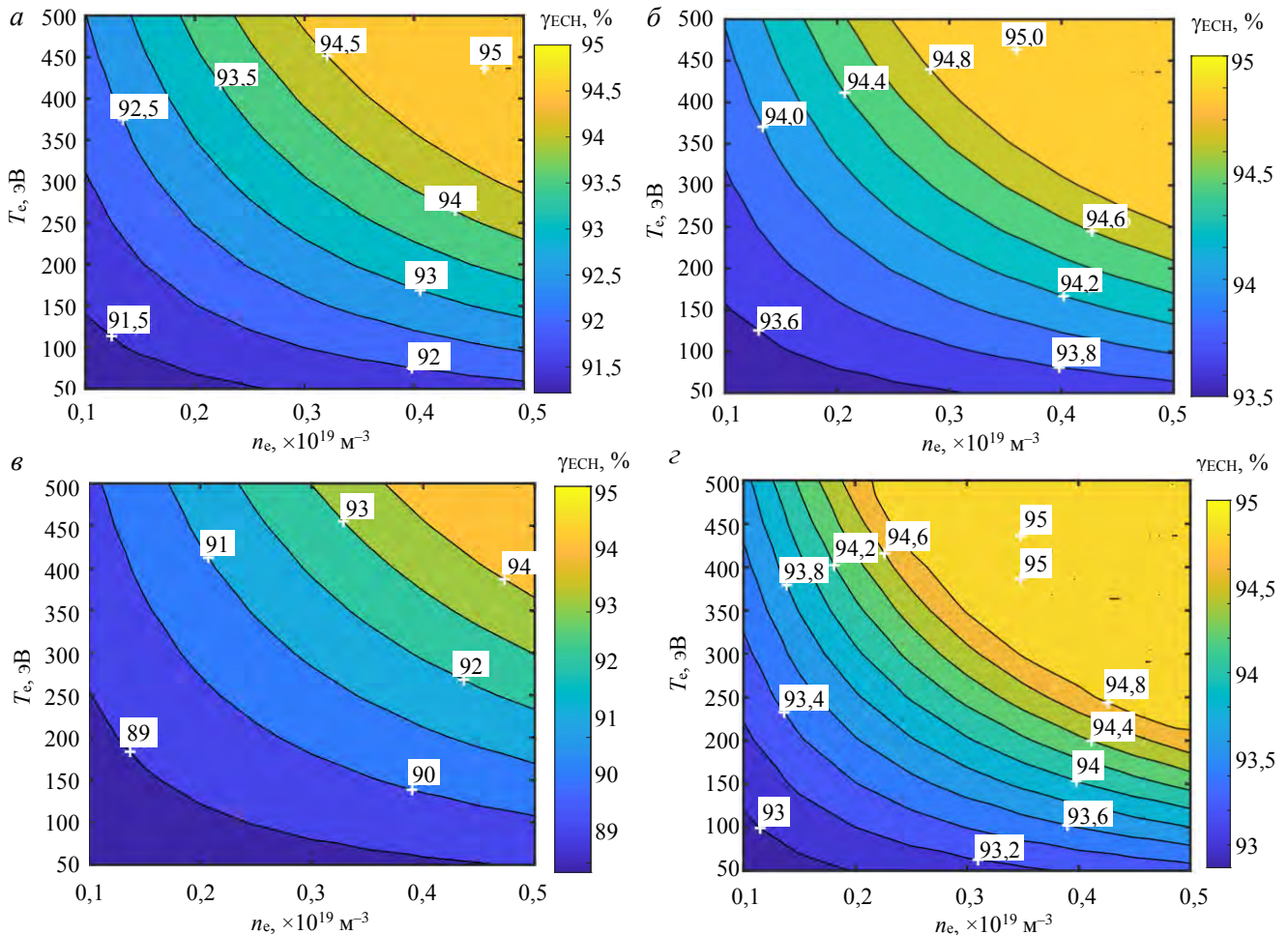


Рис. 5. Сравнение расчётов эффективности многопроходного ЭЦ-поглощения инжектируемой O1-волны на начальной стадии разряда в ИТЭР кодом `Fast_mp_ECH_startup` (a, б) с расчётами по модели [6] (в, з) для различных значений тороидального Φ и полоидального Θ углов инжекции волны в плазму: a, в — $\Phi = 10^\circ, \Theta = 75^\circ$; б, з — $\Phi = 20^\circ, \Theta = 90^\circ$

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ МНОГОПРОХОДНОГО ЭЦ-ПОГЛОЩЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗРЯДА

Как следует из рис. 2, для параметров начальной стадии разряда расчёты многопроходного ЭЦ-поглощения новым кодом `Fast_mp_ECH_startup` и модифицированным (для учёта нескольких проходов волны) кодом `GENRAY` совпадают с хорошей точностью, так как рефракция лучей на начальной стадии разряда незначительна, а однопроходное поглощение в обоих кодах практически совпадает для нагрева на первой гармонике обыкновенной волны.

Интересно сравнить результаты расчётов эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в ИТЭР, полученные с помощью лучевого кода `Fast_mp_ECH_startup`, и расчёты по аналитической модели [6, 14], учитывающей многопроходное поглощение сразу на всех проходах волн (с учётом смешивания мод при отражениях волн от стенки) в приближении изотропного размешивания излучения внутри камеры. На рис. 5 результаты расчётов эффективности ЭЦ-поглощения на начальной стадии разряда в ИТЭР, полученные с помощью нового кода, сравниваются с расчётами по многопроходной модели [6]. Видно, что в случае большего тороидального угла инжекции точность модели [6] возрастает, так как такой угол инжекции способствует большей изотропизации излучения по всей вакуумной камере.

ВЫВОДЫ

Разработан новый код для расчёта многопроходного ЭЦ-поглощения плазмой инжектированных ЭМ-волн на начальной стадии разряда в токамаках, который является упрощением лучевых кодов для условий начальной стадии разряда:

- применяется приближение прямолинейных траекторий для лучей;
- используются аналитические коэффициенты поглощения волн ЭЦ-диапазона в разреженной максвелловской плазме;
- учитывается конверсия мод при отражении волны от стенки вакуумной камеры.

Для условий, близких к начальной стадии разряда в ИТЭР и других токамаках-реакторах, проведено сравнение разных моделей для расчёта эффективности ЭЦ-поглощения:

- новый быстрый код `Fast_mp_ECH_startup`;
- лучевой код `GENRAY`, модифицированный для учёта многопроходного ЭЦ-поглощения;
- модель изотропного и однородного размешивания инжектированного излучения после одного или нескольких отражений от стенки вакуумной камеры (модификация модели кода `CYNEQ` для переноса собственного ЭЦ-излучения плазмы в токамаках-реакторах на немалых гармониках основной ЭЦ-частоты).

Результаты расчётов ЭЦ-нагрева путём инжекции первой гармоники обыкновенной ЭЦ-волны кодом `Fast_mp_ECH_startup` и модифицированным для учёта нескольких проходов волны кодом `GENRAY` совпадают с высокой точностью. Расчёты по модели изотропного и однородного размешивания излучения по всей камере совпадают с расчётами быстрым лучевым кодом только для углов инжекции, для которых выполняются условия для хорошей изотропизации излучения по всей вакуумной камере (наклонная инжекция, при которой только небольшая доля падающей волны при отражении от стенки переходит в другую моду ЭЦ-волны).

Расчёты проводились для случая однородной плазмы, но в общем случае быстрый код `Fast_mp_ECH_startup` можно использовать и в случае неоднородных профилей плазмы, получаемых при моделировании разряда общими транспортными кодами с участием этого быстрого кода. Такой код может быть включён в пакет кодов для интегрированного моделирования сценариев работы токамака с реакторными технологиями.

Работа выполнена за счёт средств государственного контракта от 17.04.2023 № Н.4к.241.09.23.1060 «НИОКР в обоснование программы исследований и технических требований к системам токамака с реакторными технологиями. Этап 2023—2024 годов».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Stober J., Jackson G.L., Ascasibar E., Bae Y.S. et al.** ECRH-assisted plasma start-up with toroidally inclined launch: multi-machine comparison and perspectives for ITER. — *Nuclear Fusion*, 2011, vol. 51, p. 083031.
2. **De Vries P.C., Gribov Y.** ITER breakdown and plasma initiation revisited. — *Ibid.*, 2019, vol. 59, p. 096043.
3. **Prater R., Farina D., Gribov Y., Harvey R.W. et al.** Benchmarking of codes for electron cyclotron heating and electron cyclotron current drive under ITER conditions. — *Ibid.*, 2008, vol. 48, p. 035006.
4. **Prater R.** Heating and current drive by electron cyclotron waves. — *Physics of Plasmas*, 2004, vol. 11, p. 2349—2376.

5. **Khayrutdinov R.R., Kuyanov A.Y., Lukash V.E., Zvonkov A.V.** — In: Proc. of the 38th EPS Conference on Plasma Physics. Strasbourg, France, 2011, ECA, vol. 35G, P2.085.
6. **Минашин П.В., Кукушкин А.Б., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э.** Модель многопроходного поглощения внешнего ЭЦ-излучения на начальной стадии разряда в ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, с. 76—84.
7. **Lloyd B., Carolan P.G., Warrick C.D.** ECRH-assisted start-up in ITER. — Plasma Physics and Controlled Fusion, 1996, vol. 38, p. 1627—1643.
8. **Nowak S., Airoldi A., Bruschi A., Cirant S. et al.** Measurements of residual power of EC waves propagating in FTU tokamak during ECRH experiments at 140 GHz. — Fusion Engineering and Design, 2001, vol. 53, p. 315—320.
9. **Granucci G., Ramponi G., Calabrò G., Crisanti F. et al.** Plasma start-up results with electron cyclotron assisted breakdown on Frascati Tokamak Upgrade. — Nuclear Fusion, 2011, vol. 51, p. 073042.
10. **Ricci D., Farina D., Figini L., Granucci G. et al.** — In: Proc. of the 43rd EPS Conference on Plasma Physics. Leuven, Belgium, 2016, O5.130.
11. **Farina D.** A Quasi-Optical Beam-Tracing Code for Electron Cyclotron Absorption and Current Drive: GRAY. — Fusion Science and Technology, 2007, vol. 52, p. 154—160.
12. **Granucci G., Garavaglia S., Ricci D., Artaserse G. et al.** Experiments and modeling on FTU tokamak for EC assisted plasma start-up studies in ITER-like configuration. — Nuclear Fusion, 2015, vol. 55, p. 093025.
13. **Granucci G., Ricci D., Farina D., Figini L. et al.** Studies on absorption of EC waves in assisted startup experiment on FTU. — EPJ Web of Conferences, 2012, vol. 32, p. 02016.
14. **Minashin P.V., Kukushkin A.B., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** A model of multi-pass absorption of external EC radiation at initial stage of discharge in ITER. — EPJ Web of Conferences, 2015, vol. 87, p. 03005.
15. **Kukushkin A.B.** — In: Proc. of the 14th IAEA Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Wuerzburg, Germany, 1992, IAEA, vol. 2, p. 35—45.
16. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** — In: Proc. of the 36th EPS Conference on Plasma Physics. Sofia, Bulgaria, 2009, ECA, vol. 33E, P.4.136.
17. **Kukushkin A.B., Minashin P.V.** Self-Similarity of Continuous-Spectrum Radiative Transfer in Plasmas with Highly Reflecting Walls. — Symmetry, 2021, vol. 13, p. 1303.
18. **Minashin P.V., Kukushkin A.B.** Spectral Intensity of Electron Cyclotron Radiation Emerging from the Plasma to the First Wall in ITER. — Ibid., 2023, vol. 15, p. 118.
19. **Minashin P.V., Harvey R.W., Khayrutdinov R.R., Kukushkin A.B. et al.** — In: Proc. of the 20 Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating (EC20). Greifswald, Germany, 2018.
20. **Moseev D., Oosterbeek J.W., Sirinelli A., Corre Y. et al.** Stray radiation energy fluxes in ITER based on a multiresonator model. — Fusion Eng. and Des., 2021, vol. 172, p. 112754.
21. **Oosterbeek J.W., Udintsev V.S., Gandini F., Hirsch M. et al.** Loads due to stray microwave radiation in ITER. — Ibid., 2015, vol. 96—97, p. 553—556.
22. **Hsu J.Y., Moeller C.P.** Polarization change of electron cyclotron waves by reflection. — AIP Conference Proceedings, 1987, vol. 159, p. 13—16.
23. **Bornatici M., Cano R., De Barbieri O., Engelmann F.** Electron cyclotron emission and absorption in fusion plasmas. — Nuclear Fusion, 1983, vol. 23, p. 1153.
24. **Трубников Б.А.** — В сб.: Физика плазмы и проблема УТР. Под ред. М.А. Леонтовича. — М.: Изд-во АН СССР, 1958, т. 3, с. 104—113.
25. **Golubev S.V., Gospodchikov E.D., Smolyakova O.B.** On matching a microwave radiation with the plasma of an electron cyclotron resonance discharge. — Physics of Plasmas, 2023, vol. 30, p. 112503.
26. **Smirnov A.P., Harvey R.W., Kupfer K.** A general ray tracing code GENRAY. — Bulletin of the American Physical Society, 1994, vol. 39, p. 1626.



Павел Вадимович Минашин, в.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; доцент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Minashin_PV@nrcki.ru



Дмитрий Романович Филипенко, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; студент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
fdr2001@mail.ru



Kukushkin_AB@nrcki.ru

Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; Частное учреждение «Проектный центр ИТЭР», 123060 Москва, ул. Расплетина 11, Россия

Статья поступила в редакцию 1 июля 2024 г.

После доработки 8 августа 2024 г.

Принята к публикации 3 сентября 2024 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2024 г. 47, вып. 3, с. 129—138.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Сычугов Д.Ю., Рыжаков Д.В., Андреев В.Ф., Горбунов А.В., Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Ноткин Г.Е., Сушков А.В., Тарасян К.Н., Шелухин Д.А., Хайрутдинов Э.Н.</i> Моделирование устойчивых равновесных магнитных конфигураций для первых экспериментов на установке токамак Т-15МД.....	5
<i>Саврухин П.В., Шестаков Е.А., Тепикин В.И.</i> Система генерации внешних резонансных магнитных полей на токамаке Т-15МД	17
<i>Саранча Г.А., Дрозд А.С., Кудашев М.С., Сергеев Д.С.</i> Концепция оптоволоконного датчика тока для токамака Т-15МД.....	25
<i>Курские Г.С., Сдвиженский П.А., Жильцов Н.С., Ткаченко Е.Е., Теплова Н.В., Трошин Г.А., Крыжановский А.К., Кукушкин А.Б., Соколов А.В., Волошинов В.В.</i> Статистический анализ подобия профилей параметров плазмы на квазистационарной стадии разрядов в токамаке Глобус-М2.....	36
<i>Корнев П.С., Коньков А.Е., Чектыбаев Б.Ж., Котов С.В., Зарва Д.Б.</i> Оценка области управляемости вертикальным положением плазмы в токамаке КТМ с катушкой НФС.....	49
<i>Нагель Н.Н., Лисица В.С., Шурыгин В.А.</i> Анализ нестационарной зарядовой кинетики гелия в начальной фазе плазменного разряда в LHD.....	60
<i>Рулёв Р.В., Мазуль И.В., Пискарёв П.Ю., Кузнецов В.Е., Левичев В.В., Колесник М.С., Рузанов В.В., Танчук В.Н.</i> Тепловые испытания вертикальной мишени дивертора при имитировании качания сепаратрисы	68
<i>Боровицкая И.В., Пименов В.Н., Кориунов 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.</i> Повреждение поверхностного слоя вольфрама при облучении стационарными и импульсными пучково-плазменными потоками гелия	79
<i>Гурьев В.В., Куликов И.В., Шавкин С.В.</i> Анизотропия критического тока технических сверхпроводников: методы анализа и примеры применения	93
<i>Готт Ю.В.</i> TOREQ — код для решения уравнения Грэда—Шафранова в плазме с фиксированной границей	108
<i>Хуснутдинов Р.И., Ефимов Н.Е., Никитин И.А., Гаспарян Ю.М., Кукушкин А.Б.</i> Моделирование скорости распыления первой стенки токамака атомами изотопов водорода в пристеночной плазме.....	117
<i>Минашин П.В., Филипенко Д.Р., Кукушкин А.Б.</i> Моделирование электронно-циклотронного поглощения инжектированного излучения в плазме на начальной стадии разряда в токамаках.....	129

CONTENTS

<i>Sychugov D.Yu., Ryzhakov D.V., Andreev V.F., Gorbunov A.V., Kirneva N.A., Kislov D.A., Notkin G.E., Sushkov A.V., Tarasyan K.N., Shelukhin D.A., Khairutdinov E.N.</i> Modeling of stable equilibrium magnetic configurations for the first experiments on the tokamak T-15MD installation	5
<i>Savrukhin P.V., Shestakov E.A., Tepikin V.I.</i> Generation of the resonant magnetic fields in the T-15MD tokamaks	17
<i>Sarancha G.A., Drozd A.S., Kudashev M.S., Sergeev D.S.</i> Fiber-optics current sensor concept for the T-15MD tokamak	25
<i>Kurskiev G.S., Sdvizhenskii P.A., Zhiltsov N.S., Tkachenko E.E., Teplova N.V., Troshin G.A., Kryzhanovskiy A.K., Kukushkin A.B., Sokolov A.V., Voloshinov V.V.</i> Statistical analysis of similarity of plasma parameters profiles at quasi-stationary stage of discharges in Globus-M2 tokamak	36
<i>Korenev P.S., Konkov A.E., Chektybayev B.Zh., Kotov S.V., Zarva D.B.</i> Estimation of plasma vertical position controllability region in KTM tokamak with the HFC coil.....	49
<i>Nagel N.N., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.</i> Analysis of unsteady charge state kinetics of helium in the startup phase of plasma discharge in LHD	60
<i>Rulev R.V., Mazul I.V., Piskarev P.Yu., Kuznetsov V.E., Levichev V.V., Kolesnik M.S., Ruzanov V.V., Tanchuk V.N.</i> Heat flux tests of the divertor vertical target when simulating separatrix sweeping	68
<i>Borovitskaya I.V., Pimenov V.N., Korshunov S.N., Mansurova A.N., Maslyaev S.A., Demin A.S., Morozov E.V., Epifanov N.A., Mikhailova A.B., Latyshev S.V., Bondarenko G.G., Gaidar A.I., Matveev E.V., Monakhov I.S.</i> Damage of the tungsten surface layer under irradiation by stationary ion and pulse beam-plasma flows of helium.....	79
<i>Guryev V.V., Kulikov I.V., Shavkin S.V.</i> Critical current anisotropy of practical superconductors: analysis methods and application cases.....	93
<i>Gott Yu.V.</i> TOREQ — a code for solving the Grad—Shafranov equation in plasma with a fixed boundary	108
<i>Khusnutdinov R.I., Efimov N.E., Nikitin I.A., Gasparyan Yu.M., Kukushkin A.B.</i> Modelling of sputtering rate of the tokamak first wall by hydrogen isotopes atoms in the near-wall plasma	117
<i>Minashin P.V., Filipenko D.R., Kukushkin A.B.</i> Modeling of electron cyclotron absorption of injected radiation in plasma at the initial stage of discharge in tokamaks	129

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 47, выпуск 3

Ответственные за выпуск А.Б. Кукушкин, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик С.В. Шаповалова. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 14.09.24. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 12. Уч.-изд. л. 11. Тираж 146. Индекс 3648. 12 статей. Заказ 50
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1