

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2021

Том 44
Выпуск 4



К сожалению, мы продолжаем терять титанов, на которых наша редколлегия опирается в своей работе. В сентябре мы лишились Сергея Леонидовича Недосеева, который был одним из ключевых работников, определяющих приоритеты деятельности в ряде важных отраслей термоядерного синтеза, в частности в инерциальном управляемом термоядерном синтезе (УТС). Редколлегия нашего журнала на своём заседании 28 сентября 2021 г. обсудила ситуацию, связанную с потерей С.Л. Недосеева, и ввела в состав редколлегии Елену Ростиславовну Коршеву, доктора физико-математических наук, главного научного сотрудника, и.о. начальника лаборатории нейтронной физики Физического института РАН им. П.Н. Лебедева. Её научные интересы связаны с созданием и транспортировкой криогенных мишеней в системах инерциального УТС

с лазерным и тяжелоионным драйвером.

Работа редколлегии невозможна без постоянной поддержки коллективов, решающих проблемы УТС. Редколлегия благодарит рецензентов И.М. Абдуханова, В.И. Панцирного, А.С. Цаплеву, В.М. Чернова (ВНИИИМ им. А.А. Бочвара, Москва), О. Агрена (Уппсальский университет, Уппсала, Швеция), С.С. Ананьева, В.Ф. Андреева, А.А. Борисова, В.А. Вершкова, В.В. Вихрева, К.Ю. Вуколова, А.В. Горшкова, Ю.В. Готта, С.А. Данько, Д.Н. Диева, А.Ю. Днестровского, В.Н. Докуку, А.В. Жиркина, Н.В. Иванова, М.Н. Казеева, Н.А. Кирневу, И.А. Ковалёва, В.С. Койдана, С.В. Коновалова, В.И. Крауза, А.В. Кривых, С.Л. Круглова, А.Б. Кукушкина, А.С. Кукушкина, Б.В. Кутеева, В.М. Леонова, В.Э. Лукаша, Д.В. Марковского, Ю.В. Мартыненко, П.В. Минашина, М.И. Михайлова, В.М. Мордашева, В.С. Неверова, С.Л. Недосеева, А.А. Панасенкова, В.С. Петрова, В.Д. Пустовитова, А.А. Пшенова, В.А. Рябова, М.М. Соколова, А.В. Спицына, Б.И. Хрипунова, В.И. Хрипунова, В.Ф. Цибульского, Д.И. Чувиллина, А.Н. Чудновского, К.В. Чукбара, С.В. Шавкина (НИЦ «Курчатовский институт»), А.В. Бурдакова, В.И. Давыденко, С.В. Полосаткина, Ю.А. Тихонова, М.А. Христо (ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск), В.А. Быкова (ИФП им. Макса Планка, Грайфсвальд, Германия), Г. Ван Ооста (Гентский университет, Гента, Бельгия), Д.Г. Василькова (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва), А.В. Верткова (АО «Красная Звезда», Москва), Г.Г. Гладуша, С.В. Мирнова, А.Н. Романникова (ТРИНИТИ, Троицк, Москва), С.А. Григорьева, И.В. Мазуля, А.Б. Минеева, В.Н. Танчука, О.Г. Филатова (НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Санкт-Петербург), М.П. Грязневича (ООО «Токамак Энерджи», Оксон, Великобритания), К.П. Зольникова (Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск), Ю.А. Кашука, А.В. Красильникова, С.А. Лелехова, Д.В. Портнова (Частное предприятие «ИТЭР-Центр», Москва), Е.Ю. Клименко (Национальный исследовательский университет «Московский авиационный институт», Москва), А.В. Козлова (АО «Институт реакторных материалов», г. Заречный, Свердловская обл.), А.Ю. Лешукова (НИКИЭТ им. Н.А. Доллежала, Москва), И.И. Линге (Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва), В.Б. Минаева (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург), В.Е. Моисеенко, В.А. Рудакова (Институт физики плазмы, Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина), М.Б. Розенкевича (Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева», Москва), Е.Ю. Соломатину, А.А. Юхимчука (Российский федеральный ядерный центр «ВНИИЭФ», г. Саров) Нижегородская обл.), В.Е. Сытникова (Научно-технический центр ПАО «Федеральная сетевая компания Единой энергетической системы», Москва), Д.Ю. Сычугова (Факультет вычислительной математики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова), В.М. Шарапова (Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва) за тесное сотрудничество с редколлекцией при подготовке выпусков нашего журнала в 2021 г.

Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез»

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 44

Выпуск 4

МОСКВА — 2021

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

Б.Н. Колбасов, зам. главного редактора, с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

Д.В. Коваленко, начальник группы, н.с., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

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

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

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

А.С. Кукушкин, в.н.с., к.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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, начальник отдела, 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.А. Рудаков, д.ф.-м.н., Харьковский физико-технический институт, Харьков, Украина

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

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

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

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

В.М. Шарапов, в.н.с., д.ф.-м.н., ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, 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>
Импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,407

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 44

Issue 4

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

MOSCOW — 2021

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

B.N. Kolbasov, Deputy Editor-in-Chief, Senior Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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, Technical Editor, Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

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

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

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

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

D.V. Kovalenko, Research Scientist, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, 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. Krasheninnikov, Professor, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, University of California at San Diego, San Diego, CA, USA

A.S. Kukushkin, Leading Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

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

The journal is included into the list of the Supreme Certification Commission key journals. Its indexes are available in the databases Scopus, the Ulrich's Periodicals Directory and the Russian Science Citation Index (RSCI) on the Web of Science platform. The papers published in it have digital 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 impact factor of the journal in RSCI: 0,407

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, Division Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

A.N. Romannikov, Adviser to the General Director, 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.A. Rudakov, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

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

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

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

V.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

V.M. Sharapov, Leading Research Scientist, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, A.N. Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry, 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»

УДК 621.039.63

ОЦЕНКА УРОВНЯ ГОТОВНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ТРИТИЕВОГО ЦИКЛА В РОССИИ НА ПРИМЕРЕ ПРОЕКТА ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН

*Б.В. Иванов, С.С. Ананьев**НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В России проектируется гибридный (синтез-деление) реактор ДЕМО-ТИН мощностью DT-синтеза 40 МВт. Для работы реактора необходима разработка систем термоядерного топливного цикла (ТЦ). Они базируются на технологиях обращения с тритием и дейтерием, которые сейчас разрабатывают и применяют в различных областях науки и техники. Необходимость совершенствования тритиевых технологий в России обусловлена переходом к на порядок большим современным газовым потокам и запасам трития в топливном цикле гибридных и термоядерных систем в условиях ограничений на импорт технологий двойного назначения. Для выбора надёжных технологий и интенсификации разработок в критических областях ТЦ необходим анализ уровня готовности технологий. Нами была проведена оценка готовности существующих в России технологий обращения с тритием и дейтерием для применения в топливном цикле ДЕМО-ТИН. Для анализа применялась методика Technology Readiness Level (TRL), в соответствии с которой каждой технологии присваивается уровень готовности от TRL 1 (продемонстрированы базовые принципы технологии) до TRL 9 (технология проверена успешной работой). Рассмотрены технологии мембранного разделения водородсодержащих газовых смесей, криогенной ректификации водорода, хроматографического разделения изотопов водорода, криоадсорбционного разделения, детритизации газов в скруббере и процесс CECE (Combined Electrolysis and Catalytic Exchange). Другие технологии ТЦ будут рассмотрены нами в последующих публикациях. Перечисленные технологии отработаны в России и используются в различных направлениях промышленности и науки. Однако эксплуатационные условия использования технологий отличаются от планируемых параметров ТЦ ДЕМО-ТИН, для которого большинство технологий находятся на стадии разработки (TRL 4—6), отдельные технологии, такие как криоадсорбционное разделение и хроматографические процессы, соответствуют стадии исследования (TRL 1—3). Состояние этих технологий «ниже» или «соответствуют мировому уровню». Для дальнейшего развития рассмотренных технологий необходимы специализированные установки и стенды, которые позволят отрабатывать их совместное использование в условиях, имитирующих эксплуатацию термоядерной установки.

Ключевые слова: топливный цикл, тритий, дейтерий, изотопы водорода, уровень готовности технологий, зрелость технологий, ДЕМО-ТИН, ТИН-СТ, термоядерный реактор, тритиевые технологии в России, палладиевые мембраны, криогенная ректификация водорода, CECE-процесс, хроматографическое разделение изотопов водорода, удаление тритийсодержащих примесей адсорбцией при криогенных температурах, удаление паров тритированной воды в скруббере.

RUSSIAN TRITIUM CYCLE TECHNOLOGY READINESS LEVEL ANALYSIS FOR THE DEMO-FNS HYBRID (FISSION-FUSION) REACTOR

*B. V. Ivanov, S. S. Ananyev**National Research Center «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

A hybrid (fusion-fission) DEMO-FNS reactor with a DT fusion capacity of 40 MW is being designed in Russia. For the operation of the reactor, it is necessary to develop systems for the fusion fuel cycle (FC). They are based on technologies for handling tritium and deuterium, which are now being developed and used in various fields of science and technology. The need to improve tritium technologies in Russia is due to the transition to larger gas flows (orders of magnitude) and reserves of tritium in the fuel cycle of hybrid and fusion systems in the context of restrictions on the import of dual-use technologies. To select reliable technologies and intensify developments in critical areas of the FC, an analysis of the technology readiness levels is required. We have carried out an assessment of the readiness of existing in Russia technologies for handling tritium and deuterium for use in the DEMO-FNS fuel cycle. For the analysis, the Technology Readiness Level (TRL) methodology was used, in accordance with which each technology was assigned a readiness level from TRL 1 (the basic principles of the technology were demonstrated) to TRL 9 (the technology was tested by successful operation). The following technologies are considered: membrane separation of hydrogen-containing gas mixtures, cryogenic hydrogen rectification, chromatographic separation of hydrogen isotopes, cryoadsorption separation, gas detritiation in a scrubber and the CECE (Combined Electrolysis and Catalytic Exchange)-process. Other technologies of the FC will be considered by us in subsequent publications. The listed technologies have been developed in Russia and are used in various areas of industry and science. However, the operating conditions for the use of technologies differ from the planned parameters of the DEMO-FNS FC, for which most technologies are under development phase (TRL 4—6), certain technologies, such as cryoadsorption separation and chromatographic processes correspond to the research stage (TRL 1—3). The state of these technologies is «below» or «corresponds to the world level». For the further development of the considered technologies, specialized installations and stands are needed, which will allow testing their joint use under conditions that simulate the operation of a fusion installation.

Key words: Fuel cycle, tritium, deuterium, hydrogen isotopes, technology readiness level, TRL, technology maturity, DEMO-FNS, fusion reactor, tritium technologies in Russia, palladium membranes, hydrogen cryogenic rectification, CECE-process, chromatographic separation hydrogen isotopes, removal of tritium-containing impurities by adsorption at cryogenic temperatures, removal of tritiated water vapors in a scrubber.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-5-24

ВВЕДЕНИЕ

Системы термоядерного топливного цикла (ТЦ) являются исключительно важными для создания и безопасной эксплуатации установок, использующих реакцию термоядерного горения, таких как термоядерные реакторы (ТЯР) и гибридные системы синтез—деление [1]. Системы, образующие ТЦ, должны обеспечивать хранение топливных изотопов водорода (дейтерия и трития), их инжекцию в плазму, откачку из вакуумной камеры, очистку от примесей и переработку смеси газов для многократного их использования.

В нашей стране в сфере технологий управляемого термоядерного синтеза успешно работают различные научные группы и организации. Работы сосредоточены в области физики удержания термоядерной плазмы [2], защиты первой стенки ТЯР от интенсивных потоков энергии и частиц из плазмы [3], диагностических систем [4] либо ориентированы на создание новых установок [5] и работы в рамках проекта ИТЭР [6, 7]. Последние, в основном, не связаны напрямую с системами топливного цикла установки. Эксплуатируемые исследовательские термоядерные установки в РФ (Глобус-М2, Т-10, Т-11 и др.) не предусматривают замкнутый ТЦ в связи с импульсным характером их работы. Также можно выделить концептуальный проект Игнитор, имеющий оригинальный ТЦ [8, 9], а также планируемые работы по созданию прототипа ТЦ на комплексе токамака Т-15МД [10]. В 1993—1997 гг. во ВНИИЭФ был сформирован крупномасштабный тритиевый контур (тритиевая лаборатория) для моделирования процессов вакуумно-тритиевого комплекса ТЯР и ресурсных испытаний технологического оборудования комплекса [11]. Предельное содержание трития в контуре могло достигать 200 г [11]. В остальном, не принимая во внимание устаревшего и не введённого в эксплуатацию стенда ТЦ-токамака ТСП [9, 11], в РФ нет специализированной стендовой базы для испытания технологий ТЦ-токамаков. Такая стендовая база и отдельные установки, например ТИН-СТ [13], должны быть созданы в рамках федерального проекта «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 г.» [1, 14, 15]. Поскольку федеральный проект ориентирован на развитие стационарных гибридных и термоядерных систем, обязательным компонентом которых будет ТЦ, необходимо создать дорожную карту развития его технологий для интенсификации разработок в критических областях и достижения необходимого уровня готовности этих технологий в запланированное время. Для этого необходим анализ текущего состояния и степени готовности технологий топливного цикла. В статье рассмотрены технологии ТЦ, основанные на физико-химических методах обращения с топливной смесью или продуктами её переработки. К таким технологиям относятся мембранное разделение водородсодержащих газовых смесей, криогенная ректификация водорода, хроматографическое разделение изотопов водорода, фазовый изотопный обмен в системе $\text{H}_2\text{O}^{\text{пар}}-\text{H}_2\text{O}^{\text{жид}}$, СЕСЕ-процесс и криогенная адсорбция смесей водородсодержащих веществ. Нами проанализирован уровень готовности этих технологий на текущий момент.

Проект промышленного гибридного (синтез—деление) реактора, подразумевает демонстрацию гибридных технологий на установке ДЕМО-ТИН [1, 16] и предварительную отработку стационарных режимов работы термоядерного источника нейтронов (ТИН) на установке ТИН-СТ [13]. Развитие отдельных технологий для гибридных систем синтез—деление (ГССД) должно поддерживаться стендовыми испытаниями на всех этапах программы. При анализе кандидатных технологий ТЦ необходимо ориентироваться на обеспечение требуемых показателей производительности систем ТЦ ДЕМО-ТИН и сокращение количества трития в системах ТЦ. Ранее авторами были рассмотрены возможные технологии [17] для ТЦ установки ДЕМО-ТИН и проанализированы основания для их выбора с учётом особенностей установки на основании моделирования [18—21]. Позже было показано [22], что некоторые технологии могут быть использованы более чем в одной системе ТЦ в различной конфигурации. Это позволяет независимо развивать альтернативные технологии для возможного использования в одной и той же системе. Это целесообразно с точки зрения управления рисками проекта, например, при обнаружении непреодолимых препятствий при разработке и изготовлении оборудования, внедрении или интеграции одной из технологий возможна переориентация технологической схемы ТЦ на альтернативную. В некоторых случаях современный уровень развития технологий не позволяет точно оценить технологические параметры будущей полноформатной установки, а значит и экономическую эффективность, поэтому целесообразно развивать альтернативные технологии, повышая их уровень готовности.

Ранее в России методика TRL не применялась для анализа зрелости технологий ТЦ термоядерных установок. Актуальность проведения анализа обоснована включением в исследовательскую и технологическую программы ДЕМО-ТИН технологий, входящих в перечень двойного назначения [23, 24], импорт

которых из США, Евросоюза и других стран может быть затруднён. В данной работе посредством анализа уровней готовности технологий ТЦ ДЕМО-ТИН решаются задача выбора приоритетов исследовательской программы для достижения необходимых результатов и задача минимизации рисков за счёт своевременной отработки необходимых технологий или их альтернатив.

ТЦ ДЛЯ ГИБРИДНЫХ СИСТЕМ

Для демонстрации возможности создания гибридных реакторов и отработки их систем планируется строительство компактного сферического токамака ТИН-СТ и установки ДЕМО-ТИН.

Установка ДЕМО-ТИН представляет собой термоядерный источник нейтронов на основе токамака с параметрами $R/a = 3,2$ м/1 м, $B = 5$ Тл, $I_p = 4-5$ МА, $P_{NBI} = 30$ МВт и $P_{ECR} = 6$ МВт, мощностью DT-синтеза $P_{fus} = 40$ МВт и содержит бланкет с соединениями лития для воспроизводства трития и делящимися нуклидами [25]. Такая конфигурация позволяет использовать и удачно комбинировать известные и отработанные технологии в ядерной и термоядерной частях установки. Благодаря сверхпроводящей магнитной системе, системам нагрева и некоторым другим особенностям конструкции токамака планируется достичь стационарного режима горения плазмы [1]. Применение в бланкете делящихся материалов позволяет производить тепло в количестве, существенно превышающем термоядерную мощность установки, и использовать это тепло для обеспечения установки электроэнергией, а также расширенно воспроизводить тритий (Tritium breeding ratio (TBR) $> 1,2$), используя существующие технологии. Данные особенности реактора в значительной степени определяют конфигурацию тритий-дейтериевого ТЦ и выбор конкретных технологий. В работе [17] в качестве базовой была предложена конфигурация топливного цикла, состоящая из трёх контуров:

- основного контура для непосредственного обращения с тритиево-дейтериевым топливом, включая очистку, обогащение, ребалансировку изотопов и инжекцию топлива в плазму;
- второго контура для выделения трития из бланкета, включая очистку и разделение изотопов;
- вспомогательного контура для предотвращения попадания трития в окружающую среду и организм персонала при нормальной эксплуатации и при нештатных ситуациях, а также для переработки тритийсодержащих отходов.

Для решения всех обозначенных задач было проведено нульмерное моделирование [18, 19], оптимизирована на его основе архитектура ТЦ и выбраны кандидатные технологии [17]. Основные системы и технологии ДЕМО-ТИН представлены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Основные технологии для систем тритиево-дейтериевого цикла ДЕМО-ТИН

Система	Технология
Первый контур	
Откачка	Криогенная Турбомолекулярная Форвакуумная
Экстракция водорода	Мембранное разделение
Разделение изотопов	Мембранно-каталитическое разделение Хроматографические методы
Системы инжекции	Ректификация водорода Пеллет-инжекция Инжекция быстрых нейтронов Газовая инжекция
Второй контур	
Воспроизводство, извлечение трития из бланкета и его доведение до кондиционного состояния	Бридинговые материалы Состав и конструкция гибридного бланкета Методы извлечения и очистки трития
Третий контур	
Детритизация газов	Адсорбционные методы
Работа с радиоактивными отходами	Фазовый изотопный обмен
Работа с plasma enhancement gases (PEG)	СЕСЕ-процесс Криогенная адсорбция
Другие системы	
Удержание трития и безопасность	Системы обеспечения безопасности
Хранение трития и водорода	Сорбционные методы
Конструкционные и функциональные материалы для работы с тритием	Конструкционные материалы
Вспомогательные устройства	Покртия
Транспортировка трития	Аналитическое оборудование Транспортные контейнеры и безопасность

Система тритиевого топливного цикла является одной из ключевых систем гибридного реактора. В работе [17] авторы рассматривали конкретные технологические решения для остальных систем реактора ДЕМО-ТИН, таких как вакуумная камера, электромагнитная система, ядерный бланкет и др. Проект ДЕМО-ТИН находится в начальной стадии разработки технического проекта, поэтому возможны изменения подходов и технологических решений основных систем реактора. Изменения этих систем могут в значительной мере повлиять на конфигурацию топливного цикла ДЕМО-ТИН и на возможность применения тех или иных технологий.

Гибридную установку ДЕМО-ТИН создают на основе токамака, который по своим основным параметрам сопоставим с ранее построенными машинами (JT-60, JET и TFTR) и значительно меньше строящегося ИТЭР. Тритиевый топливный цикл ДЕМО-ТИН по количеству трития и потокам топлива в плазму занимает промежуточное положение между этими установками. Большее количество трития в ДЕМО-ТИН (~2000 г), чем в JET (60 г) и TFTR (25 г), связано с его стационарной работой. Также перед установками JET и TFTR не стояла задача воспроизводства трития в установке.

В табл. 2 показано, как могут использоваться выбранные технологии в основных системах ТЦ ТИН. Поскольку одни и те же технологии могут применяться в различных системах (и в различном качестве), необходим подробный анализ для выбора оптимальных технологий на всех этапах создания ГССД с учётом требований к системам ТЦ и степени готовности технологий.

Т а б л и ц а 2. Таблица использования конкурентных технологий [22] в основных и вспомогательных системах ТЦ

Технология	Основные системы				Вспомогательные системы			
	Выделение водорода	Разделение изотопов	Улавливание Т в газовых потоках	Хранение и подача трития и изотопов водорода (ИВ)	Переработка тритийсодержащих ЖРО	Разделение примесных газов	Выделения Т из бланкета	Детритизация теплоносителя
Газовая хроматография		I удаление Т в СНИ II удаление протия III разделение ИВ					✓ разделение смеси Т и протия	
Рективизация водорода		✓ разделение ИВ			✓ выделение Т из ЖРО		✓ разделение смеси Т и протия	
Криогенная абсорбция	✓ очистка потока Т от примесей				Разделение PEG I Разделение PEG + Т (imp) II		✓ выделение потока Т из смеси с He	
Адсорбция при нормальной температуре			✓ улавливание Т-воды					
Мембранное разделение		I выделение Т и ИВ из смеси с He II очистка потока Т от примесей III выделения Т и ИВ в СРИ IV выделения Т и ИВ из потока (в режиме с противотоком)			✓ выделение ИВ/очистка ИВ от паров H ₂ O		✓ выделение потока Т из смеси с He	
Фазовый изотопный обмен			✓ Улавливание Т-воды					
СЕСЕ-процесс					✓ выделение Т из ЖРО		Выделение Т из теплоносителя (H ₂ O) ✓	
Сорбенты (хранение)				I кратковременное хранение ИВ II долгосрочное хранение III транспортировка ИВ			✓ выделение потока Т из смеси с He	

Примечание. Цветом условно обозначена важность развития технологий: ■ — высокая; ■ — средняя; ■ — ниже среднего. В случае применения технологий в различных процессах используется нумерация и символ ✓ (I, II, III, IV, ✓, расшифровка которых размещена рядом; ЖРО — жидкие радиоактивные отходы; СНИ — система нейтральной инъекции; СРИ — система разделения изотопов

Степень важности развития технологии была определена по следующим критериям: режим работы (постоянный или периодический), количество трития в системе, возможность эффективной замены другой технологией, контур, в который включена технология (основной контур, контур бланкета, вспомогательный контур). В результате наиболее важными технологиями были выбраны ректификация водорода, мембранное разделение и сорбционное хранение. Эти технологии будут использованы в основном контуре переработки топливной смеси, системы на их основе работают в непрерывном режиме (за исключением сорбционного хранения) и содержат большое количество трития. Эти технологии не могут быть заменены другими без значительного снижения эффективности или режима работы систем.

Одним из требований для проекта ДЕМО-ТИН является использование отработанных, надёжных и эффективных технологий для обеспечения быстрой разработки и разумных затрат для ввода реактора в эксплуатацию. В СССР и затем в России, в первую очередь, благодаря военному применению были развиты технологии переработки и обращения с высоко концентрированным тритием. Достаточно длительное время идёт успешный процесс их заимствования и развития в гражданской сфере, в том числе в термоядерном синтезе [26].

МЕТОДИКА

Оценку зрелости кандидатных технологий тритий-дейтериевого топливного цикла гибридного реактора ДЕМО-ТИН авторы в данной работе проводят с помощью методики TRL. Методика TRL — оценка уровня готовности технологии была разработана национальным управлением по аэронавтике и исследованию космического пространства США (NASA), а затем адаптирована в широком круге государственных и коммерческих организаций [27]. Методика TRL адаптирована в различных государственных и коммерческих организациях, последовательно применяется в рамочных исследовательских программах (например, Horizon 2020 [28]), а также включена в международные стандарты [29]. В России методику TRL наряду с другими применяют государственные структуры для анализа инвестиционной привлекательности и конкурентоспособности разработок [30, 31].

Методика TRL неоднократно применялась различными группами для оценки готовности технологий в проектах, относящихся к термоядерной тематике: для совокупности систем промышленного термоядерного реактора [32]; топливного цикла реактора ДЕМО [33]; для материалов, применяемых в термоядерных реакторах [34], для диагностик плазмы [35] и т.д. В приведённых работах продемонстрирована эффективность методики TRL для оценки различных термоядерных технологий и планирования исследовательских программ.

В узком смысле методика TRL позволяет оценить готовность отдельной технологии для использования в конкретном устройстве или технической системе (например, космическом аппарате), в широком — для выполнения целей научной или технологической программы. Также методика TRL позволяет формально оценить технологические разрывы, планировать необходимые исследования и инвестиции, определить возможные риски. Применение TRL позволяет с помощью объективных и системных критериев количественно оценить зрелость конкретной технологии в целевой сфере применения. Общий подход к описанию уровней TRL показан в табл. 3 [32].

Т а б л и ц а 3. Описание уровней готовности технологий: общий подход [32] и пример подхода для ДЕМО-ТИН

Стадия разработки технологии	Уровень готовности	Общий подход	Подход к системе криоразделения ИВ
Исследование	TRL 1	Сформулированы и продемонстрированы базовые принципы	Экспериментально определены термодинамические, кинетические и др. параметры процесса криогенной ректификации изотопов водорода
	TRL 2	Сформированы концептуальный подход и области применения	Разработаны модели для расчёта и проектирования системы криогенной ректификации изотопов водорода.
	TRL 3	Получено подтверждение концепции. Проведены критический анализ и экспериментальное подтверждение	Работа пилотной установки разделения продемонстрирована на смеси изотопов водорода в лабораторном масштабе
Разработка	TRL 4	Проведена проверка компонентов/макетов в лабораторных условиях	Работа прототипа системы продемонстрирована на тритиево-дейтериевой смеси в лабораторном или промышленном масштабе
	TRL 5	Проведена проверка компонентов/макетов в операционной среде*	Работа прототипа системы продемонстрирована на тритиево-дейтериевой смеси с интеграцией одной или нескольких систем ТЦ (например, СЕСЕ-процесса)
Демонстрация	TRL 6	Проведена демонстрация модели системы / подсистемы или прототипа в операционной среде	Работа прототипа установки криоректификации продемонстрирована на тритиево-дейтериевой смеси с интеграцией систем топливного цикла (СЕСЕ-процесс и другие)
	TRL 7	Демонстрация прототипа системы в операционной среде	Работа прототипа системы продемонстрирована в условиях тритиевого цикла термоядерного реактора
	TRL 8	Фактическая система завершена, проведены тестирование и демонстрация	Эффективная работа системы продемонстрирована в рамках топливного цикла ДЕМО-ТИН
	TRL 9	Фактическая система, проверенная успешной работой	Успешная, надёжная, эффективная работа системы в рамках топливного цикла ДЕМО-ТИН при эксплуатации

*Здесь под операционной средой понимается вся совокупность условий и факторов, которые будут присутствовать в процессе эксплуатации системы в условиях ТЯР (нейтронные, тепловые и плазменные потоки, температура, циклические тепловые воздействия и циклические механические и электромагнитные нагрузки, воздействие агрессивной среды, характерной для ТЯР, и т.п.).

Методика определения уровня готовности конечного продукта включает выбор отдельных объективных критериев на основе общего подхода, приведённого в табл. 3, и заключается в дальнейшем экспертном анализе. Для оценки конкретных технологий в целевой области применения нами были сформулированы критерии, использованные в следующих разделах статьи.

КРИТЕРИИ ДЛЯ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ

Ранее были рассчитаны требуемые производительности систем топливного цикла установки ДЕМО-ТИН [17]. С их помощью были сформулированы требования к системам ТЦ, где также были учтены физические и технико-экономические ограничения рассматриваемых процессов. В данной работе сформированы критерии готовности технологий ТЦ с учётом предполагаемой архитектуры ТЦ, особенностей работы реактора ДЕМО-ТИН, а также соображений безопасности и экономической целесообразности. Полученные критерии завершённого тритиевого топливного цикла ДЕМО-ТИН перечислены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Критерии выбора технологий для тритиевого топливного цикла ДЕМО-ТИН

Критерий	Описание
Коэффициент воспроизводства трития	Воспроизводство трития в реакторе с учётом необходимого запаса для штатных и нештатных ситуаций и прогнозируемых потерь при сопоставимых экономических параметрах в течение всего жизненного цикла реактора
Безопасность	Сопоставимые с существующими ядерными и энергетическими объектами уровни безопасности и влияния на окружающую среду, персонал и население с учётом специфических рисков данного типа реакторов. Полное соответствие нормам радиационной, ядерной безопасности и др. правовым нормам
Минимизация количества трития	Минимальное количество операционных запасов и задержек трития в технологическом оборудовании, а также конструкционных и функциональных материалах. Минимизация потерь трития
Надёжность и эффективность	Надёжная, стабильная, непрерывная работа оборудования тритиевого цикла

Анализ уровней TRL проводился на основе литературных данных, выступлений на конференциях и других источников.

ОЦЕНКА УРОВНЯ ГОТОВНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ДЕМО-ТИН

Оценка уровня готовности была проведена для следующих технологий: криогенная ректификация ИВ; экстракция водорода в мембранных реакторах; хроматографическое разделение ИВ; удаление тритийсодержащих примесей адсорбцией при криогенных температурах; удаление паров тритированной воды в скруббере; СЕСЕ-процесс. Данные системы в России находятся на различных уровнях технологической готовности, также эти технологии могут быть отнесены к разным контурам топливного цикла реактора ДЕМО-ТИН.

Разделение изотопов водорода методом криогенной ректификации. В топливном цикле ДЕМО-ТИН метод криогенной ректификации водорода будет применён для получения изотопов водорода (трития и дейтерия) и удаления протия из топлива. Очищенная от примесей смесь трития—дейтерия с концентрацией трития от 50 до 70% является входящим потоком в систему криогенного разделения. Дополнительно в систему разделения будет поступать поток водорода из колонны СЕСЕ с малой концентрацией тяжёлых изотопов. Система должна работать в непрерывном режиме для обеспечения систем инжекции моноизотопными потоками трития и дейтерия (концентрация целевого изотопа не ниже 99% ат.) [17]. Производительность системы будет составлять около 50 моль/ч по входящей смеси ИВ.

Криогенная ректификация водорода — метод разделения изотопов водорода, основанный на разнице давления насыщенного пара изотопных модификаций водорода (H_2 , HD, HT, D_2 , DT, T_2). Так, температура кипения H_2 — 20,38 К, D_2 — 23,5 К, T_2 — 25,0 К при атмосферном давлении [36]. Процесс разделения осуществляется в противоточной колонне, в которую сверху подают жидкий водород, а снизу — газообразный. Разделение изотопов водорода происходит за счёт многократного уравнивания концентрации изотопов между жидкой и газообразной фазами. Обращение потоков производят на концах колонны, соответственно конденсируя газообразный водород и испаряя жидкий. Колонна заполнена высокоэффективной

насадкой для увеличения поверхности контакта фаз. Процесс проводят при температуре кипения жидкого водорода и атмосферном давлении. Описание процесса можно найти в работе [36].

Метод криогенной ректификации применяли в СССР для получения тяжёлой воды [36]. В дальнейшем метод был использован на комбинате «Маяк» (г. Озерск) [37] для очистки трития при его производстве. В период 2000—2009 гг. было проведено переоснащение производства несколькими современными криогенными установками при участии РХТУ им. Д.И. Менделеева и ОАО «Криогенмаш» [26, 37]. Обновлённые установки позволили проводить концентрирование трития, а также его очистку от ^3He (продукта распада, накапливающегося в тритии при хранении).

Также метод криогенной ректификации рассматривался для очистки тяжёлой воды отражателя высокопоточного реактора ПИК (НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ, г. Гатчина) [38]. В период 1976—1980 гг. сотрудники Лаборатории разделения изотопов водорода (ЛРИВ) в сотрудничестве с ОАО «Криогенмаш» и другими организациями ввели в эксплуатацию пилотную экспериментальную установку для определения основных технологических параметров процесса криогенной ректификации водорода [38, 39]. Благодаря полученным в процессе опытной эксплуатации данным, а также другим работам, для очистки тяжёлой воды от трития был выбран двухступенчатый метод на основе СЕСЕ-процесса (для начального концентрирования) и криогенная ректификация (КР) для конечного концентрирования трития. Концентрат трития (0,15% ат.) предполагается отбирать и переводить в дейтерид-тритид титана для длительного безопасного хранения [38, 40]. После возобновления работ по вводу в эксплуатацию реактора ПИК был разработан проект и изготовлена установка извлечения трития (УИТ), которая должна быть введена в эксплуатацию в 2021—2022 гг. [40]. В ПИЯФ была спроектирована, изготовлена и запущена в Институте Пауля Шеррера (Швейцария) колонна криогенной ректификации водорода для изотопной очистки протия от следов дейтерия и получения высокообогащённого дейтерия для научных исследований [41, 42].

Как отмечено ранее, в РФ на промышленном уровне эксплуатируются установки криогенной ректификации, работающие с тритием высоких концентраций (ПО «Маяк»), а также будет эксплуатироваться УИТ (НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ), которая, помимо обработки тритий-дейтериевой смеси, подразумевает интеграцию с колонной СЕСЕ-процесса. Эти установки разрабатывались непосредственно в России с преимущественным использованием отечественного оборудования и комплектующих. Производительность системы разделения ИВ в ТЦ ДЕМО-ТИН примерно в 2 раза выше производительности колонны криогенной ректификации установки УИТ [40].

В табл. 5 показан уровень TRL для системы разделения изотопов. Приведённые примеры использования данной технологии позволяют нам оценить уровень её готовности в России в TRL 4 с потенциалом быстрого перехода до уровня TRL 5 после успешного ввода УИТ в эксплуатацию. В данном случае мы рассматриваем приведённые примеры как прототипы по причине масштаба действующих установок и технологических особенностей их работы. Так, в случае очистки трития в ПО «Маяк» работа изначально ведётся с тритием высокой концентрации и, предположительно, в периодическом режиме, а в случае УИТ в колонну криогенной ректификации будет поступать один питающий поток водорода с относительно небольшой концентрацией трития. Дальнейшую отработку технологии криогенной ректификации необходимо проводить в ходе непосредственной интеграции в термоядерный топливный цикл ТИН-СТ или с использованием специальной стендовой базы для работы с тритием.

Т а б л и ц а 5. TRL для системы разделения изотопов

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	+	+
4	+	+
5	±	+
6		+
7		±
8		
9		

Примечание. ■ — достигнутый уровень, ■ — в процессе.

Метод криогенной ректификации используется для производства трития при выделении его из теплоносителя/замедлителя тяжеловодных реакторов (прежде всего реакторов типа CANDU) и в других сферах. Метод был использован в топливных циклах термоядерных установок JET и TFTR для разделения топливной смеси ИВ. Данные системы с точки зрения использования в ТЦ ДЕМО-ТИН можно рассматривать как прототипы ввиду низкой производительности и периодического режима работы. Также данные установки были интегрированы с системами, применение которых не предусмотрено проектом ТЦ ДЕМО-ТИН. Мы оцениваем уровень готовности данной технологии в мире на уровне TRL 6 с потенциалом быстрого перехода до уровня TRL 7 после успешной эксплуатации в рамках кампании DTE2 JET (2021—2022 гг.), которая предусматривает работу на смеси дейтерия и трития. Разницу в уровне TRL в данном случае мы рассматриваем как некритическую ввиду высокой степени отработки технологии в РФ в смежных сферах.

Хроматографическое разделение изотопов водорода. Хроматографическое разделение в системах водород—гидрид металла — периодический процесс, при котором через неподвижную твёрдую фазу (обычно порошок гидридообразующего металла, нанесённого на различную керамику) пропускают поток водорода. Разделение обусловлено разницей равновесного парциального давления ИВ над твёрдой фазой. Наиболее простым способом организации процесса разделения является вытеснительная хроматография с использованием Pd в качестве сорбента. Дополнительным преимуществом хроматографии с использованием металлических сорбентов является протекание реакции гомомолекулярного изотопного обмена, что позволяет получать чистые моноизотопные потоки без дополнительных манипуляций. Подробное описание процесса приведено в работе [43, с. 130—143].

В топливном цикле ДЕМО-ТИН хроматографическое разделение ИВ предусмотрено для систем инъекции, работающих с моноизотопными смесями в периодическом режиме. При работе этих систем в них накапливается водород практически моноизотопного состава с небольшими примесями других изотопов. Хроматографическое разделение необходимо для поддержания требуемой чистоты моноизотопных смесей. Данный процесс не требует большой производительности и непрерывного режима работы.

Хроматографические процессы разделения изотопов водорода в России применяются, в основном, в аналитических целях, количественное разделение в специализированных установках представлено единичными работами [44—46]. Исследованием процессов разделения ИВ в системах газ—твёрдое тело активно занимались учёные из РХТУ им. Д.И. Менделеева [47]. Обзор исследований термодинамических и кинетических характеристик гидридообразующих материалов представлен в работе [48].

В России исследования процесса периодического разделения ИВ в хроматографических колонках носят единичный характер. В статье [46] описан стенд, состоящий из разделительной колонны, заполненной смесью порошков палладия и алюминия (75% Pd—25% Al), газовых ёмкостей, вакуумного и аналитического оборудования. Разделение ИВ осуществлялось методом вытеснительной газовой хроматографии. Эксперименты проводили на смеси протия и дейтерия. В результате работы были получены зависимости чистоты извлекаемого дейтерия от степени извлечения при различных температурах колонны и начальных концентрациях дейтерия в смеси [46].

В работах [44, 45] описана новаторская установка с реализованным псевдопротivotочным движением твёрдой и газообразной фаз. В качестве сорбента в ней использовался гранулированный сорбент состава 75% масс Pd—25% масс Al. Установка состояла из 12 одинаковых секций, заполненных сорбентом, накопительных ёмкостей для хранения обеднённой и обогащённой по тяжёлым изотомам водорода смесей, нагревательных элементов для десорбции водорода из сорбента [44]. Перераспределение потока газообразного водорода происходило с помощью основного элемента конструкции — многоканального поворотного крана, специально разработанного и изготовленного для данной установки. Поворотный кран позволял обеспечить виртуальное перемещение секций сорбента, прежде всего адсорбера и десорбера, относительно потока водорода, что позволяло создать псевдопротivotочный режим движения фаз в установке [44, 45]. В работах [44, 45] продемонстрировано эффективное разделение смеси ИВ, в том числе трития и дейтерия, описаны основные характеристики данной установки и псевдопротivotочного процесса разделения. Принцип, описанный в работах [44, 45], не был развит в дальнейшем из-за сложности поддержания вакуумной герметичности многоканального поворотного крана при длительной эксплуатации.

Как показано ранее, в России накоплены многочисленные данные о свойствах и способах изготовления материалов для хроматографического разделения ИВ, а также опробованы способы разделения в хроматографических колонках и установках с псевдодвижущейся фазой сорбента. Эксперименты проводили с тритийсодержащими смесями. Мы оцениваем готовность данной технологии на уровне TRL 3 (табл. 6).

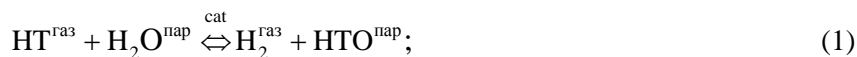
Т а б л и ц а 6. TRL системы хроматографического разделения изотопов

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	+	+
4		+
5		+
6		+
7		+
8		
9		

В мире хроматографическое разделение ИВ более развито. Установка препаративной газовой хроматографии была использована в AGHS JET во время DT-кампании (DTE 1) [49]. Во время и после кампании было переработано около 160 г трития [49]. Установка показала свою надёжность и хорошо сочеталась с другими системами топливного цикла токамака JET. Режимы работы и производительность данной установки сопоставимы с планируемой к эксплуатации в ДЕМО-ТИН. Исходя из этого, уровень готовности технологии хроматографического разделения ИВ в мире можно оценить в TRL 7. Следует также отметить, что в Национальной лаборатории Саванна-Ривер и в Тритиевой лаборатории Карлсруэ (KIT) были опробованы методы короткоциклового сорбции при переменной температуре (TSCAP) [50—52], которые позволяют организовать полунепрерывный процесс разделения ИВ с использованием хроматографических колонн.

СЕСЕ-процесс. В ТЦ ДЕМО-ТИН СЕСЕ-процесс будет применён для детритизации воды, образующейся при переработке «выхлопа» токамака, и водного теплоносителя (в настоящее время вода рассматривается в качестве теплоносителя наряду с He и сверхкритическим CO₂). Согласно предварительным оценкам [17] производительность колонны СЕСЕ в ТЦ ДЕМО-ТИН составит: входящий поток ~5 кг/ч H₂O, производительность электролизёра ~7 м³/ч.

Название СЕСЕ-процесса является английской аббревиатурой словосочетания Combined Electrolysis and Catalytic Exchange Process, которое можно перевести на русский язык как «комбинированный процесс электролиза воды и каталитического изотопного обмена водорода и воды». Процесс совмещает химический изотопный обмен в системе H₂—H₂O на специальном катализаторе в противоточной колонне и электролиз воды в нижнем узле обращения потоков. Для целей детритизации в колонну подают воду природного изотопного состава, поэтому верхний узел обращения потоков отсутствует, что несколько упрощает установки такого типа. Разделение изотопов происходит за счёт протекания реакций



при которых тяжёлые изотопы водорода концентрируются в жидкой фазе (воде), дополнительно эффективность установки повышается за счёт изотопного эффекта при электролизе воды по реакции



где тяжёлые изотопы также концентрируются в жидкой фазе. Подробное описание процесса приведено в работах [53, 54].

В России СЕСЕ-процесс был исследован, разработан в РХТУ им. Д.И. Менделеева [54], включая отечественную технологию производства гидрофобного платинового катализатора на основе сополимера стирола с дивинилбензолом (катализатор РХТУ-ЗСМ). В 1995 г. в рамках работ по созданию тяжеловодного исследовательского реактора ПИК в НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ была введена в эксплуатацию пилотная установка ЭВИО [55] на основе СЕСЕ-процесса с использованием указанного катализатора. Эта установка позволяет исследовать процесс детритизации тяжёлой воды для поддержа-

ния её оптимального изотопного состава. Изначально установка была предназначена для удаления протия из некондиционной тяжёлой воды с концентрацией дейтерия больше 45% ат. В 2004 и 2017 г. [56] к установке ЭВИО были добавлены новые колонны химического изотопного обмена (Liquid Phase Catalytic Exchange, LPCE), что сделало возможным детритизацию тяжёлой воды. В настоящее время установка ЭВИО находится в эксплуатации более 25 лет, за это время коллективом Лаборатории разделения изотопов водорода (ЛРИВ) НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ были получены уникальный опыт и научные результаты. Установка ЭВИО также используется для переработки тяжеловодных отходов и производства чистого дейтерия и тяжёлой воды для реализации на внутреннем рынке и за рубежом.

В настоящее время для реактора ПИК создаётся промышленная установка УИТ для удаления трития из тяжёлой воды на основе комбинации СЕСЕ-процесса и криогенной ректификации водорода [40], которая должна быть введена в эксплуатацию в 2021—2022 гг. [40]. Производительность УИТ по тритию будет составлять 1110 ТБк/год (30 000 Ки/год), по протию 40 кг/год, максимальное допустимое содержание трития в тяжёлой воде реактора ПИК 74 ГБк/кг D₂O (2 Ки/кг) [40].

Работы по использованию СЕСЕ-процесса для очистки теплоносителя атомных реакторов ведут в РХТУ им. Д.И. Менделеева [57]. В РХТУ им. Д.И. Менделеева также был создан катализатор РХТУ-ЗСМ, который показал высокую эффективность и надёжность в течение более чем 25 лет эксплуатации в установке ЭВИО [56], а также разрабатываются более эффективные катализаторы [58, 59], в том числе для разделения изотопов водорода в системе вода—водород по двухтемпературной схеме [60].

По своим основным параметрам установка для детритизации жидких тритийсодержащих отходов в топливном цикле реактора ДЕМО-ТИН на основе СЕСЕ-процесса [17] сопоставима с описанной установкой УИТ [40]. Параметры УИТ [40]: входящий поток 7,5 кг/ч D₂O, производительность электролизёра ~11,8 м³/ч. Научные коллективы в России обладают достаточным опытом для проектирования, создания и эксплуатации подобного рода установок. Большинство необходимых комплектующих и материалов производятся в России в настоящее время. Единственным серьёзным исключением являются высокопроизводительные электролизёры, предназначенные для работы с тритием. Поэтому уровень готовности СЕСЕ-процесса оценен в TRL 4 с перспективой перехода на TRL 5 (табл. 7) после успешного ввода в эксплуатацию установки УИТ в ПИЯФ (г. Гатчина). Для дальнейшего развития технологии необходимы специальные стенды для отработки совместной эксплуатации в рамках замкнутого тритиевого цикла.

Т а б л и ц а 7. TRL системы разделения водород—другие газы

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	+	+
4	+	+
5	±	
6		
7		
8		
9		

Примечание. ■ — достигнутый уровень, ■ — в процессе.

Для данной технологии уровень готовности соответствует мировому опыту, в частности, установка на основе СЕСЕ-процесса эксплуатируется в КИТ [61] для переработки тритийсодержащих отходов, образующихся при экспериментальной работе стендовой базы КИТ. Несмотря на проектные работы, проведённые в ЖЕТ [62], конструкция установки на основе СЕСЕ-процесса не была начата. Вместо этого в 2014 г. была построена и введена в эксплуатацию установка на основе криогенной дистилляции водорода [63]. Это позволяет оценить уровень готовности данной технологии в мире на уровне TRL 4 в сфере термоядерных реакторов.

Мембранная экстракция водорода из «выхлопных» газов токамака. Для ТЦ ДЕМО-ТИН мембранное разделение водородсодержащих смесей будет применено для переработки «выхлопа» токамака, который содержит топливные изотопы водорода (тритий и дейтерий), примесный протий, гелий, газы для улучшения свойств плазмы (PEG, такие как N₂, Ne, Ar и некоторые инертные газы), а также газы, образованные при взаимодействии плазмы с первой стенкой (углеводороды, пары воды и др.), атмо-

сферные газы (N_2 , O_2 и др.) и другие примесные газы (аммиак и др.). В ДЕМО-ТИН рассматривается трёхстадийная переработка «выхлопа» токамака с помощью мембранных и мембранно-каталитических реакторов для выделения молекулярного водорода, выделения водорода из водородсодержащих соединений, детритизации остаточных газов. Производительность системы для переработки «выхлопа» токамака должна составлять не менее 65 моль/ч по входящему потоку [17, 64], что примерно в 5 раз меньше производительности аналогичной системы установки ИТЭР [65].

Для применения в ТЦ ДЕМО-ТИН нами рассматриваются натекатели с палладий-серебряными мембранами как наиболее отработанная технология. Они эксплуатируются при давлении в диапазоне 1,5—2 атм. Выделение молекулярного водорода из смеси газов происходит за счёт высокой селективности сплавов палладия по отношению к водороду. Выделение водорода из соединений (например, CH_4 , H_2O , NH_3 и др.) происходит за счёт предварительного каталитического разложения или реформинга. Движущая сила процесса обусловлена разницей парциального давления водорода с разных сторон мембраны. Для большей эффективности процесса в подмембранном пространстве создают значительное разрежение. Подробное описание процесса приведено в работах [66, 67].

Мембранное разделение для выделения высокочистого водорода — известный и широко применяющийся метод, в том числе в России. К настоящему времени в РФ исследования в этой сфере были направлены на модификацию известных и поиск новых функциональных материалов: разрабатывались композитные мембранные материалы на основе ванадия, ниобия, тантала или их сплавов с покрытиями из палладия [68—70]. Подобные материалы обеспечивают сопоставимые или превосходящие показатели по водородопроницаемости по сравнению с чистым палладием или палладий-серебряными сплавами и требуют значительно меньшие затраты на производство, в основном за счёт снижения количества палладия. В работе [68] использован гальванический метод нанесения покрытий, который позволяет использовать его для мембран сложной конструкции, например трубок. Испытание таких мембранных материалов происходит на специальном лабораторном оборудовании, в том числе с использованием дейтерия для определения изотопных эффектов, а также в сочетании с каталитическими конверторами для получения водорода из CH_4 и органических топлив [71].

В работе [11] описаны испытания блока химической очистки топлива в рамках комплекса, моделирующего экспериментальный замкнутый контур термоядерного реактора. Блок был предназначен для отработки технологий и испытаний аппаратов химической очистки топливной смеси. В частности, были проведёны испытания палладиевых фильтров, изготовленных из капилляров (\varnothing 0,5 мм и толщиной стенки 0,12 мм), выполненных из промышленного палладиевого сплава В-1. Большую часть экспериментов провели с использованием дейтерия с примесями CO , CO_2 , CH_4 (до 4%) и He (до 90%) в диапазоне температуры 575—875 К и давления 0,1—50 МПа [11]. Авторы отметили, что отравляющего действия CO , CO_2 и CH_4 не было обнаружено. Также были проведены несколько экспериментов с ДТ-смесью. В них было показано, что в указанных условиях удельная проницаемость фильтров из сплава В-1 практически одинакова с измеренной для дейтерия ($Q_D/Q_{DT} \leq 1,05—1,07$) [11].

Описанные фильтры применяли в комплексе газового обеспечения экспериментов по мюонному катализу ядерных реакций синтеза (установка ТРИТОН) [72] для очистки трития, выделяемого из транспортных ловушек, а также ДТ- и НДТ-смесей перед их подачей в мишень. Данные работы были проведены в период с 1997 по 2018 г., палладиевые фильтры работали без сбоев и потери эффективности [26].

Также в РФ проводят исследования эффекта сверхпроницаемости металлов V группы (ванадий, ниобий, тантал) надтепловыми (≥ 1 эВ) частицами водорода [73—75]. Данные исследования были проведены с различными изотопами водорода, в том числе с тритием (не более 10 Ки) при давлении 10^{-2} — 10^{-5} мбар. Эксперименты показали высокую эффективность данного метода, в том числе в качестве водородного насоса [73]. Диапазон рабочих давлений и энергия частиц, необходимая для эффективной работы натекателя на эффекте сверхпроницаемости, делают его привлекательным для прямого рециклирования тритий-дейтериевой смеси из токамака или дивертора непосредственно в системы инжекции топлива [73]. Устройство на основе данного эффекта (The HERMES Setup) разработано в Технологическом институте Карлсруэ (KIT, Германия) [76], подобные работы ведутся и в других научных центрах в лабораторном масштабе. В настоящее время информация о применении сверхпроводящих мембранных устройств непосредственно в топливных циклах в термоядерных установках отсутствует.

В настоящее время в РФ доступны установки на основе палладий-серебряных мембран лабораторного масштаба, достигнут существенный прогресс в исследовании новых материалов для мембранного разделения, однако, помимо материаловедческих, необходимо решить конструкционные и инженерные проблемы для успешного внедрения палладиевых натекателей в ТЦ реактора ДЕМО-ТИН. Исходя из этого, нами оценен уровень готовности технологии мембранного разделения в TRL 4 (табл. 8). Для перехода на более высокие уровни необходимы значительное финансирование и специальные НИОКР, а также отработка технологии на специализированных тритиевых стендах.

Т а б л и ц а 8. TRL для технологии мембранной экстракции «выхлопных» газов токамака

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	+	+
4	±	+
5		+
6		+
7		
8		
9		

Примечание. ■ — достигнутый уровень, ■ — в процессе.

Установка CAPER на основе трубчатых палладиевых мембран была разработана и испытана в КИТ на тритий-дейтериевой смеси с ожидаемыми для «выхлопа» токамака примесями [77]. В настоящее время CAPER используется для тритиевого цикла установки КАТРИН наряду с системой криогенного разделения водорода и другими технологическими системами [78]. Подобные работы проводятся в США [79] и других странах. Исходя из этого, уровень готовности данной технологии в мире можно оценить на уровне TRL 6.

Очистка водорода и разделение изотопов адсорбцией при температуре N_2 жид. Как показано в статье [17], криогенное адсорбционное разделение компонентов «выхлопа» токамака может быть применено в ТЦ ДЕМО-ТИН. Данная система рассматривается для удаления примесей с относительно высокой температурой конденсации, таких как пары воды, углеводороды, аммиак, углекислый газ, аргон и др. С помощью такой системы будет снижена нагрузка на систему мембранного разделения. Также криогенное адсорбционное разделение рассматривается как метод разделения компонентов «бланкетного газа» — смеси гелия и ИВ, которой продувается тритийвоспроизводящий бланкет.

Криогенное разделение на молекулярных ситах основано на процессе физической адсорбции газообразных компонентов на поверхности сорбента. Для криогенного разделения тритийсодержащих смесей применяют различные сорбенты (цеолиты, активированные угли, нанопористые углеродные материалы и др.). Помимо разделения и очистки газообразных смесей, на основе данного процесса могут быть созданы системы компримирования и перекачки тритийсодержащих газов [80]. Ввиду значительных изотопных эффектов возможно разделение ИВ в данной системе [81, 82].

В России работы по данной тематике редки, поэтому для анализа также были использованы работы по адсорбционному разделению ИВ. Два этих метода достаточно близки по аппаратному исполнению и условиям протекания процесса разделения, они могут быть исследованы на одних и тех же стендах. Параметры, определённые при разделении ИВ, могут быть использованы при проектировании разделительных установок для переработки смесей водорода с другими газами.

Исследование процесса адсорбции ИВ для разделения было проведено в НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ и других организациях. Были исследованы термодинамические параметры адсорбции, а также зависимость коэффициента разделения изотопомеров водорода (H_2 —HT, D_2 —DT, H_2 — D_2) от температуры в широком диапазоне давлений для сорбентов CaE [80], NaA [81, 82], KA [83] и нанопористых углеродных материалов [84]. Работы были проведены с минимальными количествами трития, в частности, в работах [81, 82, 84] концентрация трития в разделяемых смесях составляла 10^{-6} % ат. В работе [80] описаны устройство и работа криогенного форвакуумного насоса для откачки и хранения ИВ. В работе [85] описана установка МГУ-ДЕТРА для получения очищенных диводородов (p — H_2 , o — H_2 , HD, p — D_2 , o — D_2 , HT, DT, p — T_2 , o — T_2) методом изотопного криогенно-адсорбционного разделения. Авторы отмечают вы-

сокую эффективность установки при получении нерадиоактивных диводородов, но из-за ограничений безопасности эксперименты с тритием не были проведены.

Из приведённых примеров можно заключить, что технологическая зрелость системы криогенного разделения смесей, содержащих тритий и его соединения, в России находится на уровне TRL 2—3 (табл. 9). Работы в данном направлении носят фундаментальный характер и сосредоточены на исследовании свойств сорбентов и основных параметров процесса. Эксперименты проводят с модельными объектами (стабильными ИВ и следовыми количествами трития) в лабораторном масштабе.

Таблица 9. TRL системы криоадсорбционного разделения водородсодержащих соединений

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	±	+
4		+
5		+
6		
7		
8		
9		

Примечание. ■ — достигнутый уровень, ■ — в процессе.

В мире были исследованы свойства сорбентов (молекулярных сит) при разделении смесей, содержащих водород или его соединения. Так, в работе [86] были получены изотермы адсорбции изотопов водорода, в том числе трития, на сорбентах MS5A, MS4A и активированном угле. Исследование эффективности очистки газовых смесей от примесей были проведены в различных работах: от паров воды [87], от метана [88]. В работе [89] была исследована адсорбция ИВ из смеси с гелием на сорбентах MS5A и морденита методом прорыва. Была последовательно отработана технология адсорбционного разделения смеси гелий—изотопы водорода на установках лабораторного и опытно-промышленного масштаба на модельной смеси гелий—протий (дейтерий). В работе [90] описана полупромышленная адсорбционная криогенная установка на основе сорбента MS5A и измерены основные параметры процесса. В работе [91] продемонстрирована работа крупномасштабного криоадсорбционного модуля установки PGLoop. Параметры эксперимента соответствуют процессу извлечения трития в проектируемой в Корею установке Helium Cooled Ceramic Reflector (HCCR) Test Blanket System (TBS). Эксперимент был проведён с водородом природного состава при различном содержании водорода и давлении в модуле (исследуемый сорбент MS5A). Эффективность разделения смеси гелий—водород составила 96% в сравнении с ранее полученными результатами на установках меньшего масштаба.

Из приведённых примеров следует, что технологическая зрелость системы криогенного разделения смесей, содержащих тритий и его соединения, находится в мире на уровне TRL5, а именно продемонстрирована работа крупномасштабных макетов установок криоадсорбционного разделения на модельных объектах (смесях, содержащих нерадиоактивные ИВ) в условиях, приближенных к операционным. Также исследованы свойства различных сорбентов, в том числе при взаимодействии с тритием или его соединениями.

Удаление паров тритированной воды в скруббере (фазовый изотопный обмен). В ТЦ ДЕМО-ТИН детритизация газовых потоков необходима при переработке «выхлопа» токамака на поздних стадиях, для удаления трития из атмосферы боксов и рабочих помещений, для ликвидации последствий аварийных ситуаций. Масштаб системы детритизации во многом будет определён требованиями радиационной безопасности по тритию.

Процесс удаления трития из газовых потоков планируется проводить в две стадии. На первой стадии тритийсодержащие вещества окисляются до воды и других оксидов в каталитическом реакторе с добавлением воздуха или кислорода [92]. На второй стадии пары тритиевой воды улавливают и переводят в жидкую фазу по реакции (2) в противоточной насадочной колонне (скруббере), в которую подают жидкую воду природного состава [92—94]. Данная технология детритизации основана на фазовом изотопном обмене (ФИО) в системе пары воды—жидкая вода.

В РХТУ им. Д.И. Менделеева совместно с сотрудниками АО «ВНИИНМ» и НИЦ «Курчатовский институт» была создана пилотная установка детритизации воздуха методом ФИО [95]. В период с 2013 по 2016 г. в РХТУ им. Д.И. Менделеева была проведена серия работ для ИТЭР [96] по исследованию процесса детритизации газовых потоков и соединений трития. В частности, были исследованы активность катализаторов окисления водорода [97, 98], массообменные характеристики процесса ФИО при применении регулярных и нерегулярных насадок из различных материалов [92, 96, 99—101], влияние влажности поступающего газа, температуры и других параметров на эффективность детритизации, а также отработаны оптимальные режимы работы установки ФИО [96, 100—102]. В работе [94] представлены результаты математического моделирования процесса. Позже математическая модель процесса была представлена и в работе [103]. Дополнительно исследовалась эффективность различных катализаторов в реакторе для окисления тритийсодержащих соединений при попадании в него дымовых компонентов (моделирование аварийной ситуации — пожара) [98].

На основе метода ФИО был разработан высокоэффективный способ улавливания паров тритированной воды для аналитических целей (пробоотбора) [104].

В 2018—2019 гг. была изготовлена и поставлена в тритиевую лабораторию АО «ВНИИНМ» установка для очистки содержащих тритий газообразных выбросов перед их сбросом в окружающую среду [105]. Установка совмещает каталитическое окисление водорода и органических соединений до воды при повышенной температуре и удаление паров тритированной воды из газового потока в противоточном насадочном аппарате. В противоточный аппарат подаётся дистиллированная вода природного состава.

Для оценки уровня готовности данной технологии нами учитывалась её автономность относительно других систем топливного цикла. Данная технология является конечной стадией переработки газообразных тритийсодержащих сбросов или воздуха из рабочих помещений. Поэтому интеграция технологии с другими может быть отработана практически на любом тритиевом объекте с сопоставимым с ТЦ ДЕМО-ТИН уровнем выброса трития. На основании перечисленного уровень готовности технологии удаления соединений трития из газовых потоков с использованием комбинации процессов каталитического окисления и фазового изотопного обмена в России можно оценить в TRL 5 (табл. 10). В дальнейшем необходимо отрабатывать данную технологию на специализированных стендах или ТЦ реактора ТИН-СТ.

Таблица 10. TRL системы детритизации газов в скруббере

TRL	Россия	Мир
1	+	+
2	+	+
3	+	+
4	+	+
5	+	+
6		
7		
8		
9		

В мире технология детритизации газовых потоков на основе фазового изотопного обмена известна и развивается для применения в масштабных тритиевых комплексах, таких как ИТЭР [94], ДЕМО и других. В работе [103] описана развитая модель процесса детритизации выбросов тяжеловодных реакторов в Канаде. В работе [106] аналитически исследована отказоустойчивость системы детритизации воздуха ИТЭР на основе фазового изотопного обмена. Было проведено сравнение с системой на основе осушителей с молекулярными ситами. Продемонстрировано значительное снижение риска отказа оборудования и большая долговечность системы на основе ФИО. В Японии разрабатывают новые и совершенствуют существующие катализаторы для окисления соединения трития [107]. В работе [108] была исследована эффективность каталитического реактора окисления трития в присутствии углеводородов (моделирование пожара). Было показано, что тритированные углеводороды образуются в реакторе, но его эффективности достаточно для их полного сжигания, отсутствуют риски неконтролируемого нагрева реактора вследствие экзотермических реакций, избыточная влажность может временно снизить эффективность реактора окисления. На основе данных, полученных в РХТУ им. Д.И. Менделеева, в Японии построена и проходит различные испытания полупромышленная установка для детритизации воздуха на

основе ФИО [109]. Уровень развития данной технологии в мире, по нашей оценке, сопоставим с уровнем в РФ и составляет TRL 5.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ОЦЕНКИ

Результаты проведённого анализа обобщены в табл. 11. Достигнутый уровень TRL обозначен знаком «+», уровень, который может быть достигнут в ближайшее время в результате реализации уже начатых проектов, обозначен «±». Там же жёлтым цветом отмечены технологические разрывы с необходимыми для эксплуатации установки ТИН-СТ уровнями. Ячейки с диагональной штриховкой показывают уровень, который требуется при эксплуатации установки ТИН-СТ или на других масштабных стендах или экспериментальных комплексах, имитирующих операционные условия работы токамака. Более высокие значения (TRL 8 и 9) для технологий ТЦ необходимы при эксплуатации систем тритий-дейтериевого топливного цикла в составе комплекса установки ДЕМО-ТИН, что соотносится с методикой TRL, описанной ранее.

Т а б л и ц а 11. Сводная таблица готовности технологий ТД-цикла реактора ДЕМО-ТИН

Технология топливного цикла	Исследование			Разработка				Демонстрация	
	1	2	3	Технология топливного цикла				8	9
Мембранное разделение									
Россия	+	+	+	±					
Мир	+	+	+	+	+	+			
Хроматографическое разделение ИВ									
Россия	+	+	+						
Мир	+	+	+	+	+	+	+		
Криогенное разделение									
Россия	+	+	+	+	±				
Мир	+	+	+	+	+	+	±		
СЕСЕ-процесс									
Россия	+	+	+	+	±				
Мир	+	+	+	+					
Адсорбция при температуре N₂(ж.)									
Россия	+	+	±						
Мир	+	+	+	+	+				
ФИО в скруббере									
Россия	+	+	+	+	+				
Мир	+	+	+	+	+				

Достижение уровней возможно только при эксплуатации систем топливного цикла в рамках ДЕМО-ТИН

Результаты анализа зрелости технологий тритий-дейтериевого топливного цикла установки ДЕМО-ТИН (см. табл. 11) свидетельствуют о достаточно высоком уровне развития технологий криогенной ректификации водорода, детритизации газов в скруббере и СЕСЕ-процесса. Они находятся в стадии разработки (TRL 4—6), и для дальнейшего развития необходимы специальные научные программы и финансирование для преодоления существующего технологического разрыва, создания специальных стендов и интеграции технологий в рамках установки ТИН-СТ. Развитие технологий мембранного, криоадсорбционного и хроматографического разделения в России соответствует стадиям исследований и лабораторных экспериментов (TRL 1—3), за исключением мембранного разделения TRL 4, и несёт в себе наибольшие риски для запуска ТЦ установок ТИН-СТ и ДЕМО-ТИН ввиду недостаточной готовности. Рассмотренные технологии развиты в мире и имеют высокие уровни готовности в интересующей нас сфере. Важность перечисленных технологий также связана с отсутствием сопоставимых по производительности и эффективности альтернатив, что делает необходимость их освоения критически важной задачей.

Следует отметить, что технологии на стадии разработки (TRL 4—6) несут в себе существенные риски для достижения целей программы ГССД. Своевременные разработка и совершенствование этих технологий, поиск и отработка технологических решений являются актуальнейшими задачами разработки и проектирования ТЦ ДЕМО-ТИН. Также в программе развития ГССД необходимо учитывать возможность использования технологий-аналогов для минимизации рисков, а именно риска неготовности отдельных технологий к моменту запуска ТИН-СТ. Например, технология разделения водорода и примесей в мембранных палладиевых аппаратах может быть заменена технологией криоадсорбционного разделения.

С точки зрения соответствия мировому уровню технологий, которые будут использованы в ТЦ ДЕМО-ТИН, следует отметить следующее: прогресс во многих направлениях систем ТЦ ИТЭР превосходит известные аналоги в РФ. Технологическая и научная программа ИТЭР, в том числе разработка ТЦ реактора, опирается на гражданские технологии, разработанные специально для термоядерного реактора. В России развиты тритиевые технологии в военной сфере, что делает возможным осуществление процесса их трансфера в сферу гражданского применения [26, 110]. Это позволяет надеяться, что освоение некоторых перечисленных технологий для ТЦ ДЕМО-ТИН будет быстрым и эффективным. Дополнительным преимуществом ТЦ ДЕМО-ТИН является его меньший по сравнению с ТЦ ИТЭР масштаб [17], что позволяет в некоторых случаях прямо переносить отработанные в других отраслях системы и устройства.

Высокий уровень готовности в мире некоторых рассмотренных нами технологий делает привлекательной возможность импорта этих технологий, поэтому целесообразно проводить работу по усилению международного сотрудничества в сфере применения тритиевых технологий в термоядерных исследованиях.

Анализ готовности технологий позволяет начать разработку проекта дорожной карты развития технологий ТЦ ДЕМО-ТИН. При её формировании должны быть учтены основные приоритеты развития технологий с учётом текущих уровней готовности, а также возможные альтернативные разработки. Важной частью дорожной карты должны стать вопросы интеграции технологий и их отработка последовательно на стендах и разномасштабных установках (например, ТИН-СТ и ДЕМО-ТИН). Обязательным условием дальнейшего совершенствования технологий и установок является их отработка и испытания с дейтерий-тритиевыми смесями. Дорожная карта будет дополняться в соответствии с результатами анализа TRL по другим технологиям ТЦ, перечисленным в табл. 1.

ВЫВОДЫ

На примере технологий, основанных на физико-химических процессах обращения с тритием и его соединениями в топливном цикле токамаков, продемонстрирована эффективность анализа методом TRL технологической готовности базовых систем при сооружении термоядерных и гибридных установок.

Анализ готовности технологий ТЦ ДЕМО-ТИН с использованием методики TRL показал, что в России их можно разделить на две группы.

К первой группе относятся технологии криогенной ректификации водорода, СЕСЕ-процесс и детритизация газов в скруббере. Уровень развития этих технологий сопоставим с мировым. Стадия готовности технологий разрабатываемого проекта (TRL 4—6) является наиболее ресурсно-затратной и вносит существенные риски реализации. Это связано с необходимостью отработки технологий в специальных операционных условиях, приближенных к условиям реальной эксплуатации. Такие условия возможно обеспечить в рамках прототипов термоядерных реакторов или масштабных тритиевых стендов.

Ко второй группе относятся технологии мембранного, криоадсорбционного и хроматографического разделения. Для них отмечено отставание от мирового уровня развития, которое обусловлено отсутствием или прекращением целенаправленных работ по их освоению. В этом перечне выделяется технология мембранного разделения тритийсодержащих газов, так как она рассматривается для одной из важнейших систем установки ДЕМО-ТИН (система переработки «выхлопных» газов токамака) и не имеет аналогов. Импорт устройств, функционирующих на основе данной технологии, невозможен ввиду её присутствия в перечне технологий двойного назначения. Значительный прогресс по развитию данных технологий возможен при финансировании целевых НИОКР.

Отметим, что целесообразно развивать технологии тритиевого топливного цикла в рамках единого тритиевого комплекса, в котором возможна интеграция отдельных технологий в единый тритиевый цикл. В качестве примера подобного комплекса и организации работ с технологиями термоядерного топливного цикла можно использовать крупномасштабный замкнутый контур (тритиевую лабораторию) во ВНИИЭФ (г. Саров) [11] и тритиевую лабораторию Технологического института в Карлсруэ (KIT) [111, 112].

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 1953 от 29.09.2020).

Авторы выражают огромную благодарность И.А. Алексееву, Б.В. Кутееву, А.В. Овчарову, М.Б. Розенкевичу, А.В. Спицину, П.В. Ширнину и А.А. Юхимчуку за экспертную оценку анализируемых технологий, консультации и предоставление дополнительных материалов, а также критические замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kuteev B.V. et al.** Development of DEMO-FNS tokamak for fusion and hybrid technologies. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 073035.
2. **Bakharev N.N. et al.** First Globus-M2 results. — Plasma Phys. Reports, 2020, vol. 46, p. 675—682.
3. **Mirnov S.V., Lazarev V.B.** Li experiments at the tokamak T-11M in field of steady state PFC investigations. — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 415(1), p. S417—S420.
4. **Ключников Л.А., Крупин В.А., Коробов К.В., Нурғалиев М.Р., Немец А.Р., Днестровский А.Ю., Науменко Н.Н., Тугаринов С.Н., Серов С.В., Деньщиков Д.С.** Возможности спектроскопической диагностики CXRS в токамаке Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 1, p. 95—104.
5. **Khvostenko P.P. et al.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — Probl. A. Sci. Technol. Ser. Termonucl. Fusion, 2019, vol. 42, p. 15—38.
6. **Kapustin Y.V., Rogov A.V.** The investigation of molybdenum mirror degradation at modeling of a leakage in the water cooling system of ITER. — Ibid., p. 57—65.
7. **Kukushkin A.B., Neverov V.S., Lisitsa V.S., Shurygin V.A., Alekseev A.G.** Analysis of accuracy of measuring the flux density of all hydrogen isotopes from first wall to plasma using the H-alpha diagnostics in ITER. — Ibid., 2019, vol. 42, p. 37—51.
8. **Rozenkevich M. et al.** Optimisation of fuel cycle for IGNITOR tokamak at TRINITY in Russia: critical review. — Int. J. Hydrogen Energy, 2020, vol. 45, p. 32311—32319.
9. **Subbotin M.L., Gostev A., Anashkin I., Belov A., Levin I.** Status and tasks of TRINITY site infrastructure modernization for the Ignitor project. — Fusion Eng. Des., 2019, vol. 146, p. 866—869.
10. **Khvostenko P.P. et al.** Current status of tokamak T-15MD. — Fusion Eng. Des., 2021, vol. 164, p. 112211.
11. **Веденев А.И. и др.** Экспериментальный замкнутый контур для динамического моделирования вакуумно-тритиевого комплекса термоядерных реакторов: Препринт ВНИИЭФ, 1997, вып. 57.
12. **Azizov E.A., Chuyanov V.A.** Tokamak with strong magnetic field and adiabatic plasma compression. — In: 12th IAEA Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. October 1988, p. 239—245.
13. **Kuteev B.V. et al.** Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 1—6.
14. **Указ Президента Российской Федерации от 16.04.2020 № 270 «О развитии техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации».**
15. **Kuteev B.V., Goncharov P.R.** Fusion-fission hybrid systems: yesterday, today, and tomorrow. — Fusion Sci. Technol., 2020, vol. 76, p. 836—847.
16. **Kuteev B.V., Shpanskiy Y.S.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 076039.
17. **Ananyev S.S., Ivanov B.V., Kuteev B.V.** Analysis of promising technologies of DEMO-FNS fuel cycle. — Fusion Eng. Des., 2020, vol. 161, p. 111940.
18. **Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Y., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Integration of coupled modeling of the core and divertor plasmas into FC-FNS code and application to DEMO-FNS project. — Ibid., 2020, vol. 155, p. 111562.
19. **Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Hydrogen isotopes distribution modeling by FC-FNS code in fuel systems of fusion neutron source DEMO-FNS. — Ibid., 2019, vol. 146, p. 582—585.
20. **Ananyev S.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Electronic model FC-FNS of the fusion neutron source DEMO-FNS fuel cycle and modeling hydrogen isotopes flows and inventories in fueling systems. — Ibid., vol. 138, p. 289—293.
21. **Ananyev S.S., Dnestrovskij A.Y., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Architecture of fuel systems of hybrid facility DEMO-FNS and algorithms for calculation of fuel flows in the FC-FNS model. — Fusion Sci. Technol., 2020, vol. 76, p. 503—512.
22. **Ananyev S.S., Ivanov B.V., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Development of a candidate technology development program for the main DEMO-FNS fuel cycle systems. — In: 31st Symposium on Fusion Technology SOFT2020. Poster session, P1.35.
23. **Council of the European Union.** Council Regulation (EC) № 428/2009. Off. J. Eur. Union, 2009.
24. **Wassenaar Arrangement Secretariat.** Wassenaar Arrangement on Export Controls for Conventional Arms and Dual-Use Goods and Technologies. 2015, vol. II, p. 1—156.
25. **Shpanskiy Y.S.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 076014.
26. **Yukhimchuk A.A.** Tritium-related activities in the Russian Federation. — Fusion Sci. Technol., 2020, vol. 76, p. 567—577.
27. **Héder M.** From NASA to EU: the evolution of the TRL scale in Public Sector Innovation. — Innov. J., 2017, vol. 22, p. 1—23.
28. **European Commission.** General Annexes Horizon 2020. Horiz. 2020, Work Program. 2014—2015, p. 36.
29. **ISO 16290:2013** Space systems. Definition of the Technology Readiness Levels (TRLs) and their criteria of assessment.
30. **Оленин Ю.А., Мотыкина Ю.В.** Перечень уровней готовности технологий и производства. — ГК «Росатом», 2018.
31. **Трубников Г.В.** Методика определения уровней готовности технологии в рамках проектов федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014—2020 годы», 2017.
32. **Tillack M.S. et al.** An evaluation of fusion energy R&D gaps using technology readiness levels. — Fusion Sci. Technol., 2009, vol. 56, p. 949—956.

33. **Hörstemsmeier Y.N., Butler B., Day C., Franza F.** Analysis of the EU-DEMO fuel cycle elements: Intrinsic impact of technology choices. — *Fusion Eng. Des.*, 2018, vol. 136, p. 314—318.
34. **Tillack M.S., Tanigawa H., Zinke S.J., Kimura A.** Technology readiness applied to materials for fusion applications. — In: 15th Intern. Conf. on Fusion Reactor Materials, 2011.
35. **Orsitto F.P. et al.** Diagnostics and control for the steady state and pulsed tokamak DEMO. — *Nucl. Fusion*, 2016, vol. 56(2), p. 1—23.
36. **Malkov M.P.** Industrial production of heavy water. — *Sov. J. At. Energy*, 1961, vol. 7, p. 613—619.
37. **Ентяков Б.Н.** Создание производства трития в СССР. — В сб.: Сборник докладов Пятой международной конференции и Девятой международной школы молодых ученых и специалистов им. А.А. Курдюмова. Под ред. д-ра техн. наук А.А. Юхимчука, 2014, с. 28—38.
38. **Алексеев И.А., Коноплев К.А., Тренин В.Д.** Установка изотопной очистки; <http://nrd.pnpi.spb.ru/base/isotop.html>.
39. **Trenin V.D. et al.** Full-scale experimental assembly for hydrogen isotopes separation studies by cryogenic distillation: assembly and results of the studies. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 761—766.
40. **Bondarenko S.D., Alekseev I.A., Fedorchenko O.A., Vasyanina T.V.** The current status of the heavy water detritiation facility at the NRC «Kurchatov Institute»—PNPI. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 75(5), p. 690—695.
41. **Alekseev I., Fedorchenko O., Kravtsov P., Vasilyev A., Vznuzdaev M.** Experimental results of hydrogen distillation at the low power cryogenic column for the production of deuterium depleted hydrogen. — *Fusion Sci. Technol.*, 2008, vol. 54, p. 407—410.
42. **Alekseev I. et al.** Cryogenic distillation facility for isotopic purification of protium and deuterium. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2015, vol. 86(12).
43. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б.** Технология трития для термоядерного реактора. — М.: Издательский дом «Интеллект», 2018.
44. **Андреев Б.М., Селиваненко И.Л., Веденеев А.И., Голубков А., Теняев Б.** Исследование периодического процесса разделения изотопов водорода противоточным методом в системе водород—палладий. — В сб.: Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул. Звенигород, 4—8 окт. 1999 г. Сб. докл. 4-й Всерос. (Междунар.) науч. конф. — ЦНИИатоминформ, 1999, с. 147—152.
45. **Andreev B.M. et al.** Hydrogen isotope separation installation for tritium facility. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 505—510.
46. **Бучирин А.В., Голубков А.Н.** Разделение изотопов водорода на Pd-содержащем сорбенте. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 3, с. 61—63.
47. **Andreev B.M., Magomedbekov E.P., Sicking G.H.** Interaction of Hydrogen Isotopes with Transition Metals and Intermetallic Compounds. — Heidelberg: Springer Verlag., 1996. 168 p.
48. **Перевезенцев А.Н., Андреев Б.М., Капышев В.К., Ривкис Л.А., Малек М.П., Быстрицкий В.М., Столупин В.А.** Гидриды интерметаллических соединений и сплавов, их свойства и применение в атомной технике. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1988, вып. 19, с. 1386—1439.
49. **Lässer R. et al.** Preparative gas chromatographic system for the JET Active Gas Handling System — tritium commissioning and use during and after DTE1. — *Fusion Eng. Des.*, 1999, vol. 47, p. 301—319.
50. **Horen A.S., Lee M.W.** Metal hydride based isotope separation. Large-scale operations. — *Fusion Technol.*, 1992, vol. 21, p. 282—286.
51. **Heung L.K., Sessions H.T., Xiao X., Mentzer H.L.** Demonstration of the next-generation TCAP hydrogen isotope separation process. — *Fusion Sci. Technol.*, 2009, vol. 56, p. 1471—1475.
52. **Neugebauer C., Hörstemsmeier Y., Day C.** Technology development for isotope rebalancing and protium removal in the EU-DEMO fuel cycle. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 215—220.
53. **Spagnolo D.A., Miller A.I.** CECE alternative for upgrading/detritiation in heavy water nuclear reactors and for tritium recovery in fusion reactors. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 748—754.
54. **Andreev B.M. et al.** Installations for separation of hydrogen isotopes by the method of chemical isotopic exchange in the water—hydrogen system. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 515—518.
55. **Fedorchenko O.A., Alekseev I.A., Bondarenko S.D., Vasyanina T.V.** Recent progress in the experimental study of LPCE process on EVIO pilot plant. — *Fusion Sci. Technol.*, 2017, vol. 71, p. 432—437.
56. **Fedorchenko O.A., Alekseev I.A., Bondarenko S.D., Vasyanina T.V.** Experimental results and experience with the LPCE process. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 341—346.
57. **Rozenkevich M.B. et al.** Atomic-hydrogen energy and tritium purification of NPP discharges based on WWER generation 3 + reactors. — *Nanotechnologies Russ.*, 2020, vol. 15, p. 350—355.
58. **Ткаченко В.А., Овчаров А.В., Розенкевич М.Б.** Концентрационная зависимость скорости каталитического изотопного обмена водорода с парами воды на катализаторе PXTY-3СМ. — Атомная энергия, 2016, vol. 121, p. 340—346.
59. **Ivanova N.A., Levchenko M.A., Pak Y.S.** Synthesis, characterization and application of thermostable hydrophobic Pt catalysts for oxidation of H₂. — *Katal. v Promyshlennosti*, 2018, vol. 18, p. 57—65.
60. **Bukin A.N. et al.** Development of technology for liquid radioactive waste detritiation by two-temperature catalytic isotope exchange method in a water-hydrogen system. — *Fusion Sci. Technol.*, 2020, vol. 76, p. 358—365.
61. **Welte S. et al.** Setup and commissioning of a combined water detritiation and isotope separation experiment at the Tritium Laboratory Karlsruhe. — *Fusion Eng. Des.*, 2013, vol. 88, p. 2251—2254.
62. **Pervezentsev A.N., Bell A.C.** Development of water detritiation facility for JET. — *Fusion Sci. Technol.*, 2008, vol. 53, p. 816—829.
63. **Smith R.** The AGHS at JET and preparations for a future DT campaign. — *Fusion Sci. Technol.*, 2015, vol. 67, p. 571—575.
64. **Ananyev S.S., Ivanov B.V., Dnestrovskiy A., Kukushkin A.S., Spitsyn A.V., Kuteev B.V.** Concept development and candidate technologies selection for the DEMO-FNS fuel cycle systems. — *Nucl. Fusion*, 2021, no. Ii.

65. **Bornschein B. et al.** Tritium tests with a technical PERMCAT for final clean-up of ITER exhaust gases. — *Fusion Eng. Des.*, 2003, vol. 69, № 1—4 SPEC, p. 51—56.
66. **Rahimpour M.R., Samimi F., Babapoor A., Tohidian T., Mohebi S.** Palladium membranes applications in reaction systems for hydrogen separation and purification: a review. — *Chemical Engineering and Processing: Process Intensification*, 2017, vol. 121, p. 24—49.
67. **Tosti S., Pozio A.** Membrane processes for the nuclear fusion fuel cycle. — *Membranes (Basel)*, 2018, vol. 8, p. 1—14.
68. **Alimov V.N., Busnyuk A.O., Notkin M.E., Livshits A.I.** Pd—V—Pd composite membranes: hydrogen transport in a wide pressure range and mechanical stability. — *J. Memb. Sci.*, 2014, vol. 457, p. 103—112.
69. **Alimov V.N., Busnyuk A.O., Notkin M.E., Peredistov E.Y., Livshits A.I.** Hydrogen transport through V—Pd alloy membranes: hydrogen solution, permeation and diffusion. — *J. Memb. Sci.*, 2015, vol. 481, p. 54—62.
70. **Busnyuk A.O., Notkin M.E., Grigoriadi I.P., Alimov V.N., Lifshitz A.I.** Thermal degradation of a palladium coating on hydrogen-tight niobium membranes. — *Tech. Phys.*, 2010, vol. 55, p. 117—124.
71. **Alimov V.N. et al.** Extraction of ultrapure hydrogen with V-alloy membranes: from laboratory studies to practical applications. — *Int. J. Hydrogen Energy*, 2018, vol. 43, p. 13318—13327.
72. **Юхимчук А.А., Апасов В.А., Виноградов Ю.И. и др.** Комплекс газового обеспечения экспериментов по мюонному катализу ядерных реакций синтеза. — *Приборы и техника эксперимента*, 1999, т. 6, с. 17—23.
73. **Yukhimchuk A.A. et al.** Prometheus setup for study of tritium superpermeation. — *Fusion Sci. Technol.*, 2002, vol. 41, p. 929—933.
74. **Skovoroda A.A. et al.** Plasma-driven superpermeation of hydrogen through Nb membranes: Bulk effects. — *J. Nucl. Mater.*, 2002, vol. 306, p. 232—240.
75. **Musyaev R.K. et al.** Study of hydrogen isotopes superpermeation through vanadium membrane on Prometheus setup. — *Fusion Sci. Technol.*, 2008, vol. 54, p. 523—525.
76. **Peters B.J., Day C.** Analysis of low pressure hydrogen separation from fusion exhaust gases by the means of superpermeability. — *Fusion Eng. Des.*, 2017, vol. 124, p. 696—699.
77. **Bornschein B. et al.** Successful experimental verification of the tokamak exhaust processing concept of ITER with the CAPER facility. — *Fusion Sci. Technol.*, 2005, vol. 48, p. 11—16.
78. **Bornschein B.** The closed tritium cycle of KATRIN. — *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 2006, vol. 57, p. 38—48.
79. **Wilson J., Becnel J., Demange D., Rogers B.** The ITER tokamak exhaust processing system permeator and palladium membrane reactor design. — *Fusion Sci. Technol.*, 2019, vol. 75, p. 802—809.
80. **Alekseev I.A., Karpov S.P., Trenin V.D.** Zeolite cryopumps for hydrogen isotopes transportation. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 499—504.
81. **Alekseev I., Trenin V.** Temperature dependence of the separation factor for hydrogen isotopes during adsorption on zeolite NaA. — *Russian J. of Applied Chemistry*, 1993, vol. 66, p. 111—115.
82. **Alekseev I.A., Baranov I.A., Novozhilov V.A., Sukhorukova G.A., Trenin V.D.** Separation of hydrogen isotopes H₂—HT and D₂—DT by adsorption on NaA synthetic zeolites. — *Sov. At. Energy*, 1983, vol. 54, p. 423—424.
83. **Парбузин В.С., Лукьянов А.А., Яковлев В.А.** Теплоты адсорбции тритийсодержащих диводородов на внешней поверхности кристаллов цеолита типа KA. — *Вестник Московского университета. Сер. 2. Химия*, 2001, вып. 42, с. 256—258.
84. **Bondarenko S.D., Alekseev I.A.** Study of isotopic effect for hydrogen and deuterium adsorption on nanoporous carbon (NPC) at 67—78 K. — *Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials*, 2007, p. 493—497. doi:10.1007/978-1-4020-5514-0_62.
85. **Парбузин В.С., Яковлев В.А.** МГУ-ДЕТРА — многоцелевая газоразделительная установка для получения адсорбцией высокообогащенных дейтерия и трития. — *Вестник Московского университета. Сер. 2. Химия*, 2003, вып. 44, с. 299—303.
86. **Kawamura Y. et al.** Adsorption isotherms for tritium on various adsorbents at liquid nitrogen temperature. — *Fusion Technol.*, 2000, vol. 37, p. 54—61.
87. **Bekris N., Hutter E., Albrecht H., Penzhorn R.D., Murdoch D.** Cold trapping of traces of tritiated water from the helium loops of a fusion breeder blanket. — *Fusion Eng. Des.*, 2001, vol. 58—59, p. 423—428.
88. **Enoeda M. et al.** Recovery of hydrogen isotopes and impurity mixture by cryogenic molecular sieve bed for GDC gas cleanup. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 28, p. 591—596.
89. **Munakata K., Kawamura Y.** Adsorption behavior of hydrogen and deuterium on natural mordenite adsorbent at 77 K. — *Fusion Sci. Technol.*, 2012, vol. 62, p. 71—76.
90. **Beloglazov S., Bekris N., Glugla M., Wagner R.** Semi-technical cryogenic molecular Sieve Bed for the tritium extraction system of the test blanket module for ITER. — *Fusion Sci. Technol.*, 2005, vol. 48, p. 662—665.
91. **Park S.C. et al.** Hydrogen adsorption performance for large-scale cryogenic molecular sieve bed. — *Fusion Eng. Des.*, 2019, vol. 146, p. 1863—1867.
92. **Perevezentsev A.N., Rozenkevich M.B., Pak Y.S., Marunich S.A., Bukin A.N.** Phase isotope exchange of water as a gas detritiation method. — *Theor. Found. Chem. Eng.*, 2013, vol. 47, p. 47—54.
93. **Perevezentsev A.N. et al.** Wet scrubber column for air detritiation. — *Fusion Sci. Technol.*, 2009, vol. 56, p. 1455—1461.
94. **Perevezentsev A.N. et al.** Wet scrubber technology for tritium confinement at ITER. — *Fusion Eng. Des.*, 2010, vol. 85, p. 1206—1210.
95. **Розенкевич М.Б. и др.** Новая технология детритизации газовых потоков. — *Перспективные материалы*, 2013, вып. 14, с. 345—351.
96. **Rozenkevich M. et al.** Main features of the technology for air detritiation in scrubber column. — *Fusion Sci. Technol.*, 2016, vol. 70, p. 435—447.

97. **Букин А.Н., Горбатенко Е.А., Марунич С.А., Розенкевич М.Б.** Особенности глубокого каталитического окисления водорода с использованием катализатора Pt/Al₂O₃ применительно к процессу детритизации воздуха. — Успехи в химии и химической технологии, 2010, вып. XXIV, с. 44—49.
98. **Ivanova A.S., Bukin A.N., Marunich S.A., Pak Y.S., Rozenkevich M.B.** Catalytic oxidation of trace quantities of hydrogen in tritium-containing gas flows in the event of a fire at nuclear facilities. — At. Energy, 2016, vol. 120, p. 127—133.
99. **Гаспарян М.Д. и др.** Применение керамических высокопористых блочно-ячеистых контактных устройств в процессе фазового обмена изотопов водорода. — Химическая промышленность сегодня, 2014, вып. 9, с. 35—43.
100. **Сумченко А.С. и др.** Влияние способа запуска насадочной колонны на эффективность процессов ректификации воды и детритизации газов методом фазового изотопного обмена. — Теоретические основы химической технологии, 2015, вып. 49, с. 267—276.
101. **Bukin A.N., Moseeva V.S., Rozenkevich M.B.** Isotope purification of gases containing deuterium and tritium by the method of the phase isotopic exchange of water. — Theor. Found. Chem. Eng., 2018, vol. 52, p. 488—494.
102. **Букин А.Н., Сумченко А.С., Розенкевич М.Б.** Разработка оптимальных режимов работы установки детритизации воздуха методом фазового обмена при его относительной влажности от 0 до 100%. — Успехи в химии и химической технологии, 2012, вып. XXVI, с. 11—15.
103. **Busigin A.** Rigorous tritium wet scrubber column modeling and design. — Fusion Sci. Technol., 2020, vol. 76, p. 252—256.
104. **Букин А.Н., Иванова А.С., Розенкевич М.Б., Пак Ю.С., Марунич С.А.** Способ отбора проб тритированной воды методом фазового изотопного обмена. Заводская лаборатория. — Диагностика материалов, 2017, вып. 83, с. 27—31.
105. **Ганжур О.** Учёные ВНИИИМ сделали ядерную батарейку для авиации и космоса. Страна Росатом, 2020.
106. **Hayashi T. et al.** R&D of atmosphere detritiation system for ITER in JAEA. — Fusion Eng. Des., 2010, vol. 85, p. 1386—1390.
107. **Iwai Y., Edao Y., Asahara H., Hayashi T.** Development of hydrophobic platinum catalyst for oxidation of tritium in JAEA. — Nucl. Mater. Energy, 2016, vol. 9, p. 267—272.
108. **Edao Y., Sato K., Iwai Y., Hayashi T.** Effect of hydrocarbons on the efficiency of catalytic reactor of detritiation system in an event of fire. — J. Nucl. Sci. Technol., 2016, vol. 53, p. 1831—1838.
109. **Kurihara K.** Current status of ITER components manufacturing and JT-60SA assembly. — In: Symposium on the ITER/BA Activities Fusion Energy Forum of Japan, 2018.
110. **Yukhimchuk A.A.** Tritium activities in Russia. — Fusion Sci. Technol., 2002, vol. 41, p. 334—338.
111. **Welte S., Besserer U., Osenberg D., Wendel J.** Tritium Laboratory Karlsruhe: Administrative and technical framework for isotope laboratory operation. — Fusion Sci. Technol., 2015, vol. 67, p. 635—638.
112. **Wendel J. et al.** 30 Years Tritium Laboratory Karlsruhe — From basic technology to advanced experiments and analytics. — In: 31st Symposium on Fusion Technology, SOFT2020. Poster session, P1.799.



Борис Владимирович Иванов, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Сергей Станиславович Ананьев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий Правительства РФ, им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ananyev_SS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 12 сентября 2021 г.
После доработки 24 сентября 2021 г.
Принята к публикации 28 сентября 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 5—24.

УДК 621.039.623, 533.9.082.74, 519.688

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД С УЧЁТОМ НАВЕДЁННЫХ ТОКОВ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ

*В.Ф. Андреев¹, А.Ю. Балашов¹, А.М. Белов^{1,2}, Г.Б. Игонькина¹, П.С. Семенов¹,
М.М. Соколов¹, А.В. Степин¹, А.В. Сушков¹, Э.Н. Хайрутдинов^{1,2}*

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²АО «ГНЦ ТРИНИТИ», Москва, Россия

В связи с пуском токамака Т-15МД тестирование многочисленных магнитных датчиков системы электромагнитной диагностики является актуальной задачей, так как измерения с магнитных датчиков используются для управления плазменным разрядом. В работе анализируются первые эксперименты по измерению магнитного поля, проведённые на установке Т-15МД. Была создана программа, в которой решаются уравнения Кирхгофа для токов в полоидальных обмотках и токов, наведённых в вакуумной камере и витках пассивной стабилизации. Рассчитывалось распределение магнитного поля и напряжения в магнитных датчиках, которые сравнивались с экспериментально измеренными величинами. В результате была обнаружена неправильная полярность подсоединения у некоторых датчиков, а также то, что были перепутаны сигналы с двух датчиков при их записи в базу данных. Показано, что в вакуумной камере наводятся большие токи, которые будут влиять на равновесие плазмы, особенно на начальной стадии подъёма тока. Предложен алгоритм, который позволяет уточнить двумерную модель камеры Т-15МД, что повышает точность расчёта наведённых токов и тем самым улучшает управление плазменным разрядом.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, магнитные зонды, вакуумная камера, пассивные витки, уравнения Кирхгофа, электромагнитная диагностика.

SIMULATION OF MAGNETIC MEASUREMENTS ON THE TOKAMAK T-15MD TAKING INTO ACCOUNT THE EDDY CURRENTS IN THE VACUUM CHAMBER

*V.F. Andreev¹, A.Yu. Balashov¹, A.M. Belov^{1,2}, G.B. Igonkina¹, P.S. Semenov¹,
M.M. Sokolov¹, A.V. Stepin¹, A.V. Sushkov¹, E.N. Khairutdinov^{1,2}*

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²JSC RF TRINITI, Moscow, Russia

In connection with the start of the T-15MD tokamak, testing of numerous magnetic probes of the electromagnetic diagnostics system is an important task, since measurements from magnetic probes are used to control the plasma discharge. The paper analyzes the first experiments on measuring the magnetic field, carried out on the T-15MD tokamak. A program was created in which the Kirchhoff equations are solved for currents in poloidal coils and eddy-currents in a vacuum chamber and passive stabilization conductors. The distribution of the magnetic field and voltage in the magnetic probes was calculated and compared with the experimentally measured values. As a result, the incorrect polarity of the connection was found for some probes, as well as the fact that the signals from the two probes were mixed up when they were recorded in the database. It is shown that large currents are induced in the vacuum chamber, which will affect the equilibrium of the plasma, especially at the initial stage of the current rise. An algorithm is proposed that makes it possible to improve the two-dimensional model of the T-15MD chamber, which increases the accuracy of calculating the eddy currents and thereby improves the control of the plasma discharge.

Key words: tokamak T-15MD, magnetic probes, vacuum chamber, passive conductors, Kirchhoff equations, electromagnetic diagnostics.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-25-42

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» осуществляется подготовка к физическому пуску токамака Т-15МД [1]. Система электромагнитной диагностики [2] является одной из основных диагностик на установке Т-15МД. Измерения магнитного поля необходимы для идентификации и контроля формы и положения плазмы. На основе магнитных измерений разрабатывается и реализуется система управления плазменным разрядом. Также эта диагностика используется для исследования МГД-активности плазмы и организации пробоя в камере токамака. Поэтому для решения этих задач предъявляются повышенные требования к надёжности данной диагностики.

Одним из методов верификации и тестирования магнитной диагностики на токамаке является математическое моделирование магнитных измерений, которое позволяет решить ряд следующих задач.

Во-первых, моделирование позволяет проверить правильность установки магнитных датчиков (полярность подсоединения, ориентацию и т.д.). Отметим, что на токамаке Т-15МД система магнитной электромагнитной диагностики состоит из большого числа магнитных датчиков, поэтому только математическое моделирование позволит выявить явные неточности в их установке.

Во-вторых, важной задачей моделирования магнитных измерений является оценка наведённых токов в вакуумной камере (ВК) токамака Т-15МД. Камера Т-15МД достаточно толстая с низким омическим сопротивлением (~60—70 мкОм), поэтому наведённые токи большие и будут влиять на равновесие плазмы и соответственно на алгоритмы управления разрядом. Особенно это актуально при пробое и на начальной стадии разряда, когда ток в плазме небольшой, а управляющие полоидальные обмотки находятся далеко от плазменного шнура. Следовательно, максимально точный учёт наведённых токов в ВК токамака является необходимым условием для осуществления разряда.

Третьей важной задачей моделирования магнитных измерений является разработка адекватной модели ВК. Как правило, используется модель камеры, в которой она считается аксиальной симметричной. Однако наличие патрубков и других конструктивных элементов существенно влияет на точность такой модели. Трёхмерное моделирование не даёт нужного эффекта, так как оно слишком громоздко и не может учесть всех нюансов геометрии ВК. Моделирование магнитных измерений позволяет подобрать параметры двумерной модели камеры токамака из условия максимально точного совпадения результатов численного расчёта с экспериментальными измерениями. Таким образом, улучшенная двумерная модель ВК в дальнейшем может быть использована для восстановления равновесия плазмы, расчёта сценариев разряда и в алгоритмах управления плазменным разрядом.

Статья построена следующим образом: кратко описываются система электромагнитной диагностики токамака Т-15МД, используемые магнитные зонды и геометрия ВК; приведены условия экспериментов, для которых проводились магнитные измерения; формулируются математическая постановка задачи и численный метод её решения; приведены результаты проверки правильности установки магнитных датчиков; предлагается метод, который позволяет улучшить двумерную модель ВК токамака Т-15МД, используя магнитные измерения; в заключение даются основные выводы статьи и планы дальнейших работ.

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ДИАГНОСТИКИ Т-15МД

Система электромагнитной диагностики установки Т-15МД предназначена для:

- измерения основных электротехнических параметров плазмы (полный ток, напряжение обхода, индукция магнитных полей и т.д.);
- анализа магнитогидродинамической (МГД) активности плазмы;
- определения положения и формы плазмы, управления равновесием;
- измерения энергосодержания плазмы и т.д.

В табл. 1 приведены виды датчиков системы электромагнитной диагностики и их количество, которые планируется установить на токамаке Т-15МД [1, 2].

Т а б л и ц а 1. Виды датчиков и их количество

Датчики	Количество, шт.
Датчик формы двухкомпонентный (ДФ)	39
Петля секторная на корпусе (полоидальная) (ПСП)	48 (2 сечения по 24)
Датчик однокомпонентный (полоидального обхода) (МГДПВ)	78 (2 сечения по 39)
Датчик однокомпонентный (тороидального обхода) (МГДТВ)	44 (2 уровня по 22)
Датчик напряжения обхода (ДНО)	32
Датчик вертикального потока (ДВП)	4
Датчик горизонтального потока (ДГП)	4
Петля секторная седловая (тороидальная) (ПСТ)	24 (3 уровня по 8)
Пояс Роговского внутренний (ПРВ)	2 (6 частей)
Пояс Роговского наружный (ПРН)	2 (8 частей)
Пояс Роговского витков пассивной стабилизации (ПРВит)	2 (4 части)

Два комплекта из 39 двухкомпонентных датчиков формы (ДФ) располагаются внутри вакуумной камеры в разных меридиональных сечениях. Магнитные датчики расположены в полоидальном сечении ВК равномерно по обходу. Каждый датчик состоит из двух ортогональных катушек (для измерения нормальной и тангенсальной компонент магнитного поля).

Датчики системы электромагнитной диагностики:

— секторные петли (ПСП и ПСТ) располагаются по тороидальному и полоидальному обходу камеры;
 — датчики напряжения обхода (ДНО) — тороидальные витки, измеряющие падение напряжения на обходе плазмы;

— датчики горизонтального и вертикального магнитных потоков (ДГП и ДВП) — тороидальные витки, измеряющие горизонтальный и вертикальный магнитные потоки;

— пояса Роговского (ПРВ, ПРН и ПРВит) — распределённые магнитные катушки для измерения тока плазмы, тока в витках пассивной стабилизации и «гало» токов в элементах конструкции;

— МГД-зонды — высокочастотные датчики (магнитные катушки), измеряющие нормальную и тангенциальную компоненты индукции магнитного поля по отношению к измерительному контуру и расположенные в полоидальном сечении ВК;

— в шести меридиональных сечениях имеются вставленные в камеру тонкостенные трубки со сборной однокомпонентных магнитных датчиков, количество которых можно менять. Они также располагаются равномерно по длине всей ВК;

— датчики диамагнитного сигнала — витки, охватывающие поперечное сечение вакуумной камеры установки, для измерения диамагнетизма плазмы.

Для первых магнитных измерений были изготовлены восемь однокомпонентных магнитных датчиков. В табл. 2 приведены координаты и углы датчиков, установленных в камере T-15МД (угол отсчитывается от вертикальной оси против часовой стрелки), а также результаты калибровки датчиков, т.е. параметр NS в см^2 [3].

Т а б л и ц а 2. Координаты и углы расположения однокомпонентных магнитных датчиков

№ датчика	R , мм	Z , мм	Угол, град	NS , см^2
МД 1	765	-1120	0	102,507
МД 2	1420	-1885	90	101,499
МД 3	2055	-1235	157	115,515
МД 4	2385	0	180	114,968
МД 5	2030	905	214	103,701
МД 6	1420	1520	270	102,673
МД 7	765	825	0	80,572
МД 8	765	0	0	112,861

При моделировании магнитных измерений важно знать точную геометрию ВК и расположение витков пассивной стабилизации, которые служат для подавления неустойчивости плазмы по вертикали. В табл. 3 приведены координаты начала и конца сегментов камеры, в табл. 4 — координаты замкнутых проводящих элементов силовой структуры под днищем ВК.

Т а б л и ц а 3. Координаты сегментов вакуумной камеры, толщина

№	Сегмент	R_1 , мм	Z_1 , мм	R_2 , мм	Z_2 , мм	Толщина, мм
S1	Внутренний цилиндр	717,5	-1570	717,5	1200	5
S2	Верхний внутренний конус	720	1200	927	1560	8
S3	Верхняя крышка	910	1564	1710	1564	8
S4	Верхний наружный конус	1695	1560	2404	510	8
S5	Патрубки (очень приблизительно)	2470	510	2470	-510	20
S6	Нижний наружный конус	1800	-1930	2404	-510	8
S7	Дно	910	-1935	1885	-1935	10
S8	Нижний внутренний конус	720	-1570	927	-1930	8

Т а б л и ц а 4. Координаты, длина и толщина элементов силовой структуры

№	Координаты центра R_0 , мм	Координаты центра Z_0 , мм	Длина, мм	Толщина, мм
S9	1175	-2100	240	27
S10	1750	-2100	240	18

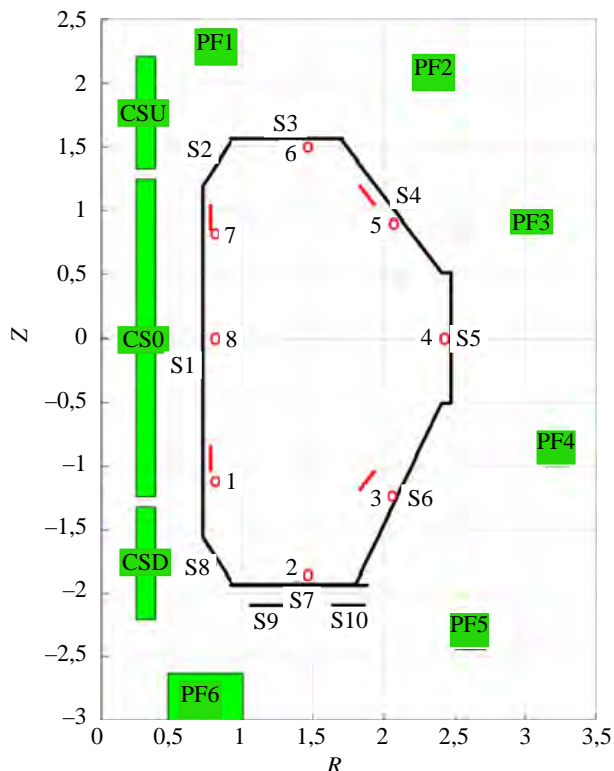


Рис. 1. Сечение токамака Т-15МД с расположением магнитных датчиков (●), витков пассивной стабилизации (—) и сегментов ВК (—), ■ — полоидальные обмотки PF1, PF2, PF3, PF4, PF5 и PF6 и три секции индуктора (CSD, CS0 и CSU)

Внутренние витки пассивной стабилизации имеют следующую геометрию: толщина 10 мм, длина 200 мм (расположены вертикально). Длина каждого вдоль тора 4840 мм и ещё две перемычки по 1900 мм. Координаты центров: $R_0 = 70$ мм и $Z_0 = \pm 950$ мм. Наружные витки пассивной стабилизации: толщина 20 мм, длина 200 мм (наклонены на 34°). Длина каждого вдоль тора 11 810 мм и ещё две перемычки по 2500 мм. Координаты центров: $R_0 = 1880$ мм и $Z_0 = \pm 1118$ мм.

На рис. 1 показано сечение токамака Т-15МД.

МАГНИТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

На токамаке Т-15МД была проведена серия экспериментов, в которых измерялось магнитное поле с помощью восьми датчиков (см. табл. 2). Последовательно в центральной секции индуктора CS0, а также в полоидальных обмотках PF2, PF3, PF4 и PF5 задавался переменный ток 50 Гц. При этом ток изменялся в диапазоне от 10 до 20 А. В табл. 5 приведены номера импульсов и соответствующие им параметры экспериментов.

Т а б л и ц а 5. Номера импульсов и соответствующие им параметры эксперимента

№ импульса	Обмотка	Ток, А
78	CS0	20
80	PF2	12
82	PF3	20
83	PF4	19
84	PF5	14,5
85	PF5	10
86	PF5	6
87	PF3	10
88	PF2	10
89	CS0	10
90	CS0	10
91	PF2	10
92	PF2	10

На рис. 2 показаны напряжения в вольтах, которые снимались с восьми магнитных датчиков и записывались в базу данных DASTools [4] (импульс № 92). На рисунке показан временной отрезок $400 < t < 500$ мс.

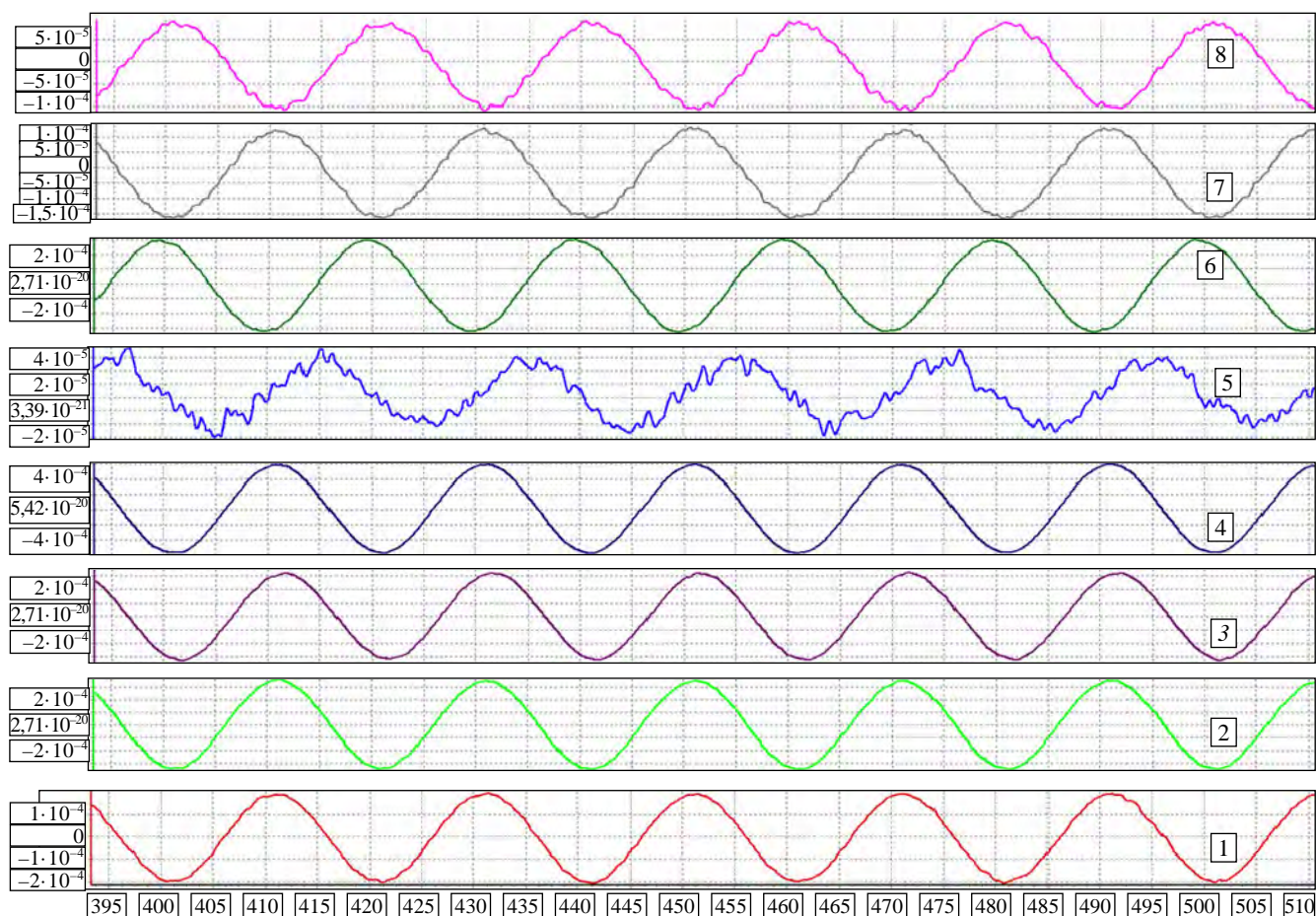


Рис. 2. Напряжения с магнитных датчиков для интервала времени $400 \text{ мс} < t < 500 \text{ мс}$ при задании переменного тока 10 А в обмотке PF2: 1—8 — номера магнитных датчиков

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Будем предполагать, что ВК токамака является аксиально симметричной по большому обходу тора, поэтому задача расчёта магнитных полей формулируется в двумерной постановке в цилиндрической системе координат r и z , где координата r направлена вдоль горизонтальной оси токамака, координата z — вдоль вертикальной оси токамака.

Используем скалярную величину потока магнитного поля $\psi(r, z)$, которая в произвольной точке пространства (r, z) от катушек полоидального поля и пассивных элементов токамака вычисляется по формуле

$$\psi(r, z) = \iint_{S_i} G(r, z, r_i, z_i) j(r_i, z_i) dr_i dz_i, \quad (1)$$

где $j(r_i, z_i)$ — распределение плотности тока в i -й полоидальной катушке или пассивном элементе; S_i — площадь сечения i -го проводника. Если предположить, что полный ток I по сечению полоидальной катушки или пассивного элемента распределён равномерно, то получаем

$$\psi(r, z) = \frac{I}{S_i} \iint_{S_i} G(r, z, r_i, z_i) dr_i dz_i, \quad (2)$$

где G — функция Грина [5]:

$$G(r, z, r_i, z_i) = \sqrt{\frac{rr_i}{k^2}} [(2 - k^2)K(k) - 2E(k)], \quad k^2 = \frac{4rr_i}{(r + r_i)^2 + (z - z_i)^2}; \quad (3)$$

$K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода:

$$K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} d\theta; \quad E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta} d\theta. \quad (4)$$

Отметим, что функция Грина $G(r, z, r_i, z_i)$ — магнитный поток в точке (r, z) от кольцевого тока, расположенного в точке (r_i, z_i) , т.е. по сути это взаимная индуктивность двух бесконечно тонких колец.

Такой подход позволяет вычислить скалярную величину магнитного потока $\psi(r, z)$ от любого конечного числа проводников простым алгебраическим сложением действий всех источников.

Компоненты магнитного поля являются производными от потока ψ :

$$B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad B_r = -\frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (5)$$

Токи, наведённые в пассивных элементах, определяются из уравнений Кирхгофа для электрических цепей

$$\mathbf{L} \frac{d\mathbf{I}}{dt} + \mathbf{R}\mathbf{I} = -\frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (6)$$

где \mathbf{L} — матрица индуктивностей (положительно определённая и симметричная), Гн; \mathbf{I} — вектор токов в пассивных элементах, А; \mathbf{R} — диагональная матрица сопротивлений Ом; $\Psi(r, z)$ — вектор суммарного потока от внешних активных проводников, Тл.

Численный алгоритм решения задачи (1)—(6) состоит из следующих шагов:

- разбиваем камеру токамака на некоторое количество кольцевых витков;
- задаём экспериментальный ток $I(t)$ в одной из полоидальных обмоток;
- решаем уравнения Кирхгофа (6) и находим наведённые токи во всех кольцевых витках ВК и в элементах пассивной стабилизации;
- в требуемом месте (r, z) вычисляем суммарный магнитный поток $\psi(r, z)$ от тока в полоидальной обмотке и наведённых токов;
- по формулам (5) вычисляем магнитное поле B_z и B_r в местах расположения магнитных датчиков;
- напряжение на магнитном датчике U , снимаемое с катушки, пропорционально — $d\Phi/dt$, где $\Phi = \mathbf{B}NS$, \mathbf{B} — составляющая вектора индукции магнитного поля вдоль оси магнитного датчика, S — площадь поперечного сечения датчика, N — количество витков;
- для вычисления \mathbf{B} необходимо спроецировать поля B_z и B_r на ось магнитного датчика с учётом его угла.

Таким образом, задавая ток в одной из полоидальных обмоток и вычисляя наведённые токи в элементах камеры и витках пассивной стабилизации, можно рассчитать сигналы в магнитных датчиках.

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

В данном пункте обсудим проблемы, которые возникают при численном решении задачи (1)—(6).

Первая проблема — необходимость использования большого количества кольцевых витков для моделирования ВК, что увеличивает число уравнений Кирхгофа (6) и соответственно требует обращения матрицы индуктивностей большой размерности. Поэтому, в первую очередь, необходимо определить минимальное количество витков разбиения камеры токамака, которое достаточно для численного решения задачи (1)—(6).

Минимально количество кольцевых витков определяется следующим образом. Камера токамака разбивается на N витков, решается задача (1)—(6) и вычисляются напряжения в магнитных датчиках. Далее ВК разбивается на $2N$ витков, снова решается задача (1)—(6) и вычисляются напряжения в датчиках. Если напряжения в магнитных датчиках для двух вариантов различаются больше чем на 1%, то процесс разбиения камеры продолжается, пока два решения не будут различаться меньше чем на 1%. В результате серии численных расчётов было показано, что разбиение ВК более чем на 250 кольцевых витков приводит к изменению напряжения в магнитных зондах менее 0,5%. Поэтому все дальнейшие расчёты проводились с разбиением камеры токамака на 250 кольцевых витков.

Вторая проблема заключается в обращении матрицы индуктивностей. В случае большого количества кольцевых витков, они расположены близко друг к другу, поэтому при обращении матрицы проявляется неустойчивость. Для решения этой проблемы использовалась регуляризация по Тихонову [6].

Вместо матрицы индуктивностей \mathbf{L} использовалась модифицированная матрица $\mathbf{D} = \mathbf{L} + \alpha\mathbf{E}$, где \mathbf{E} — единичная матрица. Подбор коэффициента α осуществлялся из условия его минимального значения и устойчивого решения задачи (1)—(6). Обращение модифицированной матрицы индуктивностей \mathbf{D} осуществлялось по методу Гаусса—Жордана [7].

Третья проблема — устойчивое решение системы дифференциальных уравнений (6) с большой точностью. Для этого использовался неявный метод Гаусса—Лежандра четвёртого порядка, который является А-устойчивым [8].

Для реализации численного алгоритма была написана программа на алгоритмическом языке C++, в которой решалась система уравнений (1)—(6).

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

Проверка полярности подсоединения магнитных датчиков. Моделирование магнитных измерений позволяет проверить полярность подсоединения магнитных датчиков.

На рис. 3, *а* показано распределение полоидального магнитного потока, на рис. 3, *б* — индукции магнитного поля при задании переменного тока 10 А в обмотке PF2.

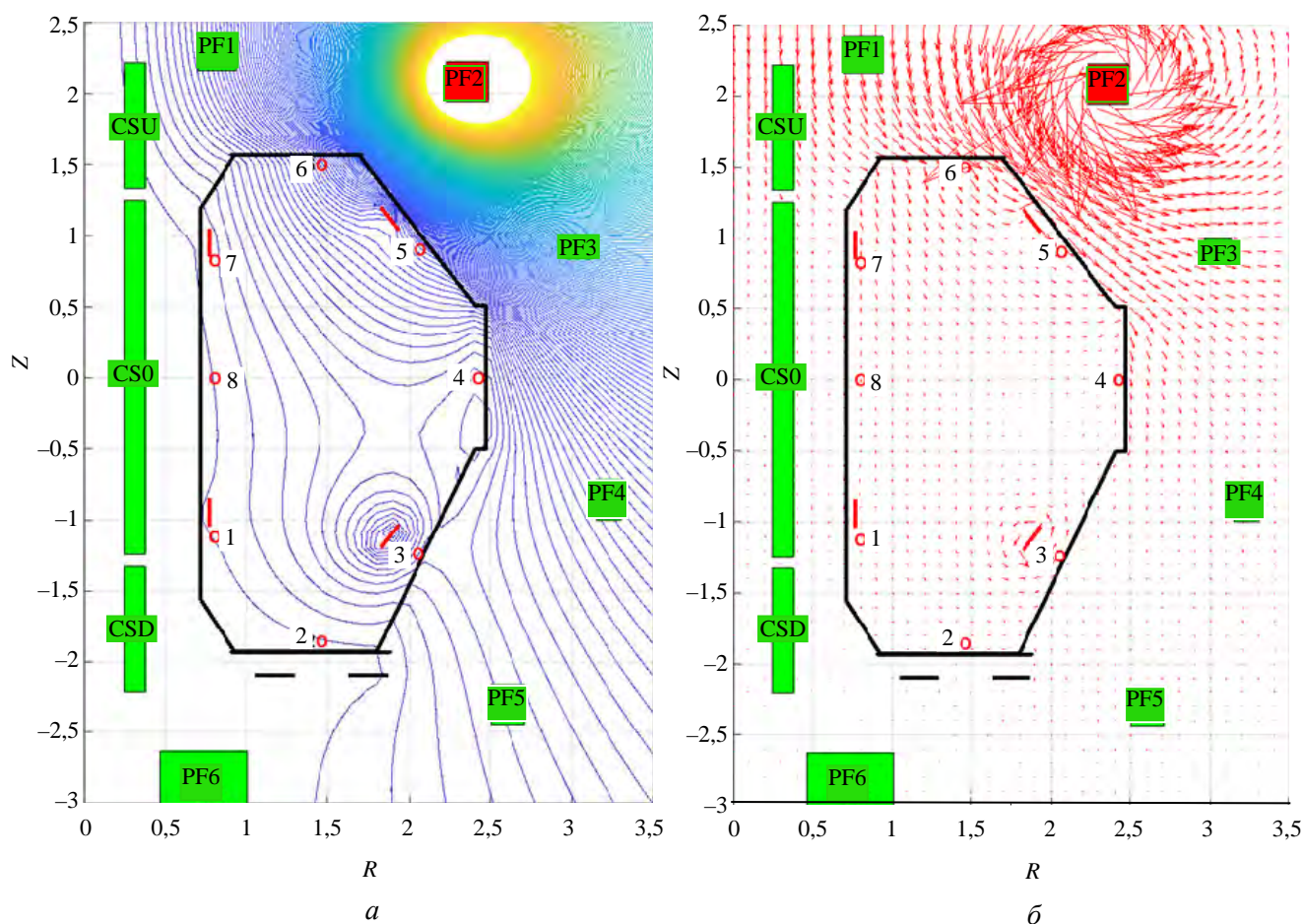


Рис. 3. Распределение магнитного потока (*а*) и индукции магнитного поля (*б*) при задании тока 10 А в обмотке PF2

На рис. 4 приведено сравнение расчётных и экспериментальных напряжений для магнитных датчиков. В первом окне (крайнее слева вверху) дан экспериментальный ток (—) и ток, который задавался в численном расчёте (—). На рисунке они полностью совпадают.

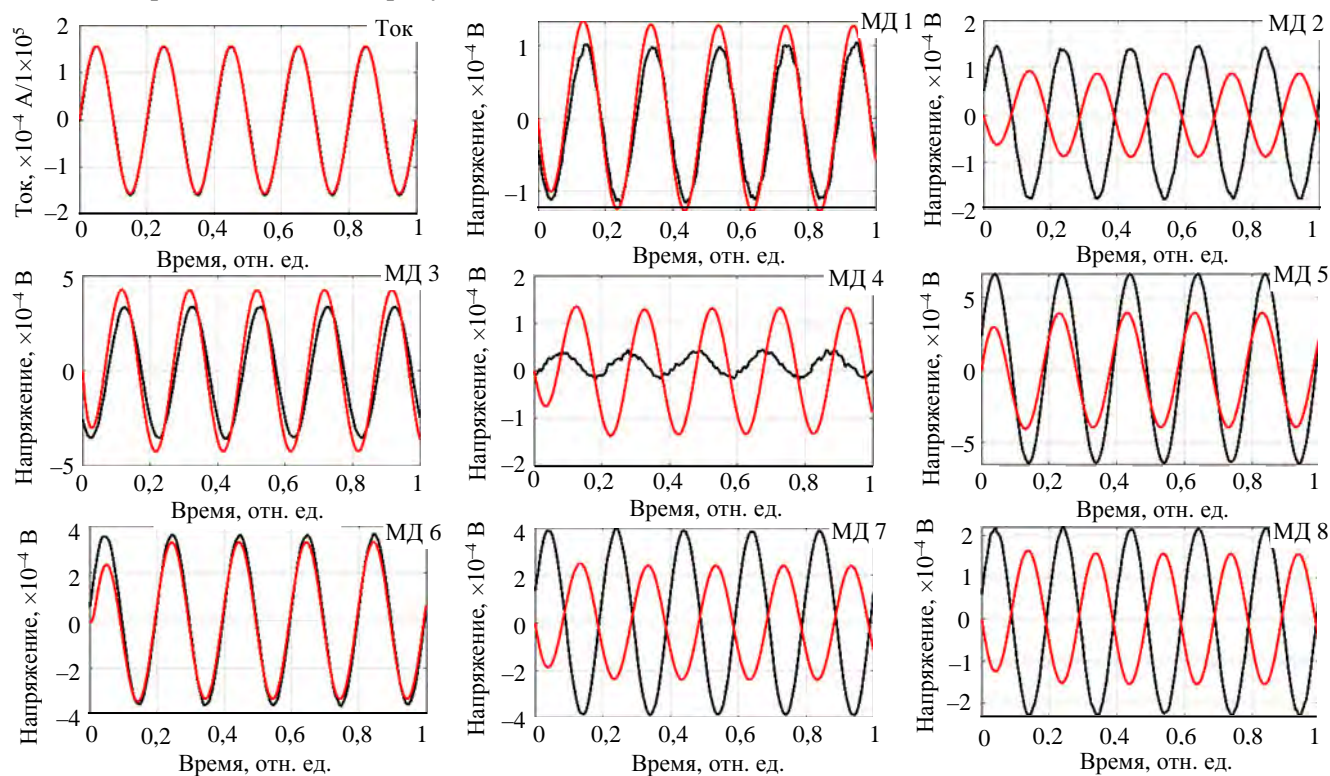


Рис. 4. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения для магнитных датчиков

На рис. 4 хорошо видно, что расчётные и экспериментальные напряжения у некоторых магнитных датчиков идут в противофазе (датчики МД 2, МД 7 и МД 8). Это означает, что полярность подсоединения у них неправильная. На рис. 5 приведены те же результаты, но после изменения полярности у датчиков МД 2, МД 7 и МД 8. Хорошо видно, что в этом случае наблюдается совпадение фазы у расчётных и экспериментальных напряжений.

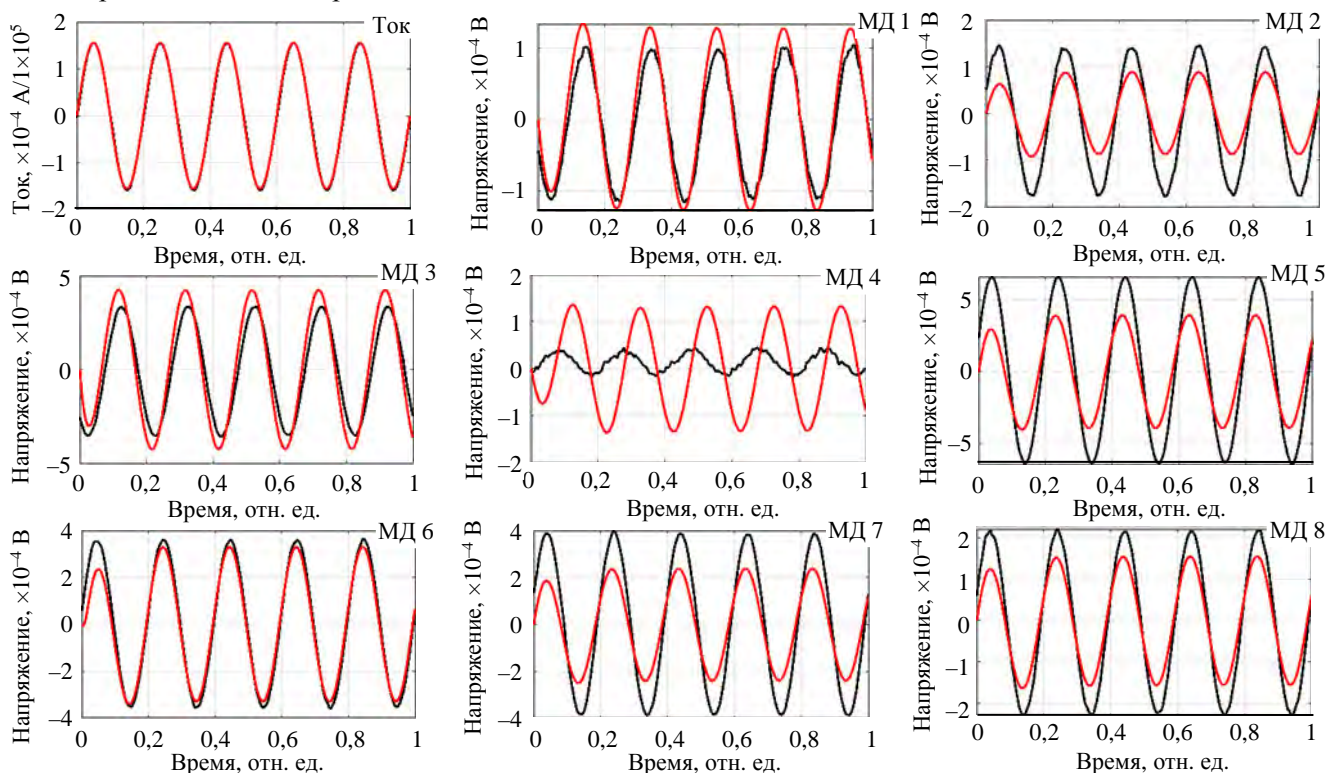


Рис. 5. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения после изменения полярности у датчиков МД 2, МД 7 и МД 8

Следует отметить, что численные расчёты также позволяют определить датчики, которые в эксперименте по каким-либо причинам работали неправильно (датчик МД 4). Это означает, что сигнал с этого датчика не должен использоваться в дальнейших расчётах.

Проверка правильности записи сигналов магнитных датчиков в базу данных. Как уже отмечалось, количество магнитных датчиков велико, и поэтому всегда могут быть ошибки не только в полярности подсоединения, но и при записи сигналов в базу данных. В этом пункте обсудим, как моделирование магнитных измерений может помочь проверить правильность записи сигналов с датчиков в базу данных DASTools [4], т.е. соответствует ли записанный сигнал в базе данных номеру магнитного датчика.

На рис. 6 показаны расчётные и экспериментальные напряжения с магнитных датчиков МД 1 и МД 2 в серии экспериментов, когда поочерёдно ток задавался в центральной секции индуктора CS0 (рис. 6, а) и обмотках PF2 (рис. 6, б), PF3 (рис. 6, в), PF4 (рис. 6, з), PF5 (рис. 6, д).

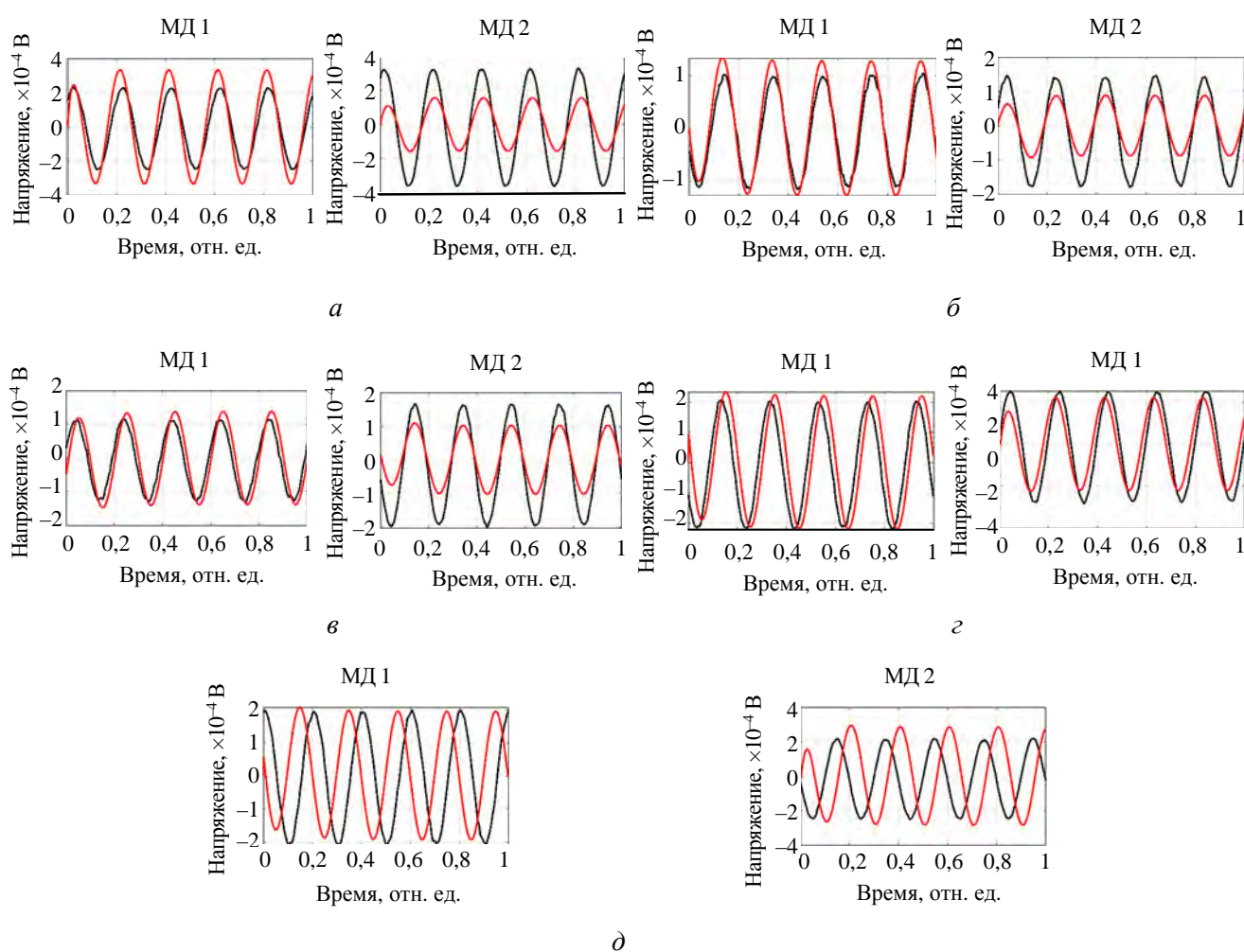


Рис. 6. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в магнитных датчиках МД 1 и МД 2 для серии экспериментов, когда ток задаётся центральной секции индуктора CS0 (а), обмотках PF2 (б), PF3 (в), PF4 (з), PF5 (д)

На рис. 6, а, б, в видно, что фазы расчётного и экспериментального сигналов совпадают, а начиная с тока в обмотках PF4 (см. рис. 6, з) и PF5 (см. рис. 6, д), наблюдается сдвиг фазы. Было сделано предположение, что сигналы с магнитных датчиков МД 1 и МД 2 при записи в базу данных DASTools были перепутаны. Для проверки этого предположения были переставлены сигналы с датчиков МД 1 и МД 2. Если это предположение правильно, то должно наблюдаться лучшее соответствие расчётных и экспериментальных сигналов для токов во всех обмотках.

На рис. 7 показаны результаты, когда сигналы с датчиков МД 1 и МД 2 поменяли друг с другом.

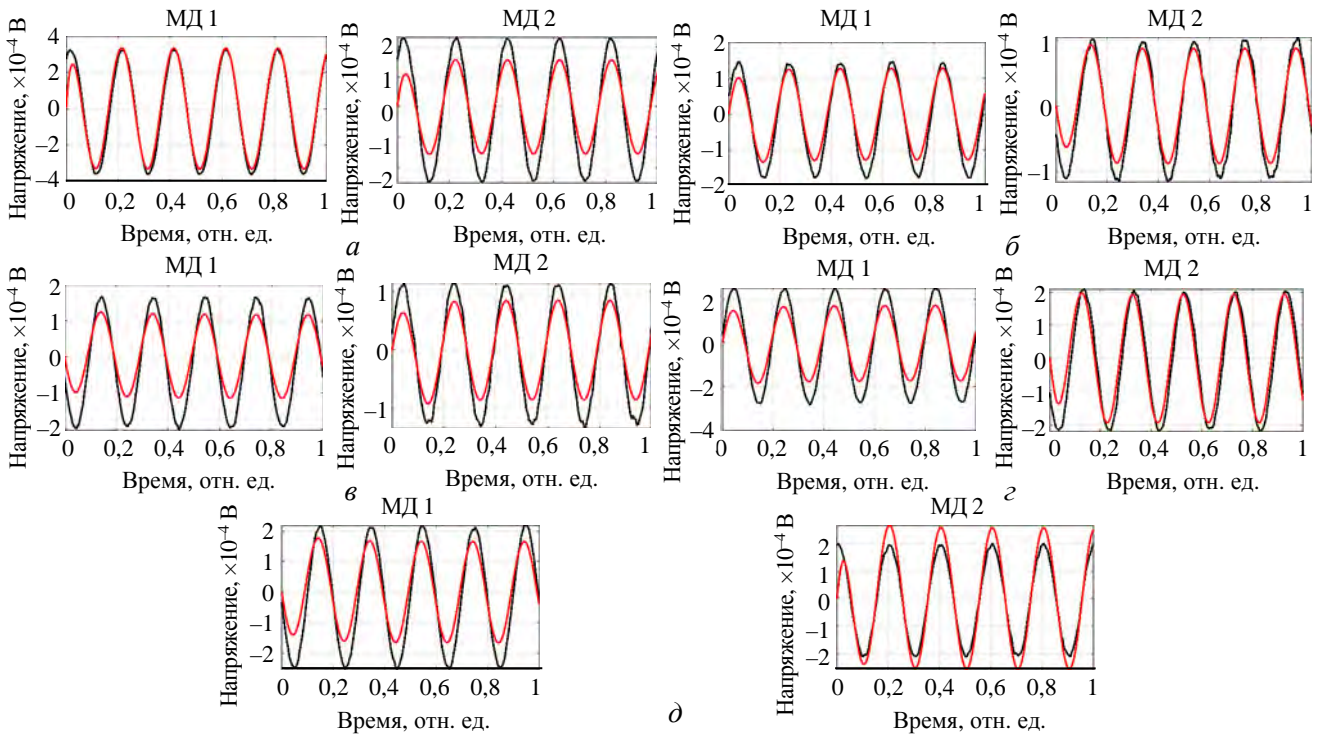


Рис. 7. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения после замены сигналов в датчиках МД 1 и МД 2 для экспериментов, в которых ток задаётся в центральной секции индуктора CS0 (а); обмотках PF2 (б), PF3 (в), PF4(г), PF5 (д)

Сравнение результатов, приведённых на рис. 6 и 7, показывает значительное улучшение соответствия расчёта эксперименту как по амплитуде, так и по фазе сигналов у датчиков МД 1 и МД 2. Это доказывает, что наше предположение оказалось верным.

Таким образом, проведённые численные расчёты позволили определить как неправильную полярность подсоединения некоторых магнитных датчиков, так и необходимую корректировку при записи сигналов в базу данных.

ВЫЧИСЛЕНИЕ НАВЕДЁННЫХ ТОКОВ В КАМЕРЕ

Следует отметить, что моделирование магнитных измерений позволяет оценить величину наведённых токов в различных сегментах ВК. Знать эти токи важно, так как они влияют на равновесие плазмы и соответственно на работу алгоритмов управления плазменным разрядом. Приведём результаты численных расчётов.

На рис. 8, а показано распределение магнитного потока, на рис. 8, б — вектора магнитной индукции

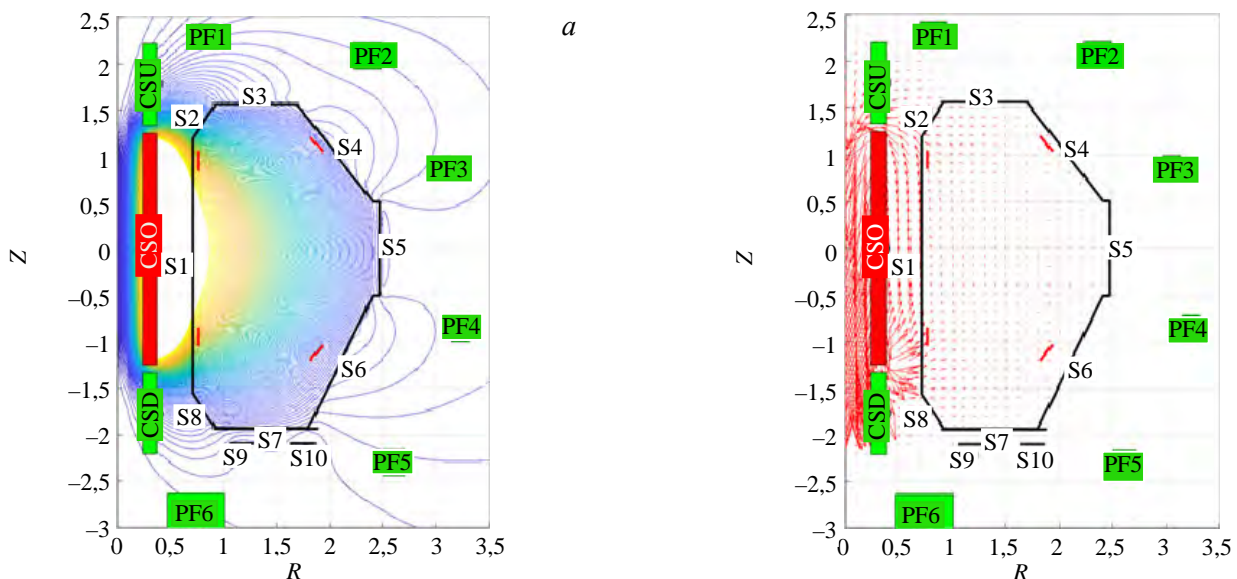


Рис. 8. Распределение магнитного потока (а); и магнитной индукции (б) при задании тока в центральной секции индуктора CS0

при задании тока в центральной секции индуктора CS0. На этом же рисунке приведены сегменты камеры токамака, для которых вычисляются суммарные наведённые токи. Такое выделение сегментов определяется геометрией и толщиной стенок ВК, т.е. сопротивлением камеры.

На рис. 9 показаны соответствующие данному расчёту суммарные наведённые токи в различных сегментах ВК.

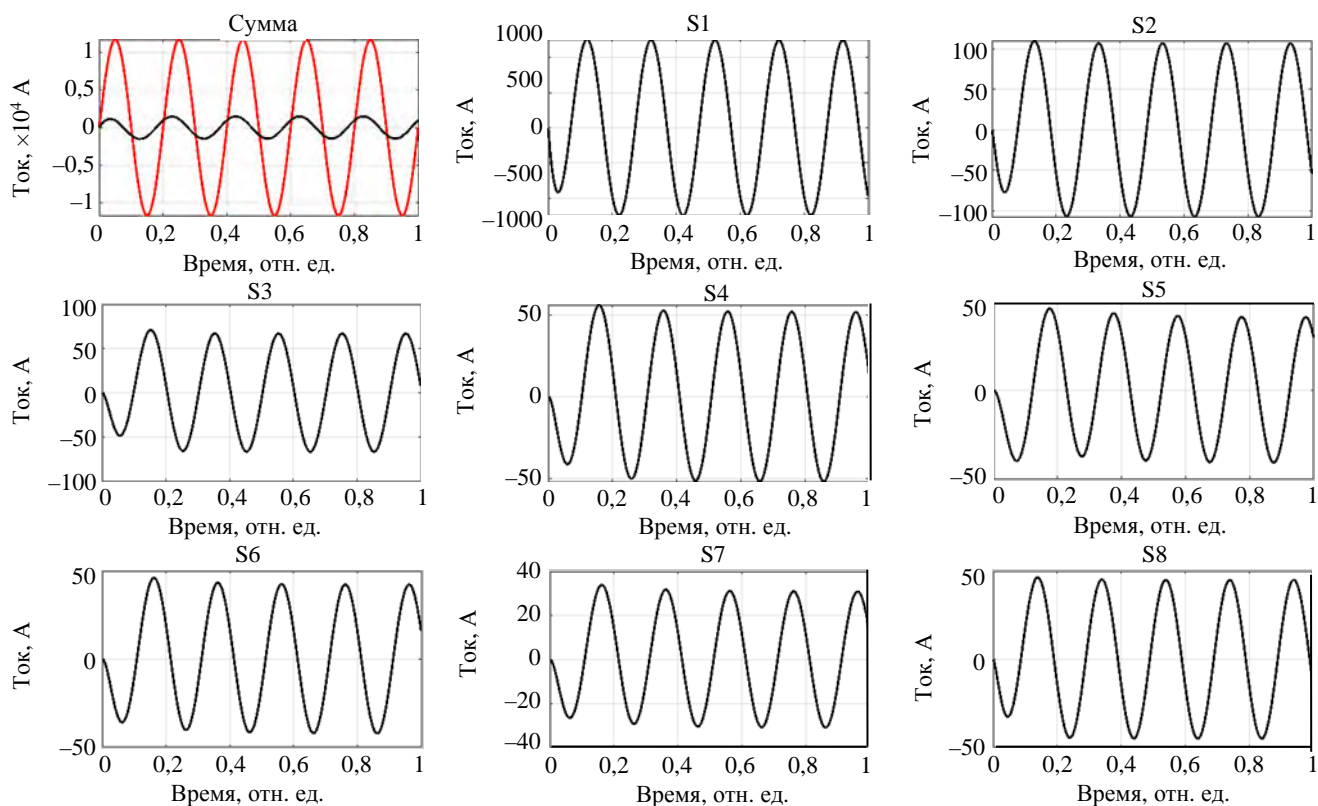


Рис. 9. Суммарные наведённые токи в сегментах ВК токамака при задании тока в секции индуктора CS0: — (в первом окне) — задаваемый ток; — — суммарный наведённый ток в камере

Отметим, что самый большой ток наводится в первом сегменте S1 ~1000 А, при этом суммарный наведённый ток во всей камере составляет примерно ~1500 А, что существенно меньше полного тока в индукторе 15 000 А. Это означает, что влияние наведённых токов в камере будет не очень существенным. Однако картина резко меняется, если задаётся ток в одной из полоидальных обмоток.

На рис. 10, а показано распределение полоидального потока, на рис. 10, б — магнитного поля при задании тока в обмотке PF3.

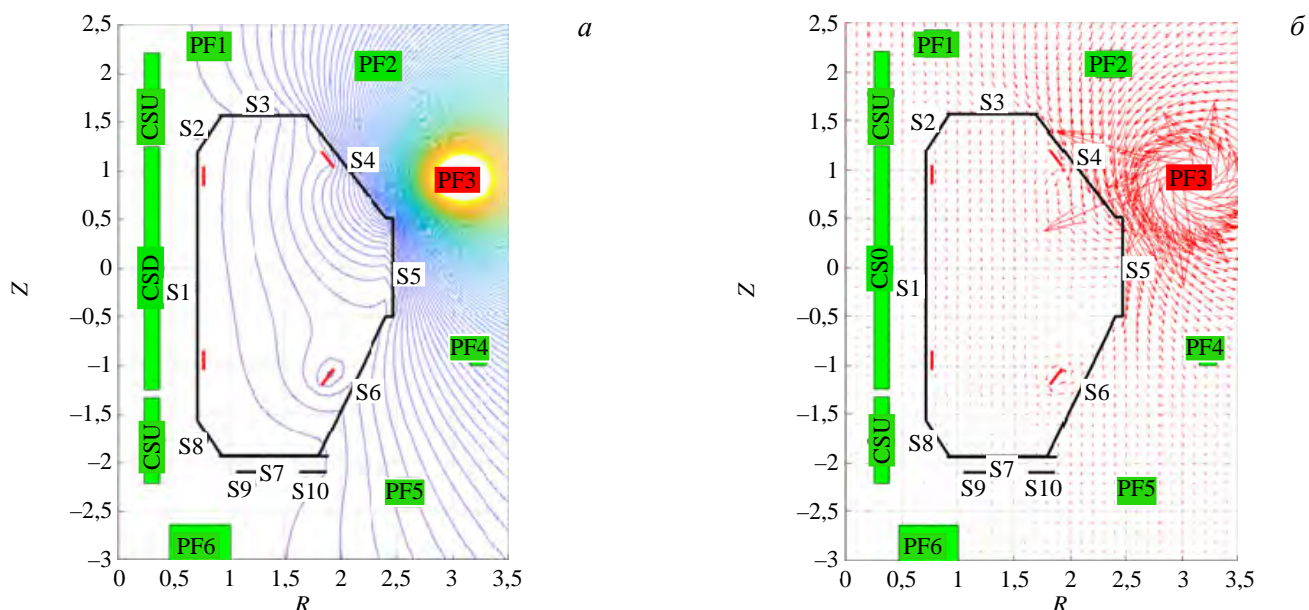


Рис. 10. Распределение магнитного потока (а) и магнитной индукции (б) при задании тока в обмотке PF3

На рис. 11 показаны соответствующие этому расчёту суммарные наведённые токи в различных сегментах ВК.

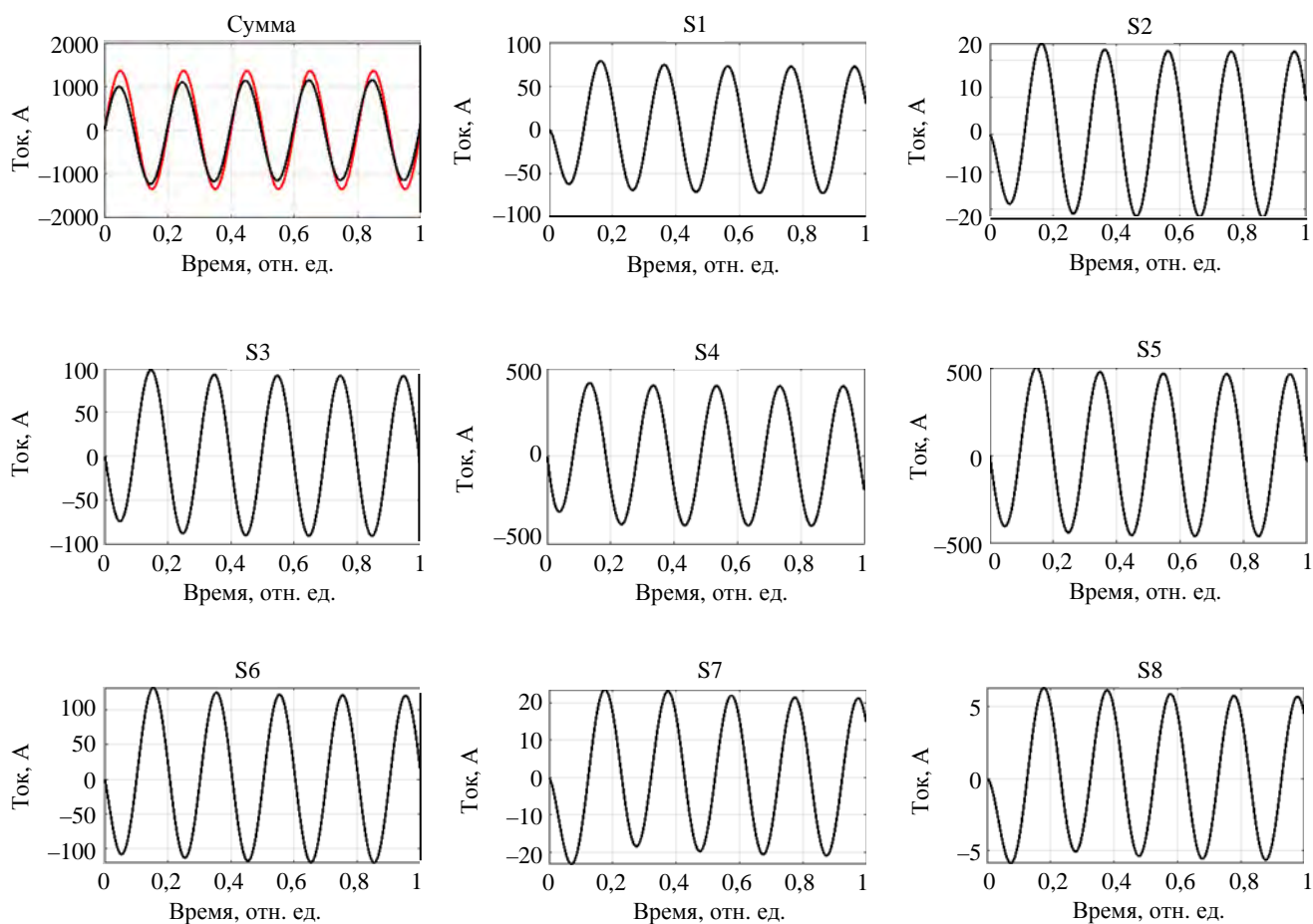


Рис. 11. Суммарные наведённые токи в сегментах вакуумной камеры токамака при задании тока в обмотке PF3: — (в первом окне) — задаваемый ток; — — суммарный наведённый ток в камере

Хорошо видно, что суммарный наведённый ток в камере (—) практически такой же, как заданный ток в обмотке PF3 (—) в первом окне. Это означает, что на начальной стадии разряда влияние наведённых токов в ВК будет существенным, и поэтому их необходимо учитывать при управлении плазменным разрядом.

УЛУЧШЕНИЕ МОДЕЛИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТОКАМАКА

В математической постановке задачи расчёта магнитных полей (1)—(6) использовалась аксиально-симметричная двумерная модель ВК токамака Т-15МД. Очевидно, что она является некоторым приближением к реальной камере. Можно попытаться построить трёхмерную модель ВК и решать задачи по расчёту трёхмерного распределения магнитных полей. Однако такой подход является очень громоздким и трудоёмким и в то же время не гарантирует получение необходимой точности вычисления магнитных полей, так как не удастся учесть всех конструктивных особенностей ВК.

Как уже отмечалось, главной задачей является максимально точный расчёт наведённых токов в ВК, так как они влияют на равновесие плазмы и алгоритмы управления плазменным разрядом.

В статье разрабатывается подход, в котором, используя результаты магнитных измерений, улучшается двумерная модель ВК с целью её приближения к реальной камере. В этом подходе индуктивности и сопротивления отдельных сегментов камеры подбираются таким образом, чтобы по-

лучить наилучшее совпадение результатов численного расчёта и экспериментальных измерений. Если при этом учесть, что магнитных датчиков много и они расположены в нескольких полоидальных сечениях, то полученная таким образом двумерная модель ВК позволит рассчитывать наведённые токи с требуемой точностью.

Рассмотрим постановку задачи (1)—(6). Как видно из уравнений, модель камеры включает в себя следующие параметры: коэффициенты самоиндукции и взаимной индукции отдельных сегментов камеры, а также их сопротивления.

Оптимизация модели ВК осуществляется следующим образом: изменяем индуктивности отдельных сегментов камеры и сравниваем результаты численных расчётов с экспериментом. Если получаем лучшее совпадение с экспериментом, то изменение индуктивности считаем удачным, а если получаем худшее совпадение с экспериментом, то изменение индуктивности считаем неудачным. Отметим, что такое сравнение необходимо провести для всех токов в полоидальных обмотках и индукторе.

Введём следующие критерии для сравнения расчётных и экспериментальных данных.

Во-первых, для каждого магнитного датчика задаём интегральный критерий J_i для отрезка времени $t_1 < t < t_2$:

$$J_i = \frac{\int_{t_1}^{t_2} [abs(f_i^{\text{exp}}) - abs(f_i^{\text{cal}})]^2 dt}{\int_{t_1}^{t_2} [abs(f_i^{\text{exp}})]^2 dt}, i = 1, \dots, 8. \quad (7)$$

Во-вторых, задаём средний критерий

$$\bar{J} = \sum_{i=1}^8 J_i / N. \quad (8)$$

В-третьих, задаём максимальный критерий

$$J_{\max} = \max J_i. \quad (9)$$

Будем считать, что модель ВК улучшается, если при изменении параметров сегментов камеры одновременно уменьшаются критерии J_{\max} и \bar{J} .

Таким образом, изменяя индуктивности и сопротивления сегментов ВК, можно добиться наилучшего совпадения результатов численных расчётов с магнитными измерениями.

Приведём два примера, показывающие, как работает описанный алгоритм. Уменьшим индуктивности сегментов S4, S5 и S6 на 10%. В табл. 6 даны значения критериев (8) и (9) до и после изменения индуктивностей при задании тока последовательно в индукторе CS0 и обмотках PF2, PF3, PF4, PF5.

Т а б л и ц а 6. Значения функционалов до и после изменения индуктивностей

Обмотка	\bar{J} (до изменения)	\bar{J} (после изменения)	J_{\max} (до изменения)	J_{\max} (после изменения)
CS0	0,11	0,09	0,14	0,13
PF2	0,10	0,09	0,19	0,19
PF3	0,13	0,12	0,20	0,18
PF4	0,14	0,13	0,39	0,27
PF5	0,15	0,14	0,46	0,38

На рис. 12, *а* приведено сравнение расчётных (—) и экспериментальных (—) напряжений до изменения индуктивностей сегментов S4, S5 и S6, на рис. 12, *б* дано сравнение этих же кривых после изменения индуктивностей сегментов S4, S5 и S6 на 10% при задании тока в обмотке PF4.

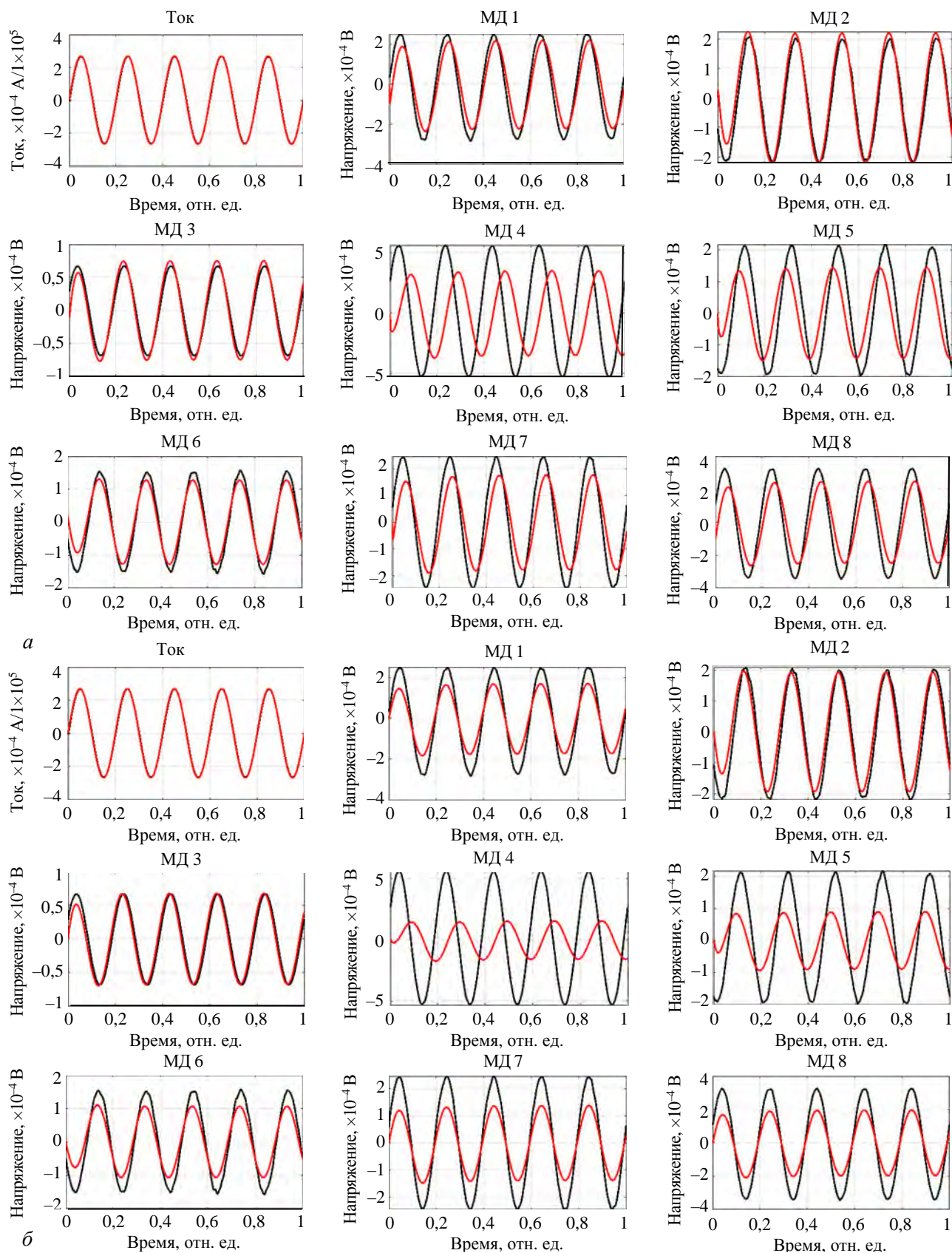


Рис. 12. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в магнитных датчиках до изменения индуктивностей сегментов S4, S5 и S6 ВК (ток задаётся в обмотке PF4) (*а*); расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в магнитных датчиках после изменения индуктивностей сегментов S4, S5 и S6 ВК на 10% (ток задаётся в обмотке PF4) (*б*)

На рисунках хорошо видно, что изменение индуктивностей в этих сегментах ВК, в основном, влияет на амплитуду сигнала и слабо влияет на сдвиг фазы сигнала.

В табл. 7 приведены значения критериев (8) и (9) до и после изменения сопротивления в сегменте S5 при задании тока последовательно в обмотках PF2, PF3, PF4, PF5 и CS0. Отметим, что сегмент S5 выбран потому, что он имеет наибольшую толщину (см. табл. 3) и поэтому самую большую неопределённость с точки зрения наведённых в нём токов.

Т а б л и ц а 7. Значения функционалов до и после изменения индуктивностей

Обмотка	\bar{J} (до изменения)	\bar{J} (после изменения)	J_{\max} (до изменения)	J_{\max} (после изменения)
CS0	0,11	0,10	0,14	0,13
PF2	0,10	0,08	0,19	0,18
PF3	0,13	0,04	0,20	0,19
PF4	0,14	0,001	0,39	0,10
PF5	0,15	0,09	0,46	0,33

Хорошо видно, что изменение сопротивления значительно улучшается выполнением критериев J_{\max} и \bar{J} , т.е. реальное сопротивление сегмента S5 камеры другое, чем рассчитанное по аналитическим формулам для кольцевых токов.

На рис. 13 показаны расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в магнитных датчиках до изменения сопротивления сегмента S5, на рис. 14 — после изменения сопротивления в данном сегменте (ток задаётся в обмотке PF4).

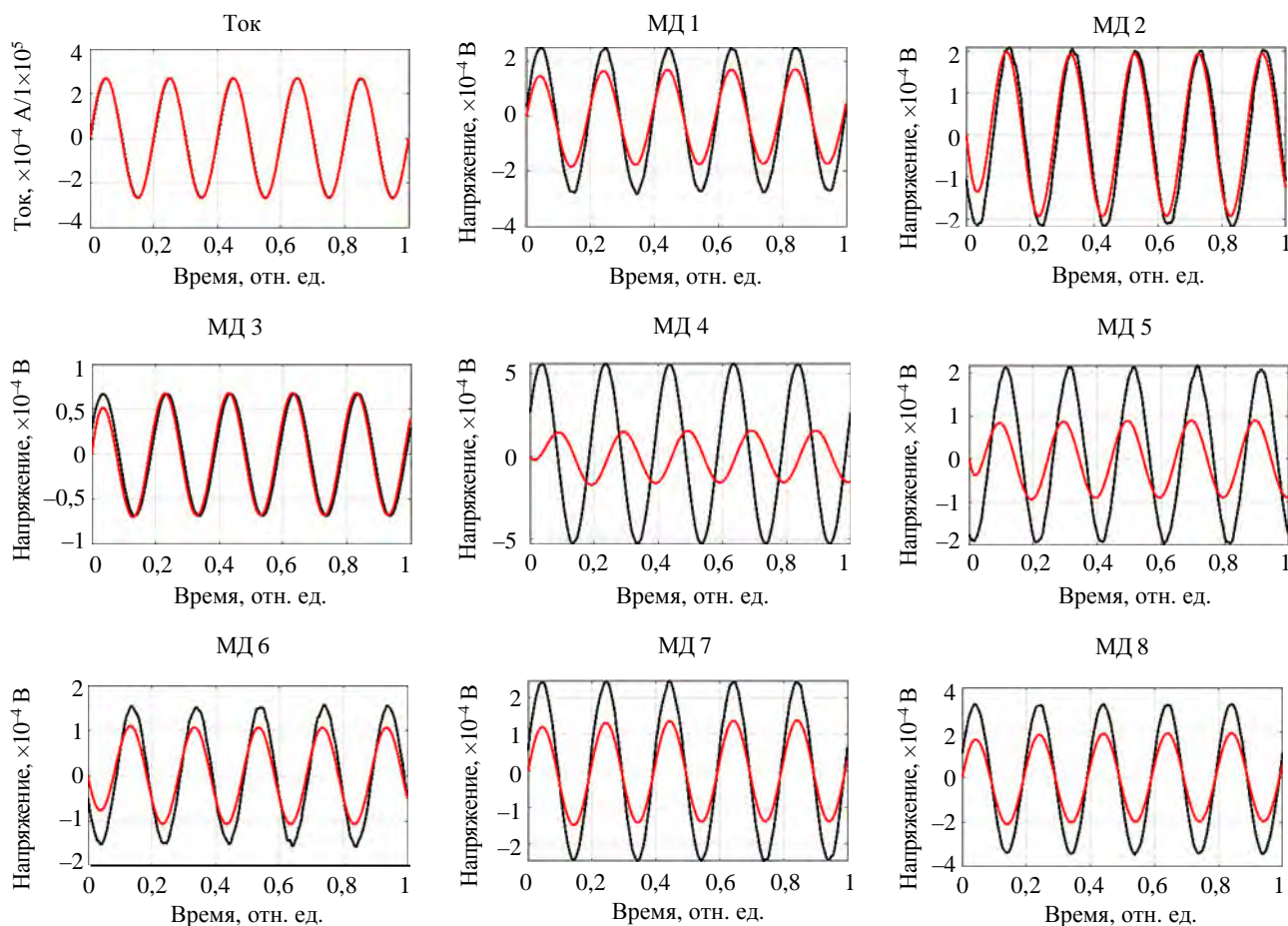


Рис. 13. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в магнитных датчиках до изменения сопротивления в сегменте S5 (ток задаётся в обмотке PF4)

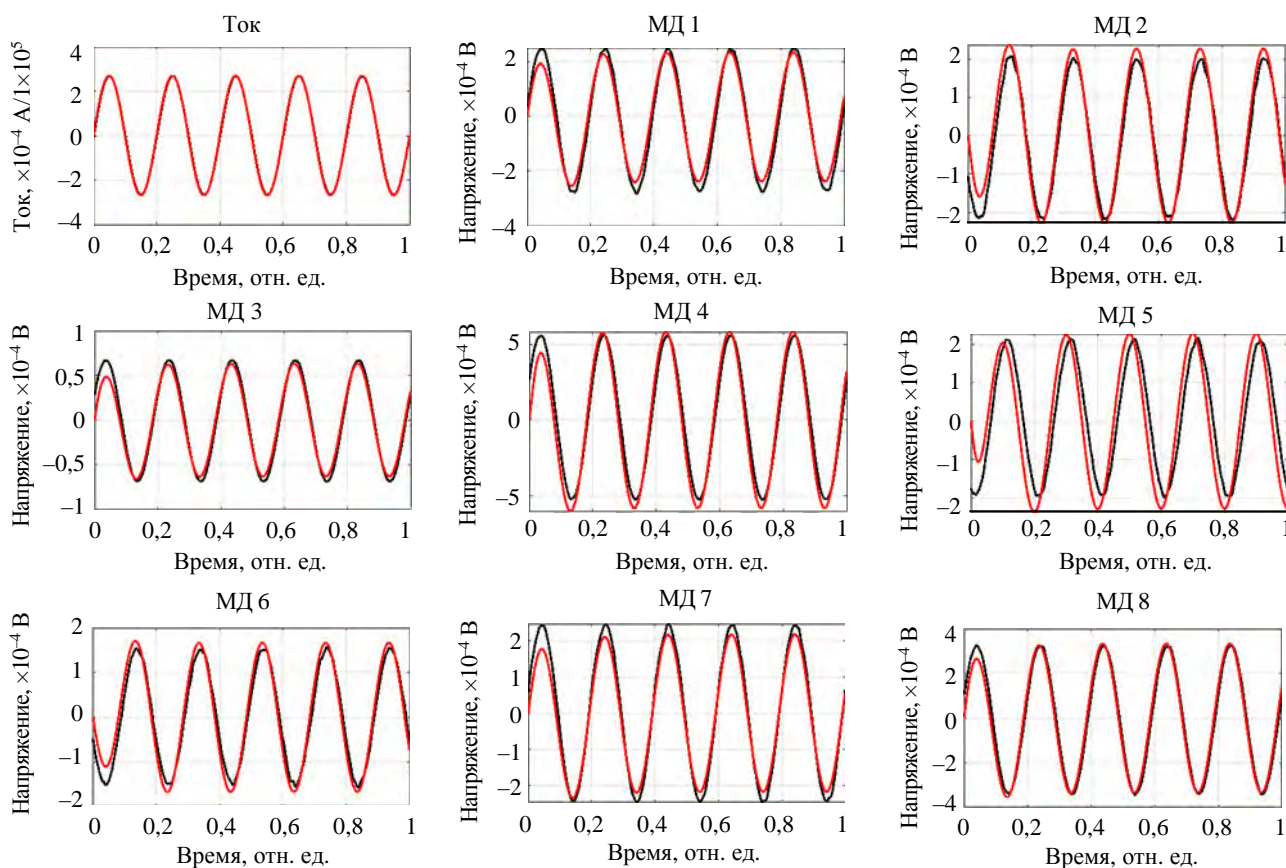


Рис. 14. Расчётные (—) и экспериментальные (—) напряжения в датчиках после изменения сопротивления в сегменте S5 (ток задаётся в обмотке PF4)

Аналогичная картина наблюдается и при задании токов в других обмотках.

Таким образом, приведённые примеры показывают, что, изменяя отдельные параметры сегментов ВК (индуктивности и сопротивления), можно добиться хорошего совпадения результатов численных расчётов с экспериментальными данными. Это означает, что двумерную модель ВК можно приблизить к реальной камере токамака и рассчитать наведённые токи с необходимой точностью.

ОБСУЖДЕНИЕ

Проведённые магнитные измерения и их математическое моделирование показали следующее. При изменении токов в полоидальных обмотках и индукторе в камере токамака Т-15МД наводятся большие токи. Это определяется тем, что камера токамака достаточно толстая. Отметим, что токи в камере существенным образом влияют на равновесие плазмы и управление плазменным разрядом. Поэтому необходимо с приемлемой точностью рассчитывать токи, текущие по ВК. Проведённые в работе исследования позволяют оптимистично смотреть на решение данной задачи.

При постановке полного комплекта датчиков магнитной диагностики и проведении дополнительных экспериментов по измерению магнитных полей можно рассчитывать на то, что разработанная двумерная модель ВК токамака Т-15МД позволит рассчитывать наведённые токи с требуемой точностью. Эти работы планируется осуществить в ближайшем будущем.

ВЫВОДЫ

В работе проведено моделирование магнитных измерений, которые были проведены на токамаке Т-15МД. Создана программа обработки экспериментальных данных.

В результате анализа экспериментов найдено, что у некоторых магнитных датчиков была неправильная полярность при подключении.

Обнаружено, что у двух магнитных датчиков при записи в базу данных были перепутаны сигналы.

Рассчитаны наведённые токи в вакуумной камере токамака и в обмотках пассивной стабилизации. Показано, что величина токов достаточно большая и поэтому их необходимо учитывать при расчёте равновесия плазмы и управления плазменным разрядом.

Предложен алгоритм, позволяющий на основе магнитных измерений улучшить двумерную модель вакуумной камеры и максимально её приблизить к реальной камере токамака.

Работа выполнена при финансовой поддержке Правительства Российской Федерации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак T-15MD. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
2. **Sushkov A.V., Belov A.M., Igonkina G.V. et al.** Design of inductive sensors and data acquisition for diagnostics of magneto hydrodynamic instabilities on the T-15MD tokamak. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 146, p. 383—387.
3. **Степин А.В., Балашов А.Ю., Белов А.М. и др.** Методика и результаты абсолютной калибровки магнитных зондов токамака T-15MD. — В сб.: XLVIII Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, Сборник тезисов докладов, 15—19 марта 2021 г., с. 78.
4. **Sokolov M.M., Igonkina G.V., Koutcherenko I.Yu., Nurov D.N.** New system for tokamak T-10 experimental data acquisition, data handling and remote access. — AIP Conf. Proc., 2008, April 7, vol. 996, p. 269.
5. **Никифоров А.Ф., Уваров В.Б.** Специальные функции математической физики. — М.: Наука, 1978.
6. **Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.** Методы решения некорректных задач. — М.: Наука, 1988.
7. **Atkinson K.E.** An Introduction to Numerical Analysis (2nd ed.). 1989. New York: John Wiley & Sons, 1989. ISBN 978-0471624899.
8. **Корн Г., Корн Т.** Справочник по математике для научных работников и инженеров. — М.: Физматгиз, 1968.



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
Andreev_VF@nrcki.ru



Александр Юрьевич Балашов, лаборант-исследователь, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
sasha-balashov-2012@mail.ru



Александр Михайлович Белов, с.н.с., лауреат премии им. Л.А. Арцимовича РАН, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; с.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
abelov@triniti.ru



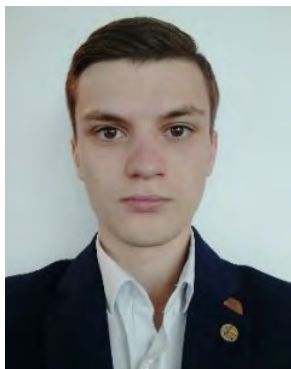
Галина Борисовна Игонькина, с.н.с., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Павел Сергеевич Семенов, лаборант-исследователь, магистр; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
semenow98@yandex.ru



Михаил Михайлович Соколов, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности, НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sokolov_MM@nrcki.ru



Андрей Викторович Степин, лаборант-исследователь, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
stepin.andrei@yandex.ru



Алексей Васильевич Сушков, с.н.с, лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Alexey-sushkov@yandex.ru



Хайрутдинов Эдуард Наилевич, лаборант-исследователь, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
eduardkhayrutdinov@gmail.com

Статья поступила в редакцию 2 сентября 2021 г.
После доработки 24 сентября 2021 г.
Принята к публикации 28 сентября 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 25—42.

УДК 621.039.623:533.9

ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (GLOBSYS) ДЛЯ СЛЕДУЮЩЕГО ШАГА ПРОГРАММЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М. ВЕРИФИКАЦИЯ РЯДА ПОДСИСТЕМ КОДА ПО ДОСТИГНУТЫМ И ПРОГНОЗИРУЕМЫМ ДАННЫМ НА УСТАНОВКАХ NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40

*А.Б. Минеев¹, Э.Н. Бондарчук¹, А.А. Кавин¹, А.Ю. Конин¹, И.Ю. Родин¹, В.Н. Танчук¹,
В.А. Трофимов¹, О.Г. Филатов¹, Н.Н. Бахарев², Н.С. Жильцов², Г.С. Курскиев²,
Е.О. Киселёв², В.Б. Минаев², Н.В. Сахаров², Ю.В. Петров², А.Ю. Тельнова²*

¹АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В работе [1] приведены особенности кода GLOBSYS, разработанного для анализа и прогнозирования параметров и модификаций токамака Глобус-М2. Проведён предварительный отбор соотношений, связывающих физические и технические параметры. В настоящей статье проведена верификация кода на экспериментальных и прогнозируемых данных токамаков NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40. В целом отмечено хорошее соответствие расчётов и параметров плазмы в установках на плато разряда. Наилучшее соответствие наблюдается при использовании для времени удержания скейлинга ИТЭР с небольшим улучшением удержания $H_{y,2} = 1-1.2$. Расчёты для скейлингов τ_E Globus-2021 и NSTX хорошо соответствуют параметрам плазмы установок при тороидальном поле 0,5 Тл. По мере увеличения поля расчёты по этим скейлингам приводят ко всё более оптимистичным параметрам плазмы по сравнению со скейлингом ИТЭР. Для приведённых данных токамаков NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40 оценено время установления профилей параметров плазмы τ_{LR} , которое можно назвать условием достижения квазистационарного горения плазмы. Это время сопоставлено с двумя техническими ограничениями на длительность разряда: по нагреву тороидальной обмотки в течение импульса и по запасу потока. Верификация кода GLOBSYS по данным ряда сферических токамаков служит базой для прогнозирования параметров следующего шага программы Глобус-М.

Ключевые слова: сферический токамак, системные коды, скейлинги, Глобус-М, верификация, NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U, ST40.

ENGINEERING-PHYSICAL MODEL (GLOBSYS) FOR THE NEXT STEP OF THE GLOBUS-M SPHERICAL TOKAMAK PROGRAM. VERIFICATION OF SOME SUBSYSTEMS ON ACHIEVED AND PREDICTABLE DATA FROM INSTALLATIONS NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U and ST40

*A.B. Mineev¹, E.N. Bondarchuk¹, A.A. Kavin¹, A.Yu. Konin¹, I.Yu. Rodin¹, V.N. Tanchuk¹,
V.A. Trofimov¹, O.G. Filatov¹, N.N. Bakharev², N.S. Zhilzov², G.S. Kurskiev², E.O. Kiselev²,
V.B. Minaev², N.V. Sakharov², Yu.V. Petrov², A.Yu. Telnova²*

¹JSC «NIEFA», St. Petersburg, Russia.

²Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg, Russia.

GLOBSYS code was developed for analysis and prediction of parameters Globus-M2 tokamak and its modifications. In [1] preliminary selection of correlations, which connect physical and technical parameters were made. In given paper verification of the code on achieved and predictable data from installations NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U and ST40 is given. As a whole there is good accordance between simulations and plasma parameters at the discharge plateau. The best accordance is observed if ITER confinement scaling is used for energy confinement time with enhancement factor $H_{y,2} = 1-1.2$. Simulations with another confinement scaling's (Globus-2021, NSTX scaling's) give good accordance with plasma parameters at the level of toroidal field $B_{t0} \sim 0.5$ T. As far as B_{t0} increasing, more optimistical prediction of plasma parameters is marked for Globus-2021, NSTX scaling's in comparison with ITER confinement scaling. Condition of plasma quasistationary regime reaching (or interval of quasistationary plasma profiles establishment τ_{LR}) is estimated for NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U and ST40 discharges. This time is compared with two technical limits, which are connected with intervals of toroidal field coil heating and poloidal flux capacity. Verification of GLOBSYS code on the data from indicated spherical tokamaks is the base for the prediction next step of Globus-M program parameters.

Key words: spherical tokamak, system codes, scaling, Globus-M, verification, NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U, ST40.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-43-53

ВВЕДЕНИЕ

В статье [1] приведены описание инженерно-физической модели GLOBSYS и сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными разряда № 38 800 сферического токамака

Глобус-М2. Хорошее соответствие с параметрами Глобус-М2 позволяет расширить область верификации модели на данные с других современных сферических токамаков. Решению этой задачи посвящена настоящая работа, являющаяся продолжением [1].

В качестве базы для верификации выбрана табл. 2 из работы [2], где приведены достигнутые и прогнозные параметры плазмы в сферических токамаках NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40. Эти данные сопоставлены с расчётами по коду GLOBSYS.

NSTX

Для сопоставления использованы параметры плазмы, достигнутые в экспериментах на NSTX и приведённые в работе [2] (табл. 2, столбец NSTX achieved, NSTX-A-HSE (High Stored Energy)). Часть недостающих данных взята из [3].

Результаты сопоставления приведены в табл. 1 (столбцы расчётных данных табл. 1 соответствуют различным принимаемым скейлингам энергетического времени жизни плазмы: скейлингу ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2} = 1,2$ (как и в [2]), скейлингу Globus-2021 [4] и скейлингу NSTX [5]). При указанных в верхней части таблицы исходных данных расчёты по коду равновесия DIALEQT приводят к значению запаса устойчивости $q(0) \approx 1$. Профильные коэффициенты для концентрации и температуры плазмы близки к приведённым в работе [3]: $\alpha_n \sim 1$, $\alpha_T \sim 1,5$.

Для доли бутстреп-тока использован скейлинг Wesson'a [1] в виде $f_{BS,W} = C_{BS} \epsilon^{1/2} \beta_P$, $C_{BS} = 0,45$. Для разряда № 38 800 Глобус-М2 он даёт результат, близкий к измеренному [1].

Поглощённая в плазме мощность пучкового нагрева $P_{NB, abs}$ определялась по методике, приведённой в работе [6] (по соотношению между временем торможения быстрых частиц и энергетическим временем жизни плазмы). При подводимой к плазме мощности $P_{NB, in} = 6,3$ МВт она оценена $P_{NB, abs} \sim 5,2$ МВт.

Концентрация плазмы $\langle n_e \rangle_V$ выбиралась на уровне 0,7 от предела Гринвальда. Расчётные значения индуктивности и сопротивление для указанного варианта составили $L_{pl} \approx 0,41$ мкГн и $R_{pl} \approx 0,35$ мкОм. В результате постоянная времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 1,1$ с.

Т а б л и ц а 1. Вариант NSTX-A-HSE из [2]: сопоставление с расчётами

Параметр	Данные [2], NSTX-A-HSE	Код GLOBSYS, $\tau_E, ITER, H_{y,2} = 1,2$	Код GLOBSYS, $\tau_E, Globus-2021$ [4]	Код GLOBSYS, $\tau_E, NSTX$ [2]
R , м	0,89	0,89	0,89	0,89
a , м	0,61	0,61	0,61	0,61
k/δ	2,5/0,6	2,5/0,6	2,5/0,6	2,5/0,6
I_{pl} , МА	1,33	1,33	1,33	1,33
B_{t0} , Тл	0,48	0,48	0,48	0,48
l_i	0,45	0,45	0,45	0,45
$P_{NB,in}$, МВт	6,3	6,3	6,3	6,3
E_{NB} , кэВ	80	80	80	80
W_{pl} , МДж	0,43	0,46	0,42	0,30
W_{fast}/W_{tot}	0,15	0,12	0,12	0,12
$q_{95}/q(0)/q^*$	—/—/2,77	10,2/1/2,77	10,2/1/2,77	10,2/1/2,77
τ_E , мс	—	85	76	54
β_{pl}	—	1,1	1,0	0,76
β_N	5,5	5,8 (th)/6,5 (tot)*	5,3 (th)/6,0 (tot)*	3,8 (th)/4,3 (tot)*
β_t , %	25	26 (th)/30 (tot)*	24 (th)/27 (tot)*	17 (th)/19 (tot)*
f_{BS} , %	35	43	39	28
f_{CD} , %	15	15	14	10
$\langle T \rangle_n$, кэВ	0,84	0,95	0,87	0,62
$\langle n_e \rangle_V$, 10^{20} м^{-3}	0,79	0,8	0,8	0,8
P_{OH} , МВт	0	0,25	0,3	0,6
U_{res} , В	—	0,2	0,25	0,43

* th — тепловая составляющая, tot — полная, с учётом быстрого компонента.

Как следует из табл. 1, расчёты параметров плазмы по коду GLOBSYS близки к данным NSTX-A-HSE [2]. Наилучшее соответствие наблюдается при использовании скейлинга $\tau_E, Globus-2021$ [5], полученного в результате обработки экспериментов на токамаках Глобус-М, Глобус-М2, MAST и NSTX. В то же

время скейлинг NSTX [6] приводит к более низким параметрам плазмы: для параметров разряда NSTX-A-HSE [2] значение энергетического времени жизни плазмы $\tau_{E, \text{NSTX}} \approx 54$ мс существенно меньше, чем 85 мс по скейлингу ИТЭР (с $H_{y,2} = 1,2$) и 76 мс по скейлингу $\tau_{E, \text{Globus-2021}}$.

Данные, приведённые в [2, 3], позволяют провести сопоставление времени $\tau_{L/R}$ установления профилей с допустимой длительностью плато тороидального поля, а также определить компоненты баланса потока.

Для параметров разряда NSTX-A-HSE [2] конструктивная плотность тока в центральном ядре тороидальной обмотки NSTX по данным геометрии обмотки [6] составляет около 70 MA/m^2 . При коэффициенте заполнения обмотки проводником $\sim 0,7$ плотность тока по проводнику $\sim 100 \text{ MA/m}^2$. Плато тороидального поля сохраняется в течение всего импульса разряда и складывается из времени подъёма тока плазмы и длительности плато тока. Согласно [3] время подъёма тока плазмы до $1,3 \text{ MA}$ составляет $\sim 0,3 \text{ с}$. При длительности плато, близкой к $\tau_{L/R} \sim 1,1 \text{ с}$, это даёт суммарное требуемое время плато тороидального поля $\sim 1,4 \text{ с}$. За это время перегрев тёплой медной обмотки может составить $\sim 70 \text{ }^\circ\text{C}$, что близко к техническому пределу. Действительно, в [3] указано, что максимальная длительность плато тороидального поля для разряда, близкого к NSTX-A-HSE, составляет $1,17 \text{ с}$.

Проектное значение запаса потока в центральном соленоиде NSTX $\Delta\psi_{\text{max}} = 0,75 \text{ Вб}$ [6]. В разряде NSTX-A-HSE запас потока несколько меньше — около $0,6 \text{ Вб}$ [3]. Из параметров, приведённых в табл. 1, следует, что вклад в поток от наружных полоидальных обмоток может составить ещё $0,6 \text{ Вб}$ (при вертикальном равновесном магнитном поле $B_{\text{eq}} \sim 0,25 \text{ Тл}$ и оценке вклада в поток от полоидальных обмоток $\sim \pi R^2 B_{\text{eq}}$). Таким образом, полный запас потока в разряде $\sim 1,2 \text{ Вб}$. Оценим вклад главных составляющих затрат потока: резистивные на подъёме тока плазмы; индуктивные и резистивные затраты на плато тока при нагреве.

Согласно [3] (табл. 1 из [3], данные для варианта NSTX с током плазмы $1,3 \text{ MA}$) резистивные затраты потока на стадии подъёма тока плазмы $\Delta\psi_{\text{ramp-up}} \approx 0,48 \text{ Вб}$. В этом случае коэффициент Эйджины довольно мал, $S_{\text{Ejima}} \approx 0,33$. Следует отметить, что на NSTX проводилась специальная серия экспериментов [8] по минимизации $\Delta\psi_{\text{ramp-up}}$ и достигнуты значения $S_{\text{Ejima}} \approx 0,3—0,4$.

Индуктивная составляющая потока $L_{\text{pl}} I_{\text{pl}}$ для разряда NSTX-A-HSE $\Delta\psi_{\text{ind}} \approx 0,55 \text{ Вб}$. Резистивные затраты потока на плато длительностью $\Delta t_{\text{plateau}} = 1 \text{ с}$ при нагреве (см. значение резистивного напряжения в табл. 1) могут составить $0,25 \text{ Вб}$. Если учесть затраты потока на стадии создания условий для пробоя, на начальную стадию разряда и на переходные процессы при нагреве (отметим, что в токамаке Глобус-М2 эти дополнительные затраты потока составили $\sim 13\%$ от полных, см. [1, данные табл. 5]), то суммарные затраты потока превысят имеющийся запас. Это означает, что длительность плато тока должна быть меньше 1 с . Действительно, согласно работе [3] (табл. 1 из [3], данные NSTX для тока плазмы $1,3 \text{ MA}$) длительность плато тока существенно меньше, $\Delta t_{\text{plateau}} = 0,39 \text{ с}$.

NSTX-U

По сравнению с параметрами NSTX в NSTX-U увеличены тороидальное поле B_{t0} с $0,5$ до 1 Тл , запас потока $\Delta\psi_{\text{max}}$ с $0,75$ до $2,1 \text{ Вб}$, ток плазмы I_{pl} с $1—1,3$ до 2 MA , длительность разряда Δt с $1—1,5$ до $5—8 \text{ с}$, мощность нагрева P_{AUX} с ~ 6 до $\sim 15—20 \text{ МВт}$.

Существенный рост поля и потока привёл к необходимости радикального изменения размеров центрального ядра. Так, на внутреннем обводе радиус тороидальной ноги R_{tfe} увеличен вдвое — с 10 до 20 см . Поскольку ток по тороидальной обмотке I_{rod} увеличен вдвое ($\sim B_{t0}$), а площадь внутренней ноги вчетверо ($\sim R_{\text{tfe}}^2$), это позволяет существенно увеличить длительность разряда. Поскольку омический соленоид намотан на центральный ядро, то запас потока в нём растёт пропорционально R_{tfe}^2 . Но при этом аспектное отношение A должно быть увеличено с $1,3—1,5$ до $\sim 1,7$, поскольку внешняя часть вакуумной камеры при переходе от NSTX к NSTX-U осталась неизменной.

Для сопоставления выбран вариант, приведённый в обзоре [2] (табл. 2, столбец NSTX-U-goal (High Stored Energy, High Power) \equiv NSTXU-G-HSE-HP). Отметим, что эти данные NSTX-U являются расчётными, полученными с помощью 1.5D-транспортного кода TRANSP и собственного 0D-кода команды NSTX.

Т а б л и ц а 2. Вариант NSTXU-G-HSE-HP из [2]: сопоставление с расчётами

Параметр	Данные [2], NSTXU-G-HSE-HP	Код GLOBSYS, $\tau_E, \text{ITER}, H_{y,2} = 1,16$	Код GLOBSYS, $\tau_E, \text{Globus-2021}$ [4]	Код GLOBSYS, τ_E, NSTX [2]
R , м	0,94	0,94	0,94	0,94
a , м	0,55	0,55	0,55	0,55
k/δ	2,75/0,5	2,75/0,5	2,75/0,5	2,75/0,5
I_{pl} , МА	2	2	2	2
B_{t0} , Тл	1	1	1	1
l_i	0,5	0,5	0,5	0,5
$P_{NB, in}$, МВт	15,6	15,6	15,6	15,6
E_{NB} , кэВ	100	100	100	100
W_{pl} , МДж	1,4	1,4	3,0	1,55
W_{fast}/W_{tot}	0,1	0,1	0,11	0,12
$q_{95}/q(0)/q^*$	—/—/3,48	8,4/1/3,5	8,4/1/3,5	8,4/1/3,5
τ_E , мс	—	100	210	110
β_{pl}	—	1,5	3,3	1,65
β_N	5,5	5,0 (th)/5,6 (tot)*	11 (th)/12 (tot)*	5,5 (th)/6,2 (tot)*
β_t , %	20	18 (th)/20 (tot)*	40 (th)/44 (tot)*	20 (th)/22 (tot)*
f_{BS} , %	48	51	100	57
f_{CD} , %	18	18	35	20
$\langle T \rangle_n$, кэВ	—	1,6	3,4	1,7
$\langle n_e \rangle_v, 10^{20} \text{ м}^{-3}$	1,47	1,47	1,47	1,47
P_{OH} , МВт	0	0,24	0	0,16
U_{res} , В	—	0,12	0	0,08

*th — тепловая составляющая; tot — полная, с учётом быстрого компонента.

Результаты сопоставления приведены в табл. 2 (столбцы расчётных данных табл. 2 соответствуют различным принимаемым скейлингам энергетического времени жизни плазмы: скейлингу ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2} = 1,16$ (как и в [2]), скейлингу Globus-2021 [4] и скейлингу NSTX [2]). При указанных в верхней части таблицы исходных данных расчёты по коду равновесия DIALEQT приводят к значению запаса устойчивости $q(0) \approx 1$. Профильные коэффициенты для концентрации и температуры плазмы близки к приведённым в работе [3]: $\alpha_n \sim 1,3$, $\alpha_T \sim 1,5$.

Концентрация плазмы $\langle n_e \rangle_v$ выбиралась на уровне 0,7 от предела Гринвальда. Поглощённая в плазме мощность пучкового нагрева $P_{NB, abs}$ определялась по методике работы [6], при подводимой к плазме мощности $P_{NB, in} = 15,6$ МВт она оценена $P_{NB, abs} \sim 13,5$ МВт.

Расчётные значения индуктивности и сопротивления для указанного варианта составили $L_{pl} \approx 0,55$ мкГн и $R_{pl} \approx 0,2$ мкОм. В этом случае постоянная времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 3$ с.

Из данных табл. 2 следует, что расчёты по коду GLOBSYS со скейлингами ИТЭР (при $H_{y,2} = 1,16$) и NSTX приводят к примерно одинаковым результатам, очень близким к исходным данным NSTXU-G-HSE-HP, и дают значение $\tau_E \sim 110$ мс. Однако при использовании скейлинга Globus-2021 значение энергетического времени жизни вдвое больше (по сравнению со скейлингами ИТЭР и NSTX), что позволяет прогнозировать весьма оптимистичные значения энергии плазмы, параметр β и доли неиндуктивного тока. Такое сильное отличие результатов связано с формой зависимости скейлингов от размеров (R_0 , ϵ) и мощности нагрева P . Действительно, из результатов сопоставления скейлингов NSTX и Globus-2021 $\tau_{E-NSTX} \sim I_{pl}^{0,57} B_t^{1,08} R_0^{1,97} \epsilon^{0,58} / P^{0,73}$ и $\tau_{E, Globus-2021} \sim I_{pl}^{0,53} B_t^{1,05} R_0^{2,62} I_{pl}^{0,5} / P^{0,58}$ следует, что при использовании скейлинга $\tau_{E, Globus-2021}$ более сильная зависимость от большого радиуса и более слабая — от мощности нагрева фактически полностью объясняет результирующее отличие значений времени удержания, указанных в табл. 2.

Сопоставим время установления профилей плазмы τ_{LR} с допустимой длительностью плато тороидального поля.

Для параметров разряда NSTXU-G-HSE-HP [2] конструктивная плотность тока в центральном керне тороидальной обмотки NSTX-U по данным геометрии обмотки [6] составляет около 37 МА/м². При ко-

эффиценте заполнения обмотки проводником $\sim 0,7$ плотность тока по проводнику ~ 50 МА/м². Плато тороидального поля сохраняется в течение всего импульса разряда и складывается из времени подъёма тока плазмы и длительности плато тока. Для времени подъёма тока плазмы до 2 МА примем оценку $\sim 0,5$ с. При длительности плато, близкой к $\tau_{LR} \sim 3$ с, это даёт суммарное требуемое время плато тороидального поля $\sim 3,5$ с. За это время перегрев тёплой медной обмотки может составить $\sim 35\text{—}40$ °С. Это означает, что длительность плато тока плазмы при указанных параметрах NSTX-U можно увеличить до 5—6 с. Такая величина близка к проектной в NSTX-U.

Проектное значение запаса потока в центральном соленоиде NSTX $\Delta\Psi_{\max} = 2,1$ Вб [6]. Из параметров, приведённых в табл. 2, следует, что вклад в поток от наружных полоидальных обмоток может составить ещё 1,3 Вб (при вертикальном равновесном магнитном поле $B_{\text{eq}} \sim 0,5$ Тл). Таким образом, полный запас потока в данном сценарии $\sim 3,4$ Вб. Из затрат потока учтём три главных составляющих: резистивные на подъёме тока плазмы, индуктивные и резистивные затраты на плато тока при нагреве.

При оценке резистивных затрат потока на стадии подъёма тока плазмы $\Delta\Psi_{\text{ramp-up}}$ примем значение коэффициента Эйджимы $C_{\text{Ejima}} \approx 0,33$. Это приводит к $\Delta\Psi_{\text{ramp-up}} \approx 0,8$ Вб. Индуктивная составляющая потока $L_{\text{pl}}I_{\text{pl}}$ для разряда NSTX-A-HSE $\Delta\Psi_{\text{ind}} \approx 1,1$ Вб. Резистивные затраты потока на плато длительностью $\Delta t_{\text{plateau}} = 5\text{—}6$ с при нагреве (см. значение резистивного напряжения в табл. 2) могут составить 0,5—0,6 Вб. Если принять, что затраты потока на стадии создания условий для пробоя, на начальную стадию разряда и на переходные процессы при нагреве составляют $\sim 10\%$ от полных, то суммарные затраты потока примерно сравняются с запасом потока. Таким образом, длительность плато ~ 5 с выглядит разумной. Это значение уже несколько превышает постоянную времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 3$ с.

MAST

Для сопоставления использованы параметры плазмы, достигнутые в экспериментах на MAST и приведённые в работе [2] (табл. 2, столбец MAST achieved, MAST-A-HSE (High Stored Energy)).

Результаты сопоставления приведены в табл. 3 (столбцы расчётных данных табл. 3 соответствуют различным принимаемым скейлингам энергетического времени жизни плазмы: скейлингу ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2} = 1,0$ (как и в [2]), скейлингу Globus-2021 [4] и скейлингу NSTX [5]. При указанных в верхней части таблицы исходных данных расчёты по коду равновесия DIALEQT приводят к значению запаса устойчивости на периферии $q_{95} \approx 15$ и в центре $q(0) \approx 2$. Значения профильных коэффициентов для концентрации и температуры плазмы при таком значении q_{95} выбраны соответственно $\alpha_n \sim 1,5$, $\alpha_T \sim 2$.

Поглощённая в плазме мощность пучкового нагрева $P_{\text{NB,abs}}$ определялась по методике, приведённой в работе [6] (по соотношению между временем торможения быстрых частиц и энергетическим временем жизни плазмы). При подводимой к плазме мощности $P_{\text{NB,in}} = 3$ МВт поглощённая мощность оценена $P_{\text{NB,abs}} \sim 2,4$ МВт.

Концентрация плазмы $\langle n_e \rangle_V$ выбиралась на уровне 0,4 от предела Гринвальда. Расчётные значения индуктивности и сопротивление для указанного варианта составили $L_{\text{pl}} \approx 0,5$ мкГн и $R_{\text{pl}} \approx 0,5$ мкОм, откуда постоянная времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 1$ с.

Исходные данные оказались немного выше расчётных данных для всех использованных скейлингов. Особенно существенно различие в доле энергии быстрых частиц (в исходных данных MAST-A-HSE в [2] приведено значение $W_{\text{fast}}/W_{\text{tot}} = 0,4$, в расчётах для всех скейлингов $W_{\text{fast}}/W_{\text{tot}} \approx 0,2$). Данные по всем скейлингам оказались близки.

Отметим, что в расчётах по коду GLOBSYS доля поглощённой мощности пучка оказалась около 0,8 (из вводимых 3 МВт поглощается 2,4 МВт). Однако при учёте расчётной мощности омического нагрева $\sim 0,5\text{—}0,6$ МВт (в исходных данных варианта MAST-A-HSE мощность омического нагрева полагалась $P_{\text{OH}} = 0$) суммарный нагрев оказался близким к величине 3 МВт, той же, что и в исходных данных.

Оценим уровень нагрева обмотки тороидального поля в узкой её части и допустимую длительность разряда. Согласно работе [9] суммарное сечение проводника в узкой части центрального ядра ОТП то-

камака MAST составляет 300 см². При значении поля, указанном в табл. 3, суммарный ток по ОТП 2,2 МА, или 92 кА по каждому из 24 витков. Это означает, что плотность тока по проводнику около 75 МА/м². При такой плотности тока и допустимом перегреве проводника ~70 °С возможна реализация плато тороидального поля около 2 с. Этот промежуток превышает время установления профилей параметров плазмы ($\tau_{LR} \sim 1$ с) даже с учётом времени формирования разряда и подъёма тока плазмы.

Т а б л и ц а 3. **Вариант MAST-A-HSE из [2]: сопоставление с расчётами**

Параметр	Данные [2], MAST-A-HSE	Код GLOBSYS, $\tau_E, ITER, H_{y,2} = 1,0$	Код GLOBSYS, $\tau_E, Globus-2021$ [4]	Код GLOBSYS, $\tau_E, NSTX$ [2]
R , м	0,85	0,85	0,85	0,85
a , м	0,65	0,65	0,65	0,65
k/δ	2,1/0,5	2,1/0,5	2,1/0,5	2,1/0,5
I_{pl} , МА	1,2	1,2	1,2	1,2
B_{t0} , Тл	0,52	0,52	0,52	0,52
l_i	0,7	0,7	0,7	0,7
$P_{NB, in}$, МВт	3	3	3	3
E_{NB} , кэВ	65	65	65	65
W_{pl} , МДж	0,22	0,18	0,16	0,16
W_{fast}/W_{tot}	0,4	0,2	0,19	0,19
$q_{95}/q(0)/q^*$	—/—/2,95	15/2/2,9	15/2/2,9	15/2/2,9
τ_E , мс	—	64	53	53
β_{pl}	—	0,5	0,43	0,43
β_N	3,3	2,6 (th)/3,2 (tot)*	2,3 (th)/2,8 (tot)*	2,3 (th)/2,8 (tot)*
β_t , %	11,5	9 (th)/11 (tot)*	8 (th)/10 (tot)*	8 (th)/10 (tot)*
f_{BS} , %	20	20	17	17
f_{CD} , %	15	15	13	13
$\langle T \rangle_n$, кэВ	0,81	0,88	0,76	0,76
$\langle n_e \rangle_v$, 10^{20} м ⁻³	0,36	0,36	0,36	0,36
P_{OH} , МВт	0	0,44	0,6	0,6
U_{res} , В	—	0,4	0,5	0,5

*th — тепловая составляющая, tot — полная, с учётом быстрого компонента.

Проектное значение запаса потока в центральном соленоиде MAST $\Delta\Psi_{max} = 0,9$ Вб [6]. Из параметров, приведённых в табл. 3, следует, что вклад в поток от наружных полоидальных обмоток может составить ещё 0,45 Вб (при вертикальном равновесном магнитном поле $B_{eq} \sim 0,2$ Тл). Таким образом, полный запас потока в разряде может достичь ~1,35 Вб. Из затрат потока учтём три главных составляющих: резистивные затраты на подъёме тока плазмы, индуктивные и резистивные затраты на плато тока при нагреве.

При значении коэффициента Эйджимы $S_{Ejima} \approx 0,4—0,5$ величина $\Delta\Psi_{ramp-up} \sim 0,5—0,65$ Вб. Индуктивная составляющая потока $L_{pl}I_{pl}$ для разряда MAST-A-HSE $\Delta\Psi_{ind} \approx 0,6$ Вб. Резистивные затраты потока на плато длительностью $\Delta t_{plateau} = \tau_{LR} \approx 1$ с при нагреве (см. значение резистивного напряжения $U_{res} \sim 0,4—0,5$ В в табл. 3) могут составить 0,5 Вб. В данном случае получается, что даже без учёта затрат потока на стадии создания условий для пробоя и на начальной стадии разряда суммарные затраты потока превысят имеющийся запас. Это означает, что длительность плато тока должна быть меньше 1 с, ближе к 0,3—0,4 с. Таким образом, именно запас потока при базовых параметрах установки ограничивает в MAST длительность разряда.

MAST-U

По сравнению с параметрами MAST в MAST-U увеличены согласно [9] тороидальное поле B_{t0} с 0,52 до 0,78 Тл, запас потока $\Delta\Psi_{max}$ с 0,9 до 1,7 Вб, ток плазмы I_{pl} с 1—1,2 до 2 МА, длительность разряда Δt с 0,5 до 5 с (при тороидальном поле 0,54 Тл), мощность нагрева P_{AUX} с 3 до ~7,5—10 МВт.

Как и в случае с NSTX-U, увеличение тороидального поля и запаса потока потребовало существенно изменить конструкцию центрального керна.

Согласно работе [9] в MAST-U суммарное сечение проводника в узкой части центрального керна ОТП составляет 480 см² (увеличение по сравнению с MAST в 1,5 раза). При значении тороидального поля $B_{t0} = 0,78$ Тл (на радиусе 0,82 м) суммарный ток по ОТП 3,2 МА, или 133 кА по каждому из 24 витков. В результате плотность тока по проводнику около 66 МА/м². При такой плотности тока и допусти-

мом перегреве проводника ~ 70 °С возможна реализация плато тороидального поля только около 2,5 с. Поэтому в MAST-U для дальнейшего увеличения длительности импульса рассматривается возможность [10] предварительного захлаживания обмотки до -20 °С и расширения допустимого диапазона работы обмотки при температуре от -20 до 100 °С.

Для сопоставления использованы прогнозные параметры плазмы в MAST-U, приведённые в работе [2] (табл. 2, столбец MAST-U goal, MASTU-G-HSE (High Stored Energy)).

Результаты сопоставления приведены в табл. 4 (столбцы расчётных данных табл. 4 соответствуют различным принимаемым скейлингам энергетического времени жизни плазмы: скейлингу ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2} = 1,0$ (как и в [2]), скейлингу Globus-2021 [4] и скейлингу NSTX [5]). При указанных в верхней части таблицы исходных данных расчёты по коду равновесия DIALEQT приводят к значению запаса устойчивости на периферии $q_{95} \approx 6,7$ и в центре $q(0) \approx 1$. Значения профильных коэффициентов для концентрации и температуры плазмы при таком значении q_{95} выбраны соответственно $\alpha_n \sim 1,0$, $\alpha_T \sim 1,5$.

Т а б л и ц а 4. Вариант MASTU-G-HSE из [2]: сопоставление с расчётами

Параметр	Данные [2], MASTU-G-HSE	Код GLOBSYS, $\tau_E, ITER, H_{y,2} = 1,0$	Код GLOBSYS, $\tau_E, Globus-2021$ [4]	Код GLOBSYS, $\tau_E, NSTX$ [2]
R , м	0,82	0,82	0,82	0,82
a , м	0,53	0,53	0,53	0,53
k/δ	2,5/0,5	2,5/0,5	2,5/0,5	2,5/0,5
I_{pl} , МА	2	2	2	2
$B_{ю}$, Тл	0,78	0,78	0,78	0,78
l_i	0,7	0,7	0,7	0,7
$P_{NB, in}$, МВт	7,5	7,5	7,5	7,5
E_{NB} , кэВ	75	75	75	75
W_{pl} , МДж	0,56	0,42(th)/0,54(tot)*	0,52(th)/0,65(tot)*	0,43(th)/0,55(tot)*
W_{fast}/W_{tot}	0,3	0,28	0,26	0,27
$q_{95}/q(0)/q^*$	—/—/2,38	6,7/1/2,7	6,7/1/2,7	6,7/1/2,7
τ_E , мс	—	72	92	74
β_{pl}	—	0,5	0,6	0,5
β_N	3,7	2,6 (th)/3,6 (tot)*	3,3 (th)/4,4 (tot)*	2,6 (th)/3,7 (tot)*
β_t , %	18	13 (th)/18 (tot)*	16 (th)/22 (tot)*	13 (th)/18 (tot)*
f_{BS} , %	47	18	22	18
f_{CD} , %	—	32	40	32
$\langle T \rangle_n$, кэВ	2,1	2,0	2,4	2,0
$\langle n_e \rangle_V$, 10^{20} м^{-3}	0,5	0,5	0,5	0,5
P_{OH} , МВт	0	0,5	0,2	0,34
U_{res} , В	—	0,2	0,15	0,17

*th — тепловая составляющая, tot — полная, с учётом быстрого компонента.

Поглощённая в плазме мощность пучкового нагрева $P_{NB, abs}$ определялась по методике, приведённой в работе [6] (по соотношению между временем торможения быстрых частиц и энергетическим временем жизни плазмы). При подводимой к плазме мощности $P_{NB, in} = 7,5$ МВт поглощённая мощность оценена $P_{NB, abs} \sim 5,5$ МВт.

Принято значение концентрации плазмы $\langle n_e \rangle_V = 0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, на уровне 0,24 от предела Гринвальда.

Расчётные значения индуктивности и сопротивление для указанного варианта составили $L_{pl} \approx 0,55$ мкГн и $R_{pl} \approx 0,18$ мкОм, откуда постоянная времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 3$ с.

Все использованные скейлинги приводят к примерно одинаковым результатам, согласующимся с исходными данными [2]. Скейлинг Globus-2021 даёт немного (на 15—20%) завышенные результаты.

Проектное значение запаса потока в центральном соленоиде MAST $\Delta\psi_{max} = 1,7$ Вб [6]. Из параметров, приведённых в табл. 4, следует, что вклад в поток от наружных полоидальных обмоток может составить ещё 0,7 Вб (при вертикальном равновесном магнитном поле $B_{eq} \sim 0,34$ Тл). Таким образом, полный запас потока в разряде может достичь $\sim 2,4$ Вб. Из затрат потока учтём три главных составляющих: резистивные на подъёме тока плазмы, индуктивные и резистивные затраты на плато тока при нагреве.

При значении коэффициента Эйджимы $S_{Ejima} \approx 0,4—0,5$ величина $\Delta\psi_{ramp-up} \sim 0,8—1$ Вб. Индуктивная составляющая потока $L_{pl}I_{pl}$ для разряда MAST-A-HSE $\Delta\psi_{ind} \approx 1,1$ Вб. Резистивные затраты потока на плато длительностью $\Delta t_{plateau} = \tau_{LR} \approx 3$ с при нагреве (см. значение резистивного напряжения $U_{res} \sim 0,2$ В

в табл. 4) могут составить 0,6 Вб. В данном случае получается, что даже без учёта затрат потока на стадии создания условий для пробоя и на начальной стадии разряда суммарные затраты потока превысят имеющийся запас. Это означает, что длительность плато может быть несколько меньше — около 2 с. Таким образом, в MAST-U как запас потока при базовых параметрах установки, так и нагрев тороидальной обмотки ограничивают длительность разряда.

ST40

В ST40 предполагается работа при рекордном для сферических токамаков значении тороидального поля $B_{t0} = 3$ Тл (на радиусе $R = 40$ см) (!). В работе [2] приведены прогнозные параметры плазмы (табл. 2, столбец ST40 goal (Programs 1—3), ST40-G-P13). Некоторые недостающие данные взяты из работы [11], в которой приведены детали расчёта параметров по коду ASTRA.

Результаты сопоставления приведены в табл. 5 (столбцы расчётных данных табл. 5 соответствуют различным принимаемым скейлингам энергетического времени жизни плазмы: скейлингу ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2} = 1,0$ (как и в [2]), скейлингу Globus-2021 [4] и скейлингу NSTX [5]). При указанных в верхней части таблицы исходных данных расчёты по коду равновесия DIALEQT приводят к значению запаса устойчивости на периферии $q_{95} \approx 9$ и в центре $q(0) \approx 1,5$. Значения профильных коэффициентов для концентрации и температуры плазмы $\alpha_n \sim 0,5$, $\alpha_T \sim 1,5$. Эффективный заряд плазмы принимался равным единице — $Z_{эф} = 1$, как и в [11].

Т а б л и ц а 5. Вариант ST40-G-P13 из [2]: сопоставление с расчётами

Параметр	Данные [2], ST40-G-FP	Код GLOBSYS, $\tau_E, \text{ITER}, H_{y,2} = 1,4$	Код GLOBSYS, $\tau_E, \text{Globus-2021}$ [4]	Код GLOBSYS, τ_E, NSTX [2]
R , м	0,40	0,40	0,40	0,40
a , м	0,24	0,24	0,24	0,24
k/δ	2,5/0,35	2,5/0,35	2,5/0,35	2,5/0,35
I_{pl} , МА	2	2	2	2
B_{t0} , Тл	3	3	3	3
l_i	0,7	0,7	0,7	0,7
$P_{NB, in}$, МВт	4	4	4	4
E_{NB} , кэВ	50	50	50	50
W_{pl} , МДж	0,2	0,28	0,7	0,73
W_{fast}/W_{tot}	0,05	0,04	0,02	0,02
$q_{95}/q(0)/q^*$	—/—/3,76	9/1/3,72	9/1/3,72	9/1/3,72
τ_E , мс	—	110	360	380
β_{pl}	—	0,57	1,4	1,48
β_N	1,6	1,7 (th)/1,8 (tot)*	4,3 (th)/4,4 (tot)*	4,5 (th)/4,6 (tot)*
β_t , %	4,5	4,8 (th)/4,9 (tot)*	12 (th)/12 (tot)*	12 (th)/13 (tot)*
f_{BS} , %	35	20	50	52
f_{CD} , %	—	3	7	7
$\langle T \rangle_n$, кэВ	1,66	1,68	4	4,4
$\langle n_e \rangle_V, 10^{20} \text{ м}^{-3}$	3,14	3,2	3,2	3,2
P_{OH} , МВт	—	0,7	0,12	0,1
U_{res} , В	—	0,35	0,06	0,06

*th — тепловая составляющая, tot — полная, с учётом быстрого компонента.

Концентрация плазмы $\langle n_e \rangle_V$ принималась $\sim 3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, на уровне 0,24 от предела Гринвальда. При такой большой концентрации поглощённая в плазме мощность пучкового нагрева близка к подводимой, $P_{NB, abs} \approx P_{NB, in} \approx 2$ МВт.

Расчётные значения индуктивности и сопротивление для указанного варианта составили $L_{pl} \approx 0,29$ мкГн и $R_{pl} \approx 0,22$ мкОм. В этом случае постоянная времени установления профилей параметров плазмы $\tau_{LR} \sim 1,3$ с.

Как следует из данных таблицы, приемлемое соответствие исходных данных [2] и расчётов имеет место только при использовании скейлинга ИТЭР с $H_{y,2} = 1,4$. Два других скейлинга (Globus-2021 и NSTX) приводят к более оптимистическим параметрам, в несколько раз превышающим ожидаемые. При этом происходит своеобразная развилка: либо уровень экстраполяции скейлингов Globus-2021 и NSTX по величине тороидального поля (с 0,5 до 3 Тл) слишком велик, и они уже теряют применимость, либо

физика удержания при больших B_{i0} существенно лучше, и достичь термоядерных параметров проще именно на этом пути.

Для параметров ST40, указанных в табл. 5 и в [12, 13], суммарный ток по тороидальной обмотке 6 МА, а плотность тока по медному проводнику может достигать 150 МА/м². При такой большой плотности тока и допустимом перегреве тёплой меди ~70 °С длительность плато тока не превышает 0,5 с. Для достижения проектной длительности разряда 3 с [12] уже недостаточно просто несколько расширить диапазон изменения температуры меди в ходе нагрева, как в MAST-U (от -20 до 100 °С), но необходимо более глубокое захлаживание обмотки перед каждым импульсом. В [12] указано, что обмотки охлаждаются жидким азотом.

Использование метода формирования плазмы с помощью внешних полоидальных обмоток и перезаключения силовых линий магнитного поля (merging compression [14, 15]) позволяет существенно сэкономить затраты потока, фактически исключив резистивные затраты потока на стадии подъёма тока плазмы.

Из параметров, приведённых в табл. 5, следует, что вклад в поток от наружных полоидальных обмоток может составить 0,4 Вб (вертикальное равновесное магнитное поле $B_{eq} \sim 0,8$ Тл для параметров табл. 5). Индуктивная составляющая потока $L_{pl}I_{pl}$ для разряда ST40-G-P13 $\Delta\Psi_{ind} \approx 0,6$ Вб. Резистивное напряжение на обходе плазмы ~0,35 В (при скейлинге $\tau_E, ITER$ с $H_{y,2} = 1,4$) и ~0,07 В (при скейлингах $\tau_E, Globus-2021$ и $\tau_E, NSTX$). В целом требуемый запас потока в центральном соленоиде для 3 с импульса может быть оценен как ~0,4 Вб (при использовании скейлингов энергетического времени жизни плазмы Globus-2021 и NSTX) и более 1 Вб (при скейлинге ИТЭР).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье проведена верификация кода GLOBSYS, первоначально разработанного для анализа и прогнозирования параметров и модификаций токамака Глобус-М2 [1], по экспериментальным и прогнозным данным сферических токамаков NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40.

В целом отмечено хорошее соответствие основных параметров плазмы между расчётами по коду GLOBSYS и базой данных NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40, приведённой в [2]. Наилучшее соответствие для времени удержания наблюдается при использовании скейлинга ИТЭР с небольшим улучшением удержания $H_{y,2} = 1-1,2$. Расчёты для скейлингов τ_E Globus-2021 и NSTX хорошо соответствуют параметрам плазмы установок при тороидальном поле 0,5 Тл. По мере увеличения поля расчёты по этим скейлингам приводят ко всё более оптимистичным параметрам плазмы по сравнению со скейлингом ИТЭР, который можно назвать весьма консервативным.

Для данных токамаков NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40 оценено время выравнивания профилей параметров плазмы τ_{LR} , которое можно назвать условием достижения квазистационарного горения плазмы. Это время сопоставлено с двумя техническими ограничениями на длительность разряда: по нагреву электромагнитной системы в течение импульса и по запасу потока. В рассмотренных вариантах параметров NSTX и MAST технические ограничения приводят к длительности разряда, меньшей τ_{LR} . Для NSTX-U и MAST-U ситуация лучше, но в MAST-U при тороидальном поле 0,78 Тл уже необходимо небольшое захлаживание медной тороидальной обмотки перед разрядом (до -20 °С). В токамаке ST40 с полем на оси 3 Тл для обеспечения требуемой длительности разряда нужно уже глубокое захлаживание медной тороидальной обмотки (до температуры жидкого азота).

Полученные при сопоставлении данные позволили проверить используемые в коде соотношения и связи между параметрами. Они служат базой для прогнозирования параметров следующего шага программы Глобус-М, Глобус-М2.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021 между РФФ и АО «НИИЭФА»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курскиев Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. Инженерно-

- физическая модель (GLOBSYS) для следующего шага программы сферического токамака Глобус. Описание модели и сопоставление с данными разряда Глобус-M2. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 37.
2. **Menard J.E., Majeski R., Ono M., Bakharev N.N., Gusev V.K. et al.** Fusion energy development applications utilizing the spherical tokamak and associated research needs and tools. — In: 27th IAEA FEC. Ahmedabad, India, 2018, OV/P-6.
 3. **Menard J.E., Gerhardt S., Bell M., Bialek J., Brooks A. et al.** Overview of the physics and engineering design of NSTX upgrade. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 083015; см. также: **Menard J., Canik J., Chrzanowski J., Denault M., Dudek L. et al.** Overview of the physics and engineering design of NSTX upgrade. — In: The 38th IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS) and 24th Symposium on Fusion Engineering (SOFE). Chicago, USA, 2011.
 4. **Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.V., Skrekel O.M., Telnova A. Yu., Tkachenko E.E., Tukhmenova E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V.** Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field approaching 0.8 T. — In: IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-EXC-P7, 2021.
 5. **Menard J.E., Canik J., Covele B., Kaye S., Kessel C. et al.** Physics design of the NSTX upgrade. — In: 37th EPS Conference on Plasma Physics. Dublin, Ireland, 2010, p. 2.106.
 6. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, т. 35, вып. 1, с. 45.
 7. **Menard J.E.** Compact steady-state tokamak performance dependence on magnet and core physics limits. — Phil. Trans. Royal Society, A 377: 20170440, 2019.
 8. **Menard J., Fredrickson E., Gates D., Goldston R., Kaye S. et al.** Flux consumption optimization and the achievement of 1 MA discharges on NSTX. — In: 27th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest. Report EXP1-05, ECA, 2000, vol. 24B, p. 1441.
 9. **Thompson V., Voss G., Katramados I., Harte M.** MAST upgrade centre column design and analysis. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, issues 6—8, p. 1398.
 10. **Morris W., Milnes J., Barrett T., Challis C., Chapman I. et al.** MAST accomplishments and upgrade for fusion next-steps. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2014, vol. 42, № 3, p. 402; см. также: **Martin R.** On behalf of the MAST Team, MAST Upgrade. — Construction Status and Early Research Plans, FIP/P8-26.
 11. **Dnestrovskij A.Yu., Connor J.W., Gryaznevich M.P.** On the confinement modeling of a high field spherical tokamak ST40. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2019, vol. 61, p. 055009.
 12. **Gryaznevich M., Asunta O. and Tokamak Energy Ltd. Team.** Overview and status of construction of ST40. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 123, p. 177 (Proceedings of the 29th Symposium on Fusion Technology (SOFT-29). Prague, Czech Republic, 2016).
 13. **Gryaznevich M.** For the tokamak energy Ltd Team, ST path to fusion: first results from ST40. — In: 45th EPS Conference on Plasma Physics. Prague, Czech Republic, 2018, P2. 1077.
 14. **Gryaznevich M.P., Sykes A.** Merging-compression formation of high temperature tokamak plasma. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 7, p. 072003.
 15. **Buxton P.F., Asunta O., Gryaznevich M.P., McNamara S. and Tokamak Energy Ltd. Team.** Merging compression start-up prediction for ST40. — In: 44th EPS Conference on Plasma Physics. Belfast, Northern Ireland, 2017, P. 4. 156.

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



Анатолий Борисович Минеев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
min-anat@mail.ru



Эдуард Николаевич Бондарчук, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
bondar@sintez.niiefa.spb.su



Андрей Александрович Кавин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности
kavin@sintez.niiefa.spb.su



Алексей Юрьевич Конин, инженер-исследователь II категории



Игорь Юрьевич Родин, заместитель генерального директора по термоядерным и магнитным технологиям АО «НИИЭФА», научный руководитель приоритетного направления «сверхпроводимость» ГК «Росатом», к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности
rodin@sintez.niiefa.spb.su



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



Василий Андреевич Трофимов, ведущий инженер, ветеран атомной энергетики и промышленности
trofimov@sintez.niiefa.spb.su



Олег Геннадьевич Филатов, научный руководитель АО «НИИЭФА», д.ф.-м.н., Золотая медаль имени И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
filatovog@niiefa.spb.su

**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ, 194021 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ,
ул. ПОЛИТЕХНИЧЕСКАЯ 26, РОССИИ**



Николай Николаевич Бахарев, м.н.с., к.ф.-м.н.
bakharev@mail.ioffe.ru



Никита Сергеевич Жильцов, м.н.с., аспирант
nikita.zh@mail.ioffe.ru



Глеб Сергеевич Курский, н.с., к.ф.-м.н.
gleb.kurskiev@gmail.com



Евгений Олегович Кисельёв, аспирант



Владимир Борисович Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., заместитель руководителя установки, лауреат премии Правительства РФ
vladimir.minaev@mail.ioffe.ru



Николай Владимирович Сахаров, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ
nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru



Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.
yu.petrov@mail.ioffe.ru



Анна Юрьевна Тельнова, м.н.с.
anna.telnova@gmail.com

Статья поступила в редакцию 1 сентября 2021 г.

После доработки 17 сентября 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 43—53.

УДК 621.039.623:634

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭНЕРГОНАПРЯЖЁННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ ТОКАМАКА

А.В. Захаренков¹, В.Д. Локтионов^{1, 2}, А.В. Дедов¹, И.Е. Люблинский^{3, 4}, А.В. Вертков³, А.С. Демидов¹,
К.В. Журавлев¹, В.И. Польский⁴

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

²АО «Электрогорский научно-исследовательский центр по безопасности атомных электрических станций», Электрогорск, Московская обл., Россия

³АО «Красная Звезда», Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Выбор метода охлаждения для энергонапряжённых объектов, таких как дивертор, лимитер и бланкет, при воздействии на них мощных тепловых потоков является одной из основных проблем во всех исследовательских термоядерных реакторах. В настоящее время эти элементы охлаждаются водой под давлением, что может вызвать серьёзные проблемы в случае аварийной ситуации, связанной с негерметичностью элементов системы охлаждения. В данной работе рассматривается альтернативный способ охлаждения таких конструктивных элементов с помощью двухкомпонентного диспергированного потока теплоносителя. На экспериментальном стенде, созданном на кафедре ОФиЯС НИУ «МЭИ», выполнено моделирование нагрева рабочего участка при условиях, близких к стационарным нагрузкам первой стенки ИТЭР. Охлаждение рабочего участка осуществляется диспергированным потоком теплоносителя по внутренней поверхности. Получено распределение температуры стенки рабочего участка по толщине. Проведена оценка теплопроводности материала рабочего участка. Показано, что предложенный метод охлаждения позволяет осуществлять эффективный теплосъём при тепловых нагрузках в диапазоне 0,7—3,2 МВт/м².

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

APPLICATION OF DISPERSED GAS-LIQUID FLOW FOR COOLING ENERGY-STRESSED STRUCTURAL ELEMENTS TOKAMAK

A.V. Zakharenkov¹, V.D. Loktionov^{1, 2}, A.V. Dedov¹, I.E. Lyublinski^{3, 4}, A.V. Vertkov³, A.S. Demidov¹,
K.V. Zhuravlev¹, V.I. Polskiy⁴

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

²JSC Electrogorsk Research and Development Center for Nuclear Power Plants Safety, Electrogorsk, Moscow region, Russia

³JSC Red Star, Moscow, Russia

⁴National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The choice of a cooling method for energy-stressed objects, such as a divertor, limiter and blanket when exposed to powerful heat flows is one of the main problems in all research thermonuclear reactors. Currently, these elements are cooled by water under pressure, which can cause serious problems in the event of an accident related to the leakage of the elements of the cooling system. In this paper, an alternative method for cooling such structural elements using a two-component dispersed heat carrier flow is considered. On an experimental stand created at the Department of the Institute of Nuclear Power Engineering of the National Research University "MEI", a simulation of the heating of the working area was performed under conditions close to the stationary loads of the first ITER wall. The cooling of the working area is carried out by a dispersed coolant flow along the inner surface. The distribution of the wall temperature of the working section over the thickness is obtained. The thermal conductivity of the material of the working area was evaluated. It is shown that the proposed cooling method allows for effective heat removal at thermal loads in the range of 0.7—3.2 MW/m².

Key words: dispersed flow, cooling, experimental studies, hydraulic circuit, spray cone, working area, induction heating, temperature distribution, heat transfer, heat flux density.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-54-62

ВВЕДЕНИЕ

В современной технике часто возникает необходимость отведения тепловых потоков с плотностью энергии уровня нескольких МВт/м². Это характерно для таких областей, как аэрокосмические и ядерные технологии, микроэлектроника, энергетика. При этом охлаждаемые объекты по своим массогабаритным параметрам весьма разнообразны: от компактных, имеющих место в компьютерной и лазерной технике, до громоздких и объёмных, таких как, например, изделия проката сталелитейной отрасли при закалке и

охлаждения. Одним из перспективных направлений развития энергетики XXI века является освоение энергии термоядерного синтеза. В настоящее время нерешённой проблемой термоядерных реакторов является создание систем, обеспечивающих надёжное отведение тепловых потоков от таких внутрикамерных элементов, как лимитер, бланкет и дивертор. Помимо высокой плотности энергии, они имеют довольно значительные габариты.

В настоящее время отвод тепла от внутрикамерных элементов термоядерных реакторов реализуется водой под давлением. Наиболее теплонапряжёнными являются вертикальные приёмники, нижняя часть которых сконструирована из моноблоков вольфрама [1], напаянных на медную трубку. Охлаждение диверторных приёмников и приёмников пучков системы инжекции осуществляется недогретым до температуры насыщения потоком воды, закрученным с помощью вставленных на всю длину скрученных лент.

Всё сказанное заставляет искать новые эффективные методы охлаждения элементов, подвергающихся значительным тепловым нагрузкам. Одним из способов решения указанной проблемы может стать использование в качестве теплоносителя диспергированного потока теплоносителя [2, 3]. Такой теплоноситель имеет ряд преимуществ по сравнению с однофазным потоком: высокая эффективность теплоотвода за счёт теплоты испарения мелкодисперсной жидкой фазы, низкое давление, лучшая совместимость с жидким литием, меньшая склонность к возникновению кризиса теплоотдачи и т.д.

Целью данной работы являлось получение опытных данных по распределению температуры исследовательского модуля (ИМ), охлаждаемого диспергированным потоком теплоносителя через центральный канал при различных режимных параметрах компонентов, и оценка значений определяющих параметров, характеризующих процесс теплообмена в исследуемой системе.

В данной работе коллективом исполнителей решались следующие задачи:

— разработка конструкции и создание экспериментальной установки для исследования возможности охлаждения высокотемпературного исследовательского модуля диспергированным потоком теплоносителя;

— получение надёжных экспериментальных данных по распределению температуры исследовательского модуля по длине, температуры компонентов потока теплоносителя вдоль оси канала;

— оценка значений плотности теплового потока через боковую поверхность ИМ.

Решение данных задач позволяет провести первичный анализ возможности применения диспергированного потока теплоносителя для эффективного охлаждения высокотемпературной поверхности на примере вольфрамового модуля при нагрузках в диапазоне 0,7—3,2 МВт/м².

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ И ИССЛЕДОВАТЕЛЬНОГО МОДУЛЯ

Для решения поставленной задачи в НИУ «МЭИ» на кафедре ОФиЯС была создана экспериментальная установка «Диспергированное охлаждение мишени», состоящая из трёх основных систем:

— гидравлического контура для охлаждения рабочего участка;

— системы нагрева на основе ВЧ-генератора ИНС-20 мощностью до 20 кВт;

— системы сбора и обработки информации National Instruments.

На рис. 1 показана принципиальная схема гидравлического контура для охлаждения исследовательского модуля как однофазным потоком (дистиллированная вода), так и двухкомпонентным дисперсным потоком теплоносителя.

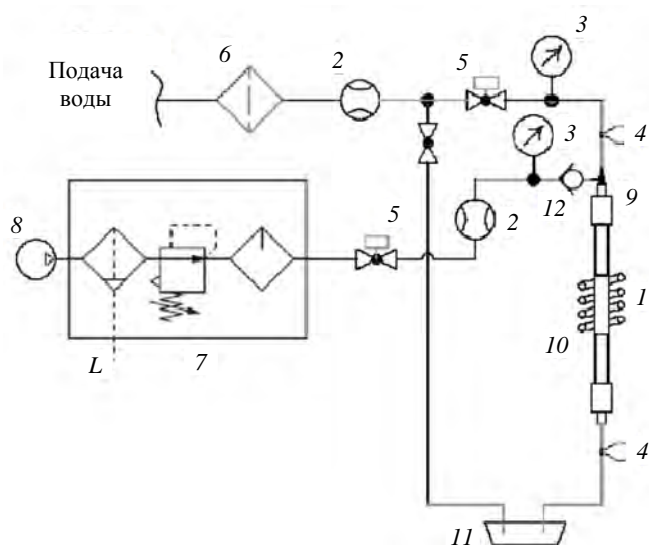


Рис. 1. Принципиальная схема системы охлаждения: 1 — исследовательский модуль; 2 — расходомеры; 3 — манометры цифровые; 4 — датчики температуры; 5 — электромагнитный клапан; 6 — механический фильтр; 7 — устройство подготовки сжатого воздуха; 8 — компрессор (баллон с газом); 9 — распыливающее устройство; 10 — индуктор; 11 — накопительный бак; 12 — обратный клапан

Контур охлаждения работает следующим образом. Подача дистиллированной воды в ИМ 1 осуществляется насосом из бака с дистиллированной водой. Для контроля расхода, давления и температуры воды и газа используются цифровые расходомеры 2 с возможностью регулировки, манометры 3 и термопары 4 типа ХА. Поступление компонентов в распыливающее устройство обеспечивается электромагнитными клапанами 5. Для очистки компонентов от механических примесей и их подготовки используются фильтр 6 и узел воздухоподготовки 7. Необходимое давление воздуха обеспечивается компрессором 8 или баллоном с газом. В зависимости от режимных параметров компонентов на выходе из распыливающего устройства 9 образуется двухфазная смесь воды и газа с распределением капель воды по размеру и скоростям. Диспергированный поток поступает в канал, где охлаждает внутреннюю поверхность ИМ 1, нагреваемого индуктором 10 высокочастотного генератора, после чего поступает в накопительный бак 11. Для предотвращения попадания воды в газовую магистраль используется обратный клапан 12.

Общий вид созданной экспериментальной установки с установленным оборудованием показан на рис. 2.

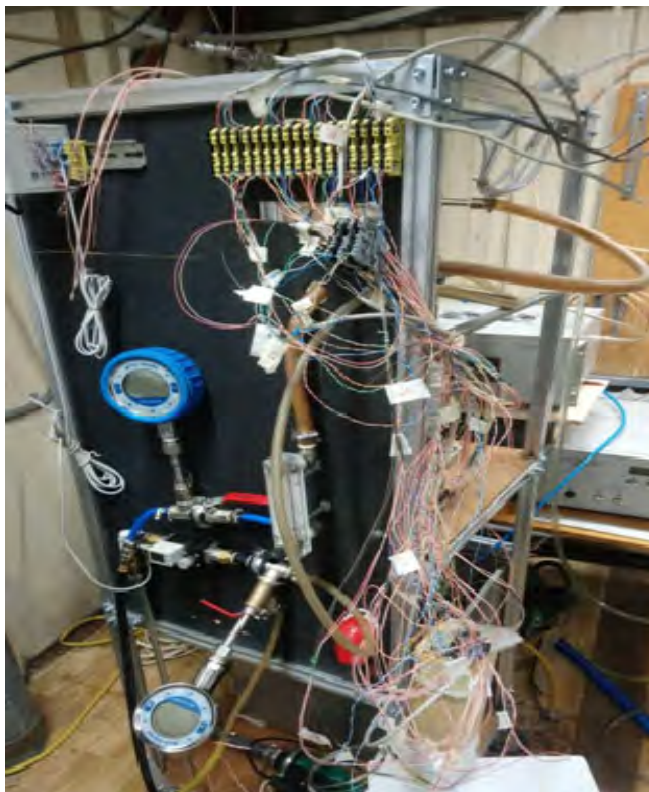


Рис. 2. Общий вид экспериментальной установки

Для формирования диспергированного потока авторами была разработана конструкция пневматического распыливающего устройства. Распыливающее устройство включает в себя сопло распыла жидкости 1, внешний корпус форсунки 2, узлы подачи воды 3 и воздуха 4, турбулизаторы компонентов диспергированного потока 5, а также фиксирующие 6 и уплотнительные 7 элементы. Схема изготовленного устройства показана на рис. 3.

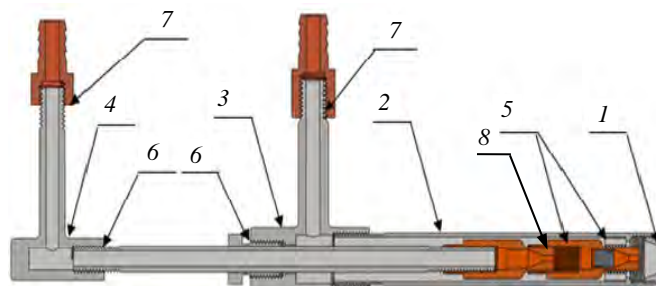


Рис. 3. Схема распыливающего устройства: 1 — сопло распыла жидкости; 2 — внешний корпус форсунки; 3 — узел подачи воздуха; 4 — узел подачи воды; 5 — турбулизаторы компонентов диспергированного потока; 6 — фиксирующие элементы; 7 — элементы уплотнений; 8 — сменная форсунка

Параметры диспергированного потока, формируемого распыливающим устройством, следующие:

— используемые компоненты: вода (дистиллированная вода), воздух (неагрессивные или инертные газы N_2 , Ar);

— избыточное давление компонентов: $p_{\text{воды}} = (0,1—5,0)10^5$ Па, $p_{\text{возд}} = (0,1—8,0)10^5$ Па;

— объёмный расход компонентов: $Q_{\text{воды}} = (6,5 \cdot 10^{-6}—7,0 \cdot 10^{-5})$ м³/с, $Q_{\text{возд}} = (2,8 \cdot 10^{-4}—2,2 \cdot 10^{-3})$ м³/с;

— диаметр капель воды в потоке: $d_k = 10—100$ мкм;

— угол раскрытия струи $\alpha = 7—13^\circ$.

Разборная конструкция, сменные сопла, а также подвижный шток позволяют изменять угол раскрытия струи факела распыла и размер капель. Конструкция форсунки спроектирована таким образом, чтобы внутренний диаметр охлаждаемого канала мог варьироваться в диапазоне $d_v = 16,0—24,0$ мм.

В качестве ИМ, моделирующего охлаждаемую поверхность, использовался цилиндрический блок из сплава вольфрама ($\approx 90\%$) и меди ($\approx 10\%$). Выбор данного материала обусловлен, с одной стороны, высокой термостойкостью за счёт использования вольфрамовой матрицы, с другой стороны, возможностью его механической обработки и достаточно высоким значением коэффициента теплопроводности благодаря

примесям меди. Исследовательский модуль имел следующие габаритные размеры: длина 98,0 мм, внешний диаметр 52,0 мм, внутренний диаметр 18,0 мм.

Для определения температурного поля в нижнем и верхнем торцах ИМ сверлением были выполнены отверстия диаметром 1,3 мм для установки термопар типа хромель-алюмель (ХА). Глубина отверстий составляла от 15 до 17 мм. Для определения температуры стенки исследовательского модуля на его поверхности установлены четыре термопары того же типа. Установленный в индукторе обогреваемый ИМ и схема расположения термопар на обогреваемом исследователском модуле показаны на рис. 4.

Для определения локальных значений температуры в канале ИМ компонентов диспергированного потока был спроектирован и изготовлен термопарный зонд, состоящий из трёх термопар диаметром 0,5 мм, смонтированных на специальном каркасе, позволяющем одновременно перемещать эти термопары по длине канала в течение эксперимента. Причём измерительные спаи двух крайних термопар располагались на расстоянии 1,5 мм от внутренней поверхности охлаждаемого канала, а третья термопара располагалась на его продольной оси. Конструкция зонда показана на рис. 5.

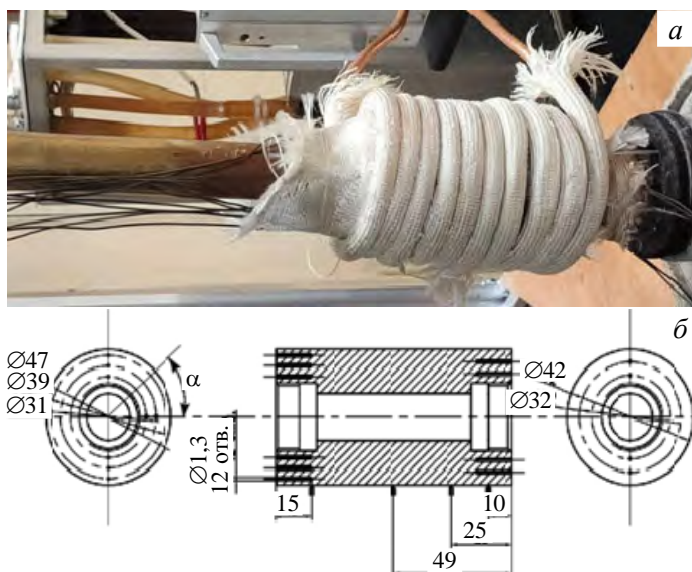


Рис. 4. Установленный в индукторе обогреваемый исследовательский модуль (а) и схема расположения термопар на торцевых поверхностях ИМ (б)

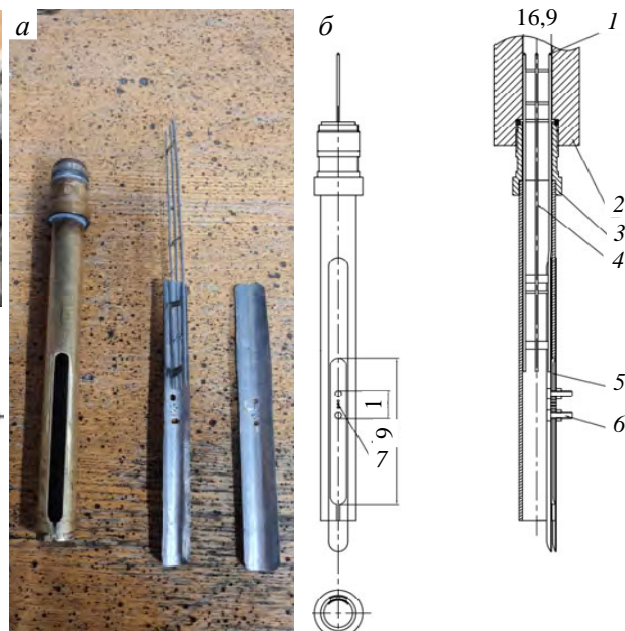


Рис. 5. Общий вид (а) и схема размещения термопарного зонда в рабочем участке: 1 — королёк термопары; 2 — обогреваемый исследовательский модуль; 3 — нижний штуцер; 4 — армирующая трубка; 5 — корпус зонда; 6 — рычаг для перемещения термопар; 7 — отверстия под вывод термопар (б)

Данное конструктивное исполнение и малые габариты зонда позволяют ему плавно перемещаться вдоль оси канала, что даёт возможность измерять значения температуры охлаждающей среды внутри канала.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для проверки работоспособности и апробации разработанной экспериментальной установки была выполнена серия методических опытов, а также ряд исследовательских экспериментов.

В частности, были проведены несколько серий испытаний распыливающего устройства (РУ) при различных вариантах его конфигурации, что достигалось путём комбинирования различных по геометрии выходных сопел устройства (см. рис. 3, поз. 1) с различным расположением форсунок (см. рис. 3, поз. 8) относительно выходного сечения выходного сопла распыливающего устройства.

Для каждой из рассматриваемых конфигураций конструкции РУ определялись расходные характеристики диспергированного потока и оценивались параметры факела распыла (форма и угол его раскрытия, дисперсность капель). Основной целью данных экспериментов являлось получение первичных данных о влиянии режимных параметров (давления и значения расходов воды и воздуха) компонентов на структуру диспергированного потока. Для определения линейных размеров факела распыла использова-

лась координатная сетка (рис. 6). В качестве примера на рис. 6 показаны фотографии факела в зависимости от режимных параметров компонентов диспергированного потока в одной из установленных конфигураций сопла (см. рис. 3, поз. 1) и форсунки (см. рис. 3, поз. 8).

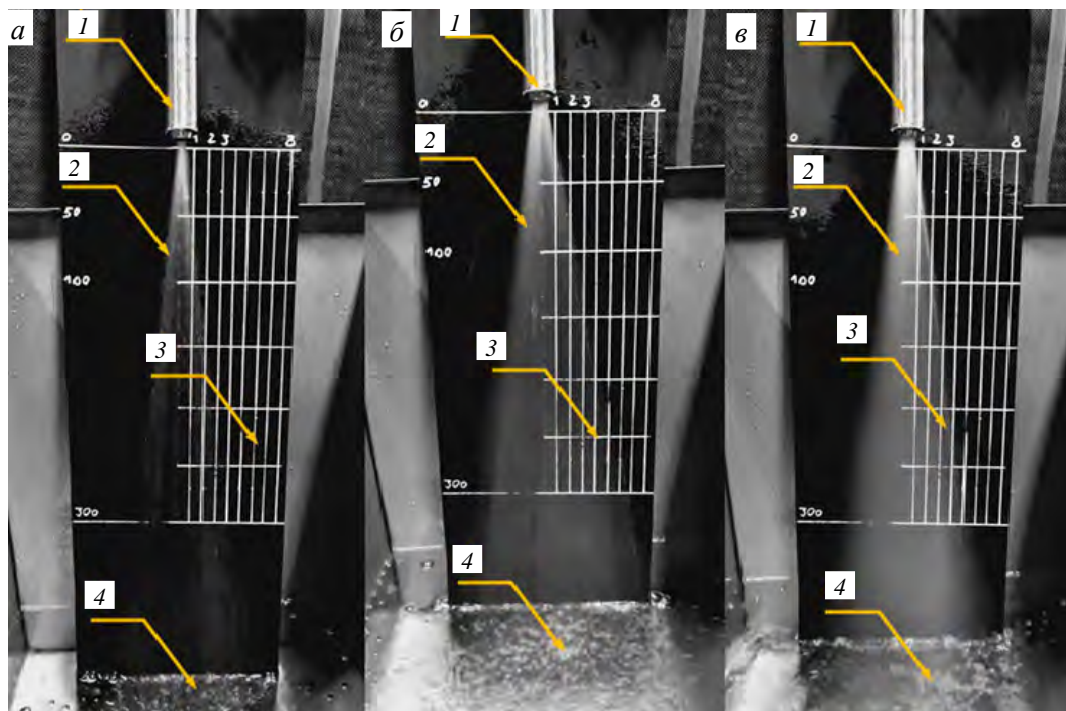


Рис. 6. Фотографии факела распыла (1 — распыливающее устройство; 2 — факел распыла; 3 — координатная сетка; 4 — приемное устройство): а — режим № 1 ($Q_{\text{воды}} = 2,7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$, $Q_{\text{возд}} = 5,6 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$, $p_{\text{воды}} = 33,5 \text{ кПа}$, $p_{\text{возд}} = 804,1 \text{ кПа}$); б — режим № 2 ($Q_{\text{воды}} = 5,1 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$, $Q_{\text{возд}} = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$, $p_{\text{воды}} = 122,0 \text{ кПа}$, $p_{\text{возд}} = 904,1 \text{ кПа}$); в — режим № 3 ($Q_{\text{воды}} = 6,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$, $Q_{\text{возд}} = 2,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$, $p_{\text{воды}} = 256,4 \text{ кПа}$, $p_{\text{возд}} = 827,3 \text{ кПа}$)

Расходные характеристики распыливающего устройства в конфигурации, которая использовалась в дальнейших экспериментах в данной работе, показаны на рис. 7.

С целью подтверждения теплофизических характеристик (коэффициента теплопроводности) используемого вольфрам-медного сплава, из которого был изготовлен ИМ, были выполнены опыты со специальной контрольной вставкой (рис. 8) из меди (марка М0), которая устанавливалась в канал охлаждения и герметизировалась. Медная вставка внутри имела центральный канал для подвода охлаждающей воды. Для минимизации термического сопротивления по поверхности контакта боковая поверхность контрольной вставки покрывалась оловом и фиксировалась в канале. Для определения температуры в контрольной вставке использовались предварительно калиброванные термопары типа ХА, координаты установки, показаны на рис. 8.

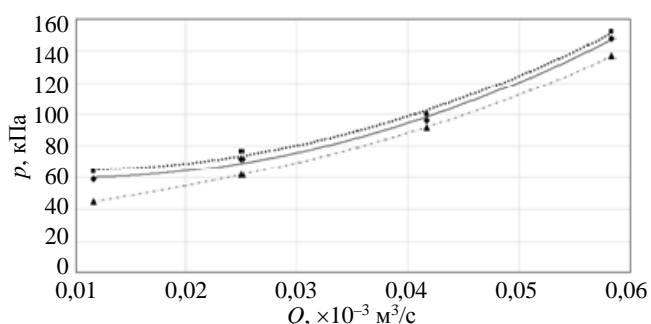


Рис. 7. Зависимость избыточного давления от объемного расхода дистиллированной воды в диспергированном потоке: ■ — $Q_{\text{возд}} = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$; ◆ — $Q_{\text{возд}} = 5,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$; ▲ — $Q_{\text{возд}} = 8,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$

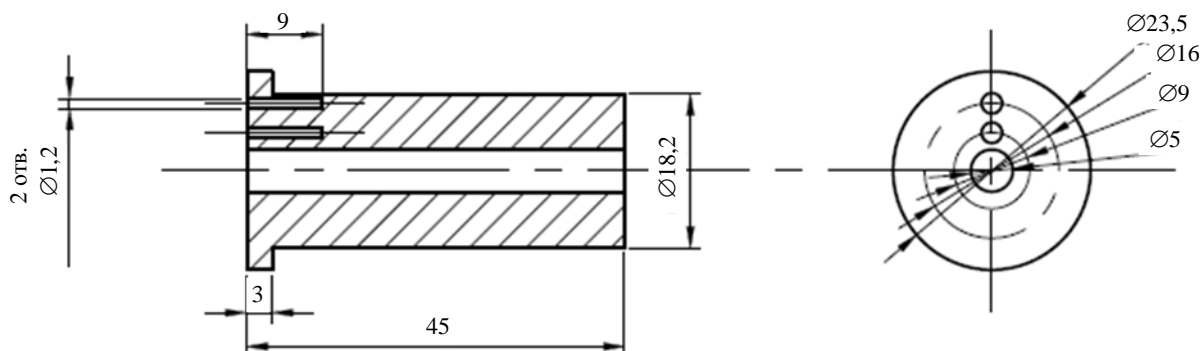


Рис. 8. Эскизный чертёж медного тестового образца

Для охлаждения тестового образца использовалась дистиллированная вода. Эксперименты проводились при нескольких значениях массового расхода воды и различной подводимой мощности, причём параметры подбирались таким образом, чтобы предотвратить кипение на внутренней поверхности центрального канала медной вставки. Проведя оценку тепловых потерь в исследуемом диапазоне температуры, авторами был установлен процент количества теплоты, передаваемой медной контрольной вставке от исследовательского модуля через боковую поверхность, что в дальнейшем позволило рассчитать значение коэффициента теплопроводности исследовательского модуля. Полученное значение составило $\lambda = 195 \text{ Вт/(м·К)}$. Эксперименты показали, что данный материал обладает значительным коэффициентом теплопроводности благодаря меди в составе сплава и высокой температурой плавления, которая присуща вольфраму ($t_{\text{пл}} \approx 1700 \text{ °C}$).

На следующем этапе исследований были выполнены эксперименты с ИМ на установке, созданной авторами работы. Далее представлены предварительные результаты серии экспериментов, в которых исследовался процесс охлаждения ИМ, нагреваемого с помощью высокочастотного генератора электрической мощностью $N_{\text{эл}} = 12 \text{ кВт}$.

Целью первой серии экспериментов, выполненных в рамках этого этапа исследований, являлось определение влияния объёмного расхода жидкостного компонента диспергированного потока на температурное поле в ИМ. Эксперименты выполнялись для трёх различных значений объёмного расхода дистиллированной воды ($Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5}; 3,3 \cdot 10^{-5}; 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$) при одном и том же значении объёмного расхода воздуха $Q_{\text{возд}} = 8,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$. Температура воды, подаваемой в распыливающее устройство, имела значение $T_{\text{вод_вх}} = 3,0\text{—}6,0 \text{ °C}$, а значение температуры воздуха варьировалось в диапазоне $T_{\text{возд_вх}} = 24,0\text{—}26,0 \text{ °C}$. В процессе каждого эксперимента выполнялось измерение температурного поля исследуемого модуля с помощью термопар, установленных в соответствии с рис. 4. Внешняя поверхность ИМ была теплоизолирована от внешней окружающей среды несколькими слоями стеклоткани толщиной 0,5 мм. Для измерения температурного поля компонентов диспергированного потока внутри охлаждаемого канала использовался зонд, конструкция которого показана на рис. 5. Измерение температурного поля среды внутри канала в процессе экспериментов выполнялось для различных сечений по высоте (z) канала. Причём за начальное положение ($z = 0$) зонда принимался уровень верхнего торца ИМ.

Изменения температуры теплоносителя внутри канала в различных сечениях по его длине (z) для указанных экспериментов показаны на рис. 10. Кривые 1—3 (рис. 9) соответствуют температуре теплоносителя (T_w), измеренной вблизи поверхности канала, а кривые 4—6 соответствуют температуре теплоносителя (T_{ax}), измеренной на продольной оси канала в каждом из этих сечений.

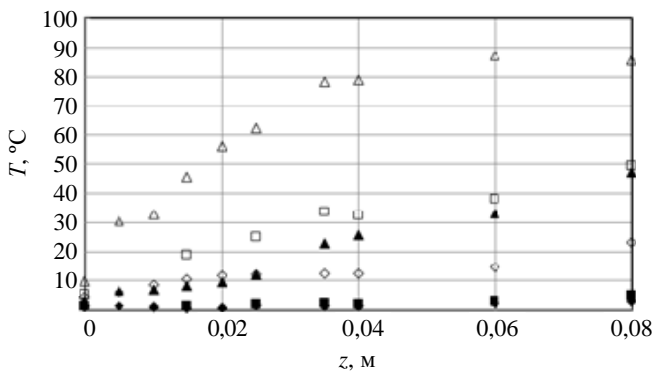


Рис. 9. Распределение температуры теплоносителя вблизи стенки (T_w) и на оси (T_{ax}) по длине канала охлаждения исследуемого образца ($Q_{\text{возд}} = 8,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$) соответственно: \diamond, \blacklozenge (1, 4) — $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$; \square, \blacksquare (2, 5) — $Q_{\text{вод}} = 3,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$; $\triangle, \blacktriangle$ (3, 6) — $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$

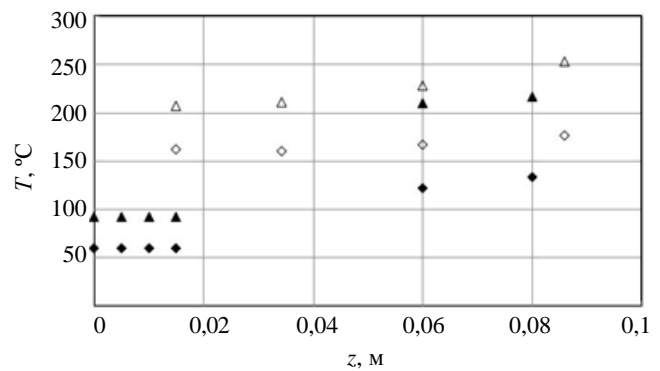


Рис. 10. Изменение по длине (z) исследовательского модуля температуры внешней (T_{out}) поверхности рабочего участка и температуры на внутренней поверхности (T_{in}) охлаждаемого канала при различном расходе жидкой фазы в охлаждаемой среде ($Q_{\text{возд}} = 8,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$) соответственно: \diamond, \blacklozenge (1, 3) — $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$; $\triangle, \blacktriangle$ (2, 4) — $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$

На графике видно, что в случае объёмного расхода воды, равного $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}$ (кривые 1, 4), наблюдается незначительное увеличение температуры теплоносителя по длине охлаждаемого канала. Максимальная разница в значениях температуры теплоносителя на продольной оси и вблизи поверхности канала не превышает 10 °C в выходном сечении $z = 80 \text{ мм}$ (см. рис. 9). Значительное изменение тем-

пературы теплоносителя вблизи поверхности канала (1) наблюдается по длине канала для сечений с продольной координатой (z) свыше 35 мм. Температура охлаждающей среды на продольной оси (4) канала в рассматриваемом случае равномерно увеличивается от $t = 3,0$ °С до $t = 4,0$ °С.

Уменьшение объёмного расхода воды в диспергированном потоке с $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5}$ м³/с (кривые 1, 4) до $Q_{\text{вод}} = 3,3 \cdot 10^{-5}$ м³/с (кривые 2, 5 на рис. 10) привело к существенному (двукратному) увеличению температуры теплоносителя вблизи поверхности канала (2), значение которой достигает $t = 25$ °С на выходе из канала. При этом температура теплоносителя в центре потока (кривая 4) увеличилась незначительно по сравнению с предыдущим случаем, а значение этой температуры не превышало $t = 5$ °С на выходе из канала.

Уменьшение объёмного расхода воды в диспергированном потоке до $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ м³/с привело к значительному росту температуры теплоносителя по длине канала (кривые 3, 6 на рис. 9), при этом рост температуры теплоносителя наблюдается как вблизи поверхности канала (3), так и в центральной части потока (6). На выходе из обогреваемого канала значения температуры теплоносителя вблизи поверхности канала и в центре потока превышали значения $t = 80$ °С (кривая 3) и $t = 45$ °С (кривая 6) соответственно. При этом в рассматриваемом эксперименте на выходе из рабочего участка наблюдался интенсивный выход паровой фазы.

Изменения температуры на внешней поверхности ИМ и на внутренней поверхности охлаждаемого канала при различных уровнях объёмного расхода воды показаны на рис. 10.

Значения температуры на внешней поверхности T_{out} (1, 2 на рис. 10) ИМ соответствуют опытным данным, измеренным в процессе экспериментов с помощью термопар типа ХА, закреплённых на наружной поверхности. Значения температуры на внутренней поверхности канала T_{in} (3, 4 на рис. 10) определялись расчётным путём, используя показания термопар, вмонтированных в ИМ с нижнего и верхнего торцов.

При расчёте температурного поля по толщине ИМ предполагалось, что распределение температуры по толщине стенки (в радиальном направлении) подчиняется известному соотношению

$$T(r) = C_1 \ln(r) + C_2, \tag{1}$$

где C_1 и C_2 — неизвестные числовые коэффициенты. Коэффициенты C_1 и C_2 определялись расчётным путём на основе значений температур, измеренных экспериментально в области верхней и нижней торцевых поверхностей ИМ с помощью вмонтированных термопар (см. рис. 4).

Анализ результатов, показанных на рис. 10, позволяет установить ряд особенностей в поведении изучаемых процессов. Так, уменьшение расхода воды с $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5}$ м³/с (1 на рис. 10) до $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ м³/с (2 на рис. 10) привело к возрастанию примерно в 1,5 раза температуры внешней поверхности исследовательского модуля. Максимальное значение температуры внешней поверхности вставки наблюдается в её нижней части, в области выходного сечения. Для величин расхода воды, равных $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ м³/с и $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5}$ м³/с, значения температуры внешней поверхности ИМ в её нижнем сечении около $t_{\text{out}} = 240$ °С и $t_{\text{out}} = 170$ °С соответственно.

На рис. 11 показаны результаты расчётного определения плотности теплового потока, подводимого к внутренней поверхности канала при различных значениях величины объёмного расхода воды. Значения плотности теплового потока, подводимого через боковую поверхность ИМ, определялись, исходя из предположения, что распределение температуры по толщине стенки (в радиальном направлении) подчиняется известному соотношению (1).

При расчётном определении величины плотности теплового потока принималось, что величина коэффициента теплопроводности материала вставки имела значение, равное $\lambda = 195$ Вт/(м·К). Величина плотности подводимого теплового по-

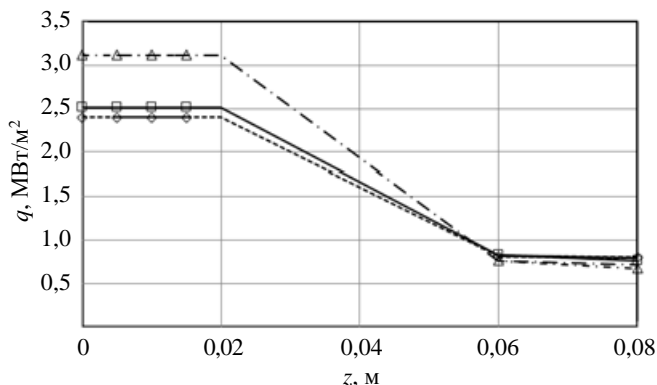


Рис. 11. Изменение плотности отведённого теплового потока (q) на внутренней поверхности канала при разных объёмных расходах воды ($Q_{\text{вод}} = 8,3 \cdot 10^{-4}$ м³/с): 1 (◇) — $Q_{\text{вод}} = 5,8 \cdot 10^{-5}$ м³/с; 2 (□) — $Q_{\text{вод}} = 3,3 \cdot 10^{-5}$ м³/с; 3 (△) — $Q_{\text{вод}} = 1,7 \cdot 10^{-5}$ м³/с

тока (закон Фурье для случая цилиндрической стенки) определялась на основе значений температур, измеренных термопарами, установленными в области верхнего и нижнего торцов вставки, а также на её внешней поверхности.

Как следует из результатов, показанных на рис. 11, наибольшие значения плотности подводимого через боковую поверхность ИМ теплового потока наблюдаются в верхней части вставки, где эти значения достигают величины $q = 2,4\text{—}3,2$ МВт/м². При этом в нижней части поверхности канала (в сечениях с продольной координатой больше $z = 60$ мм) значения плотности теплового потока варьируются в диапазоне $q = 0,7\text{—}0,85$ МВт/м². Можно предположить, что такая неравномерность распределения плотности теплового потока по длине канала объясняется ухудшенными условиями теплоотдачи в нижней части поверхности канала за счёт того, что в эту область поступает меньшее количество жидкой фазы диспергированного потока. Это может быть связано с используемой схемой подачи охлаждающей среды, а также за счёт уменьшения количества жидкостного компонента («осушения») в диспергированном потоке с увеличением продольной координаты z вследствие кипения жидкой фазы при её движении по каналу вставки.

ВЫВОДЫ

В результате данной работы:

- создана новая экспериментальная установка для исследования возможности охлаждения высокотемпературного исследовательского модуля диспергированным потоком теплоносителя;
- получены первые экспериментальные данные по распределению температуры исследовательского модуля по длине, температуры компонентов потока вдоль оси канала;
- выполнена оценка значений плотности подводимого теплового потока на внутренней поверхности канала охлаждения.

Первичный анализ полученных экспериментальных данных показывает, что предложенный способ охлаждения исследовательского модуля позволяет эффективно снимать тепловые нагрузки до 4 МВт/м², при этом наблюдалась существенная неравномерность распределения плотности теплового потока по длине охлаждаемого канала. Максимальные значения температуры ИМ не превышают 230—250 °С, что позволяет с оптимизмом оценивать возможности предложенного способа охлаждения. Полученные предварительные результаты показали, в частности, что существенное влияние на процесс охлаждения нагретой поверхности канала оказывает величина объёмного содержания жидкой фазы в диспергированном потоке.

В то же время при данных режимных параметрах компонентов недостаточное количество массы дистиллированной воды в диспергированном потоке при движении и кипении в канале охлаждения ИМ приводит к тому, что в нижней части канала происходит ухудшение режима теплосъёма с поверхности канала вследствие «осушения» охлаждающей среды и др.

Очевидно, что в дальнейшем необходимо выполнить более углублённый анализ влияния степени фрагментации жидкой фазы и размеров капель дистиллированной воды, а также корректировку угла распыла форсунки на температурное поле исследовательского модуля. Кроме того, представляет интерес оценить величину коэффициента теплоотдачи при использовании подобных схем охлаждения нагретых поверхностей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 19-79-00271 от 30.07.2019).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lorenzetto P., Banetta S., Bellin B. et al.** EU contribution to the procurement of the ITER blanket first wall. — *Fusion Engineering and Design*, 2016, vol. 109—111, Part A, p. 661—665.
2. **Hirai T., Barabash V., Escourbiac F., Durocher A., Merola M.** ITER divertor materials and manufacturing challenges. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 125, p. 250—255.
3. **Lyublinski I.E., Mirnov S.V., Komov A.T. et al.** Innovative method of cooling and thermostabilization of tokamak elements with capillary-porous structures. — *J. of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 891(1), p. 012152.
4. **Вертков А.В., Комов А.Т., Люблинский И.Е., Мирнов С.В., Варава А.Н., Дедов А.В., Захаренков А.В., Фрик П.Г.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения жидкометаллического лимитера токамака Т-10. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 1, с. 51—58.



Александр Валентинович Захаренков, к. техн. н., доцент; ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, Россия
zaharenkov.aleks@mail.ru



Владимир Дмитриевич Локтионов, в.н.с., к. техн. н.; ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, Россия; заместитель директора по научной работе, начальник Управления НИР и НИОКР; АО «ЭНИЦ», 142530 МО, Электрогорск, ул. Святого Константина 6, Россия
haevec@yandex.ru



Алексей Викторович Дедов, заведующий кафедрой, директор Института тепловой и атомной энергетики, д. техн. н., член-корреспондент РАН; ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул., д. 14, Россия
dedovav@mpei.ru



Игорь Евгеньевич Люблинский, начальник отдела, к. техн. н.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1а, Россия; доцент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
lyublinski@yandex.ru



Алексей Викторович Вертков, главный специалист, к. техн. н.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1а, Россия
avertkov@yandex.ru



Андрей Сергеевич Демидов, техник 1-й категории, студент; ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, Россия



Кирилл Вячеславович Журавлев, техник 1-й категории, студент; ФГБОУ ВО «Национальный исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, Красноказарменная ул. 14, Россия



Валерий Игоревич Польский, доцент, к.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 14 июля 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с.54—62.

УДК 621.039.647

ЛУЧЕВАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ

*Е.Д. Длугач, Б.В. Кутеев, С.С. Ананьев**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Для оценок эффективности захвата и генерации тока быстрых ионов в термоядерной плазме предложена простая трёхмерная модель инжекции LNB (Light Neutral Beam, лёгкий или лучевой пучок). Для описания плазмы, ионизации атомов и замедления быстрых частиц используются аналитические формулы. Модель позволяет быстро рассчитать ионизацию пучка в объёме плазмы, термализацию ионов по формулам [1], генерацию тока и распределение быстрых ионов в фазовом пространстве. Данная методика имеет много общего с системным подходом, но позволяет учитывать детальную геометрию пучково-плазменной системы и получать профили тока увлечения и другие целевые параметры инжекции (нагрев плазмы, синтез на пучке, нейтронный выход и т.д.) без использования эмпирических скейлингов. Модель LNB удобна для анализа и оптимизации параметров инжекции, особенно в компактных и сферических системах, где конечный размер и внутренняя угловая структура пучка заметно сказываются на его поглощении и генерации тока. Простота и высокая скорость расчёта позволяют использовать LNB для проверки, анализа чувствительности и оптимизации параметров режимов. Подобные задачи решаются при выборе рабочих интервалов термоядерных источников нейтронов (ТИН) [2, 3].

Ключевые слова: токамак, источник нейтронов, ДЕМО-ТИН, ТИН-СТ, инжекция быстрых атомов, СНИ, лёгкая модель, сквозные потери, захват пучка, замедление ионов, генерация тока, ВТОР, LNB.

LIGHT BEAM MODEL FOR NEUTRAL BEAM INJECTION OPTIMIZATION

*E.D. Dlugach, B.V. Kuteev, S.S. Ananyev**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

A simple 3-dimensional model LNB (Light Neutral Beam) is proposed for fast ions current evaluation in fusion devices. The model implements analytical expressions for plasma description, fast ion generation and slowing down. LNB model allows one to evaluate the beam ionization in plasma volume, fast ions thermalization [1], current drive, and phase distributions. The technique can be compared with the analytical approach adopted in system codes, but LNB takes into account the particular details of beam-plasma shaping; thus all the beam-driven quantities in plasma are obtained regardless to the empirical scaling laws. The model is especially effective for compact and spherical devices optimization, as for those the injected beam box shape and the beam internal angular distribution can play an important role in the result power deposition and current drive. LNB provides a simple and efficient tool for fast verification, sensitivity analysis, and beam-plasma optimization. These are to be requisite in operation windows selection for fusion neutron sources (FNSs) design [2, 3].

Key words: tokamak, fusion neutron source, DEMO-FNS, FNS-ST, neutral beam injection, NBI, light model, shine-through losses, beam capture, fast ions slowing down, current drive, ВТОР, LNB.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-63-79

ВВЕДЕНИЕ

Нейтральная инжекция в установках ТИН обеспечивает стационарный неиндукционный нагрев плазмы, генерацию тока, возможность управления режимом работы и доставку быстрых частиц, которые, взаимодействуя с тепловыми ионами плазмы, поддерживают реакцию синтеза. Эффективность поглощения нейтральных пучков, удержание быстрых ионов и результирующий ток зависят не только от всего комплекса параметров плазмы, но и от геометрии пучково-плазменной системы, поэтому оптимизация во всех случаях предполагает согласование и взаимную настройку параметров пучка и плазменной мишени.

Имеющиеся заметные расхождения в расчётных и экспериментальных данных по нагреву и генерации тока для внеосевой (нецентральной) тангенциальной инжекции [4, 5] свидетельствуют о том, что влияние геометрических факторов на генерацию тока пучком пока исследовано недостаточно. В работе [6] приводится сравнение различных моделей генерации тока пучком, на основании видимых различий в результатах авторы делают вывод о необходимости учёта точной геометрии пучка и плазмы, а также различных механизмов потерь ионов, для детального моделирования процесса ионизации и распределения быстрых ионов в пространстве скоростей.

Оптимизация систем дополнительного нагрева и генерации тока для достижения стационарных рядов в токамаках проводится в несколько этапов с использованием численных моделей различного

уровня сложности. Выбор параметров режима стационарного разряда, как правило, включает в себя следующие этапы:

- анализ основных задач установки и физических требований;
- поиск оптимальных рабочих точек с помощью системных кодов, реализующих 0-мерные аналитические модели расчёта параметров;
- более подробное исследование пространственно-временных характеристик сценариев разряда с помощью набора плазменных кодов (integrated modelling suites), которые характеризуются различной степенью упрощения объекта моделирования.

Итерации между вторым и третьим этапом в идеале должны сходиться к оптимальным рабочим точкам установки, удовлетворяющим физическим ограничениям, определённым на первом этапе.

Пример 0-мерного физического подхода к расчёту параметров плазмы и генерации тока представлен в работе [7], где на базе аналитической модели параметров стационарного плазменного режима обоснован выбор параметров рабочей точки компактного токамака ТИН-СТ [2] и приводятся результаты расчёта полного плазменного тока. Описанная в [7] модель позволяет оптимизировать плазменные условия для получения необходимых значений плазменного тока и уровня выхода реакции синтеза. Она построена на основе уравнений баланса тепла и частиц, для оценки генерации тока пучком использованы упрощённые выражения. Плотность плазмы n , мощность дополнительного нагрева P и энергия пучка E_{beam} считаются независимыми параметрами. Плотность плазмы варьируется в широких пределах, не превышая предела по Гринвальду ($\sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$), а энергия ионов пучка подбирается с учётом условия, что длина свободного пробега быстрых ионов должна быть меньше малого радиуса плазмы, т.е. менее 250—300 кэВ. Электронная температура плазмы определяется из соотношения для энергосодержания плазмы, мощности нагрева и эмпирического скейлинга для энергетического времени в предположении $T_e \approx T_i$: $3nT_eV_{pl} = P\tau_E$, где V_{pl} — объём плазмы; τ_E — энергетическое время жизни плазмы, определяемое как скейлинг ИТЭР. В работе [8] указанная модель усовершенствована с использованием более точного описания энергетического баланса и баланса частиц, а также улучшенных скейлингов и формул для оценки генерации тока.

В данной работе для проверки рабочих точек и анализа чувствительности предлагается так называемая лёгкая, или лучевая модель пучка — LNB (Light Neutral Beam, где «light» — омоним). Модель LNB имеет много общего с комбинированным аналитическим подходом, описанным в работах [7, 8], но позволяет учесть детальную трёхмерную геометрию системы пучок—плазма, т.е. принципиально не является 0-мерной. Наиболее важное отличие LNB — данная модель нигде не использует эмпирические скейлинги для расчёта параметров: все величины рассчитываются либо по аналитическим формулам, либо статистическими детерминированными методами.

Приводятся общее описание лёгкой модели и ее реализация в коде ВТОР. Показаны основные особенности LNB-методов на примере простейшего однолучевого приближения, методика расчёта ионизации пучка и начального распределения потока быстрых ионов в плазме.

Описаны расчёт замедления быстрых ионов и построение профилей генерации тока пучком. Приводятся функции распределения быстрых ионов в однолучевом приближении (для тонкого пучка).

Оцениваются сквозные потери и сравниваются с результатами аналогичных оценок, полученных с помощью кода NUBEAM [9].

Приведены профили захвата водородного пучка и генерации тока для токамака Т-15МД для условий, близких к квазистационарным режимам работы Т-15МД, и их сравнение с опубликованными данными [14]. Это сравнение можно считать важным шагом на пути верификации модели лёгкого пучка, причём не только для установок ТИН.

Делаются выводы о возможностях применения модели для оптимизации рабочих режимов пучково-плазменных систем.

ЛЁГКАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА (LIGHT NEUTRAL BEAM)

К классу лёгких будем условно относить расчётные модели, в которых применяются наиболее эффективные и достаточно точные — по возможности аналитические — методы расчёта. Тогда лёгкая модель

инжекции пучка в плазму подразумевает, что все локальные характеристики среды и их распределения задаются аналитически, поэтому все процессы детерминированы (не зависят от случайных величин), воспроизводимы и полностью определяются входными параметрами. Очевидные преимущества лёгких моделей — простота, высокая скорость расчёта даже в многомерных пространствах и условно неограниченные возможности управления статистикой, которая задаётся требованиями конкретной задачи. Лёгкие модели нейтральных пучков не предполагают использование методов Монте-Карло (МК) при генерации частиц, эти модели напрямую не решают задач согласования параметров пучка и мишени, что ограничивает их автономное применение исследованием стационарных или квазистационарных сценариев.

В частности, для высокоскоростных расчётов поглощения и генерации тока в плазме можно использовать инжекционную модель многолучевого пучка, где аналитические формулы применяются как для описания геометрии и свойств мишени, так и для «трассировки» (т.е. моделирования траекторий) отдельных частиц с учётом торможения. Аналитическая трёхмерная модель плазмы задана топологией магнитных поверхностей и радиальными кинетическими профилями. В простейшем случае, когда скорость быстрых ионов многократно превышает критическую, можно считать, что столкновения с частицами плазмы (преимущественно с электронами) не приводят к заметному радиальному сдвигу иона (поперёк магнитных поверхностей) и ион остаётся в том же слое, на котором появился в результате ионизации атома. Другими словами, обмен между радиальными слоями плазмы достаточно мал в течение всего времени торможения. Эти условия довольно хорошо выполняются в случае неиндукционного нагрева и поддержания тока, особенно в двухкомпонентных системах (пучок + плазма). В этом случае генерация тока увлечения определяется начальным пространственно-угловым распределением быстрых ионов и временем торможения в каждом из слоёв. Очевидно, дальнейшее уточнение модели, т.е. введение поправок на различные потери ионов, орбитальные эффекты, диффузию, компенсацию электронами и т.д., должно снижать величину тока, поэтому простейшее, нулевое приближение LNB пока может оценить лишь верхний предел тока быстрых ионов от инжектируемого пучка.

В настоящее время модель LNB позволяет рассчитать:

- трёхмерное начальное распределение источника ионов от пучка атомов реальной геометрии;
- осевые (горизонтальные) и радиальные профили источника ионов (по большому и приведённому малому радиусам плазмы);
- стационарное энергетическое распределение ионов в результате торможения;
- профили тока увлечения (осевые и радиальные);
- распределение скорости реакций синтеза на пучке в объёме плазмы, нейтронный выход.

Легко показать, что в дальнейшем LNB можно применять и для расчётов спектров нейтронов, нагрева, вращения плазмы и т.д. В рамках LNB инжектируемый пучок имеет конечный размер (является «толстым») и состоит из большого числа отдельных лучей (10^5 — 10^9 атомов), т.е. задан более детально, чем в традиционных моделях МК ($\leq 10^5$). Примеры пучков конечного размера условно показаны на рис. 1 для установок ДЕМО-ТИН [3] и ТИН-СТ [2].

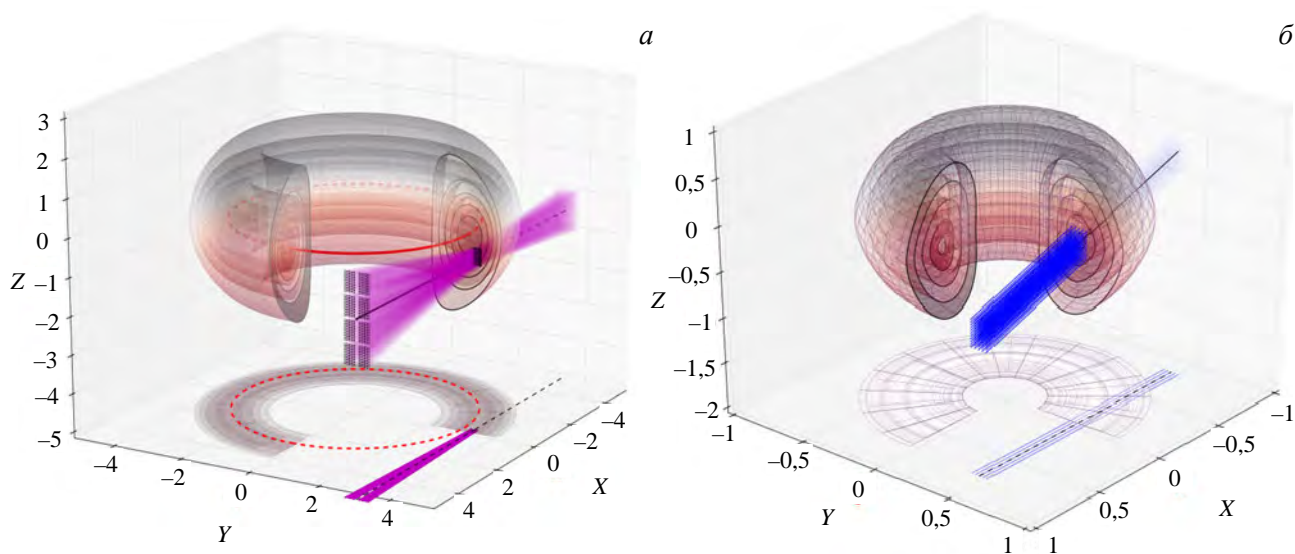


Рис. 1. Геометрия «толстых» пучков для расчётов по модели LNB: ДЕМО-ТИН (а) и ТИН-СТ (б)

Реальная многолучевая структура пучка, как правило, рассчитывается специализированными инжекторными кодами, которые моделируют формирование и транспортировку пучков атомов в плазму с учётом геометрии источника ионов, формы каналов и отдельных компонентов инжекционного тракта [10, 11]. На необходимость учёта точной геометрии каналов инжектора и условий формирования атомного пучка при моделировании плазменно-пучковых взаимодействий указано во многих работах, например, в [6]. Но даже в приближении одного луча (или бесконечно тонкого пучка), инжектируемого в плазменную мишень с детально заданной геометрией, методика LNB предлагает удобный инструмент для исследования профилей поглощения и генерации тока. Кроме того, инжекция «тонкого» пучка позволяет эффективно проверять и уточнять рабочие интервалы и зависимости, полученные с помощью других моделей. В данной работе значительная часть примеров приведена для тонкого (однолучевого) пучка.

Геометрия и параметры плазмы соответствуют рабочим режимам проектируемых установок ДЕМО-ТИН [3] и ТИН-СТ [2]. Основные входные параметры установок:

	ДЕМО-ТИН	ТИН-СТ
Плазма:		
большой радиус R , м . . .	3,2	0,5
малый радиус a , м . . .	1	0,3
аспектное отношение R/a . . .	3,2	1,67
вытянутость сечения k . . .	2	3
эффективный заряд $Z_{эф}$. . .	~ 1	~ 1
температура плазмы T_e , кэВ . . .	10—15	1—5
плотность плазмы n_e , m^{-3} . . .	$\sim (0,5—1)10^{20}$	$(1—2)10^{20}$
Системы инжекции пучков:		
количество инжекторов . . .	4	3
мощность инжекции, МВт . . .	30(7,5×4)	$\sim 10(3,5\times 3)$
прицел пучка R/Z_t , м . . .	(2,8—3,4)/-0,4	0,4—0,6
наклон пучка, град . . .	0	0—40
сорт частиц пучка . . .	D	D
энергия частиц E_b , кэВ . . .	500	100—150
размеры окна $W\times H$, м . . .	0,4×0,8	0,3×0,6

В однолучевом приближении (рис. 2) весь пучок представляет собой один тонкий луч, доставляющий в плазму мощность P_{inj} в виде атомов с энергией E_b . На входе в плазму луч имеет интенсивность I_{b0} . Плазма представлена системой вложенных тороидальных слоёв, их структура воспроизводит геометрию магнитных поверхностей (МП) в плазме, которая также описывается аналитически и может быть (но не обязательно) тороидально симметричной, как на рис. 1. Форма сечения МП в общем случае эллиптическая с вытянутостью k и треугольностью δ . Кинетические профили плазмы в полоидальном сечении аппроксимируются аналитическими функциями вдоль приведённого (эффективного) радиуса МП. Обычно это параболические или гауссовы функции.

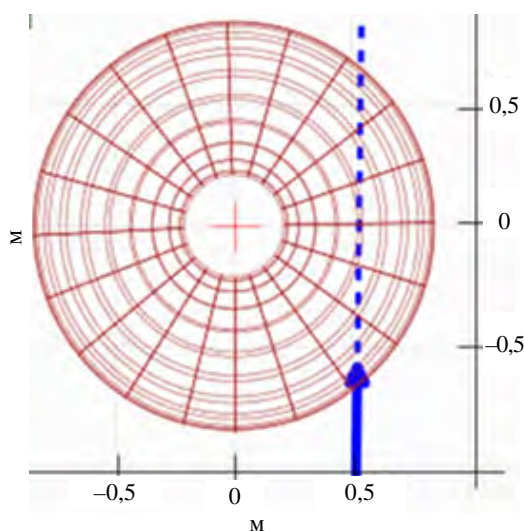


Рис. 2. Инжекция «тонкого» пучка в токамак ТИН-СТ (вид сверху)

При входе в плазму интенсивность пучка ослабляется в соответствии с интегральной толщиной мишени. Локальное выделение мощности в виде ионов с энергией E_b вдоль луча зависит от его текущей интенсивности I_b , локального значения плотности плазмы n_e и эффективного сечения ионизации σ_s . Поскольку при тангенциальной инжекции луч пересекает магнитные поверхности под различным углом (питч-угол), компонента скорости быстрых ионов, создающая тороидальный ток, по ходу луча изменяется (как и продольная компонента скорости вдоль силовой линии). В рамках данной работы вращением силовых линий пренебрегаем ($q \gg 1$), тогда продольное направление совпадает с тороидальным. В пренебрежении орбитальными потерями ионов профиль ионизации (или захвата) пучка в плазме и тороидальная проекция начальной скорости задают начальное, или «мгновенное» рас-

пределение тока быстрых ионов. Для мишени заданной конфигурации, включающей геометрию МП и кинетические профили, распределение скорости захвата пучка должно сильно зависеть от скорости атомов пучка, координат прицела и угла наклона. Остаточная интенсивность луча (доля неионизированных атомов) при прохождении плазмы определяет сквозные, или «пролётные» потери пучка (shine-through). С учётом формы и внутреннего строения пучка можно оценить ожидаемые тепловые нагрузки на заднюю (первую) стенку камеры. Эти нагрузки могут представлять опасность и ограничивают сверху мощность инжекции в сценариях с малой плотностью плазмы, например, на стадии подъёма тока.

Быстрые ионы в процессе замедления в плазме создают ток, циркулирующий вокруг главной оси токамака [1], точнее, вдоль силовых линий магнитного поля. Если полоидальным вращением силовых линий пренебречь, продольное движение иона близко к тороидальному. Циркулирующий ток выходит на стационарный уровень, когда достигается баланс между скоростью его накопления и скоростью ослабления за счёт замедления ионов и их потерь (например, из-за перезарядки при низких энергиях).

Функцию распределения быстрых ионов (ФРБИ) в фазовом пространстве можно получить с помощью численного решения кинетического уравнения с источником, заданным начальным распределением ионов (от пучка), и с оператором столкновений, учитывающим торможение ионов и их рассеяние по питч-углу. Традиционные методы расчёта ФРБИ предполагают численное решение уравнения Фоккера—Планка в редуцированном фазовом пространстве. В рамках модели LNB замедление быстрых ионов до тепловых скоростей в результате кулоновских соударений с частицами фоновой плазмы и их ФРБИ рассчитывается напрямую с помощью быстрой трассировки, которая заключается в отслеживании продольной компоненты скорости иона вдоль силовых линий. Трассировка выполняется для достаточно большого (до 10^3) ансамбля быстрых ионов, полученных от каждого «атома» в составе инжектируемого пучка (до 10^6 атомов), при этом общее число пробных ионов достигает 10^9 , и каждый из них имеет статистический вес, соответствующий локальному потоку ионов. Для расчёта продольной скорости иона используются формулы, полученные решением задачи торможения пробной частицы в плазме [1]. Из-за малого наклона силовых линий (в простейшей постановке задачи) считаем, что тороидальный ток создаётся продольной компонентой скорости.

В силу принятых упрощений, отсутствия ширины орбит, потерь ионов и эффекта экранирования тока модель позволяет оценить лишь верхний предел тока генерации. С другой стороны, именно исключение этих факторов позволяет выделить влияние геометрии системы на пучковые эффекты в плазме.

СЕЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИИ И ПРОФИЛИ ЗАХВАТА НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА

Ослабление интенсивности пучка в плазме происходит в результате ионизации быстрых атомов на электронах и ионах, а также за счёт перезарядки, которая преобладает при энергиях меньше ~ 50 кэВ/н. При этом часть пучка проходит плазму насквозь без ионизации, формируя сквозные потери, или shine-through, и создавая тепловую нагрузку на противоположной стенке камеры (first wall). Сечения атомных процессов зависят от приведённой энергии инжекции и от параметров мишени. Если ввести эффективное — по всем возможным каналам — сечение захвата, то изменение интенсивности луча I вдоль траектории записывается как

$$\frac{dI}{dx} = -n_e \sigma_s I, \quad (1)$$

где n_e — плотность мишени; σ_s — эффективное суммарное сечение захвата (или ослабления) пучка:

$$\sigma_s = \langle \sigma_{ie} |\mathbf{v} - \mathbf{V}_b| \rangle / V_b + \frac{n_p}{n_e} (\sigma_{ip} + \sigma_{cx}) + \frac{n_z}{n_e} \sigma_z \approx \langle \sigma_{ie} v \rangle / V_b + \sigma_{ip} + \sigma_{cx} + \frac{n_z}{n_e} \sigma_{iz}. \quad (2)$$

Здесь σ_{ie} , σ_{ip} , σ_{iz} — сечения ионизации атомов в столкновениях с электронами, протонами и примесями заряда Z соответственно; σ_{cx} — сечение перезарядки на ионах водорода, скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей электронов. Расчёт эффективного сечения захвата σ_s (код ВТОР) использует аппроксимации Janev [12], которые получены путём обработки существующих баз данных и включают многоуровневые процессы ионизации атомов. Согласно оценкам [12] в диапа-

зоне энергий пучка 100 кэВ/н—2 МэВ/н точность аппроксимации с учётом погрешности измерений составляет ~10—15%, а для перехода между различными уровнями на ионах примесей погрешность возрастает до 30—60%. При наличии сложного компонентного состава учитывается вес каждой примеси $n_z Z/n_e$, в случае единственной примеси можно задавать профиль $Z_{эф}$.

Примеры расчёта сечений захвата в интервале параметров установок ДЕМО-ТИН и ТИН-СТ показаны на рис. 3. В компактном токамаке ТИН-СТ нейтральный пучок имеет энергию ~140 кэВ и производится из положительных ионов, так что состоит из трёх фракций по энергии (они отмечены на рис. 3, *г*). Видно, что для фракции низкой энергии $E_{1/3}$ сечение захвата выше (в 2—3 раза), чем для основной фракции E_{full} , что приводит к захвату фракций пучка $E_{1/2}$ и $E_{1/3}$ ближе к периферии плазмы. Как показано да-

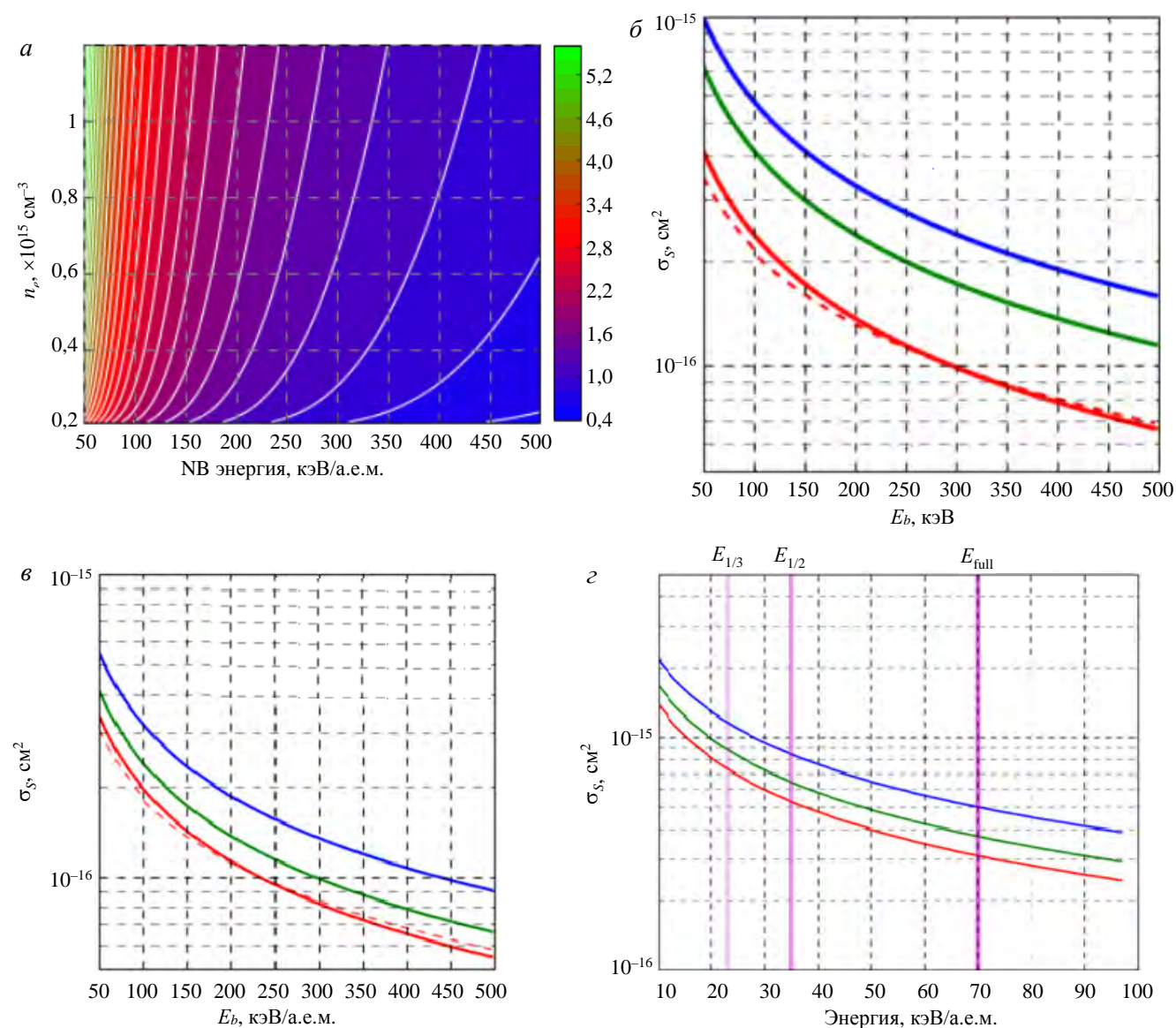


Рис. 3. Расчёт сечений ионизации (σ_s , 10^{-16} см^2) по модели [12] для диапазона параметров ДЕМО-ТИН (*a* — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ: — водород, — дейтерий, — тритий, - - - Н (suzuki); *б* — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ, $n_e = 10^{20}$ м^{-3} ; *в* — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 10$ кэВ: — janev: $N_e = 10^{15}$ см^{-3} ; — janev: $N_e = 10^{14}$ см^{-3} ; — janev: $N_e = 10^{13}$ см^{-3} ; - - - — suzuki $N_e = 10^{13}$ см^{-3}) и ТИН-СТ (*г* — $Z_{эф} = 1$, $T_e = 1$ кэВ: — $N_e = 10^{15}$ см^{-3} ; — $N_e = 10^{14}$ см^{-3} ; — $N_e = 10^{13}$ см^{-3}). Фракции пучка в ТИН-СТ: $E_{full} = 70$ кэВ/н, $E_{1/2} = 35$ кэВ/н, $E_{1/3} = 23$ кэВ/н

лее, это снижает суммарную генерацию тока увлечения.

Радиальные профили плотности, температуры и эффективного заряда плазмы задаются в координатах полоидального магнитного потока $\psi(R, Z)$. Для каждой точки вдоль траектории луча известны локальные величины сечения захвата и плотности плазмы. Ослабление интенсивности луча и генерация быстрых ионов легко рассчитываются по уравнению (1).

На рис. 4 показаны примеры горизонтальных профилей для ДЕМО-ТИН и соответствующие им радиальные профили, включая кинетические профили плазмы (для $Z_{\text{эф}} \approx 1$). При фиксированных параметрах плазмы показаны три варианта геометрии инжекции: осевая инжекция ($R_t = 3,2$ м, $Z_t = 0$), внеосевая ($R_t = 3,5$ м, $Z_t = -0,5$ м) и наклонная (вверх на 20°). Отдельно на рис. 5 показано влияние плотности плазмы ДЕМО-ТИН на профиль плотности ионного тока вдоль хорды для внеосевой горизонтальной инжекции луча ($R_t = 3,4$ м, $Z_t = -0,4$ м). Всюду $E_b = 500$ кэВ (пучок D°).

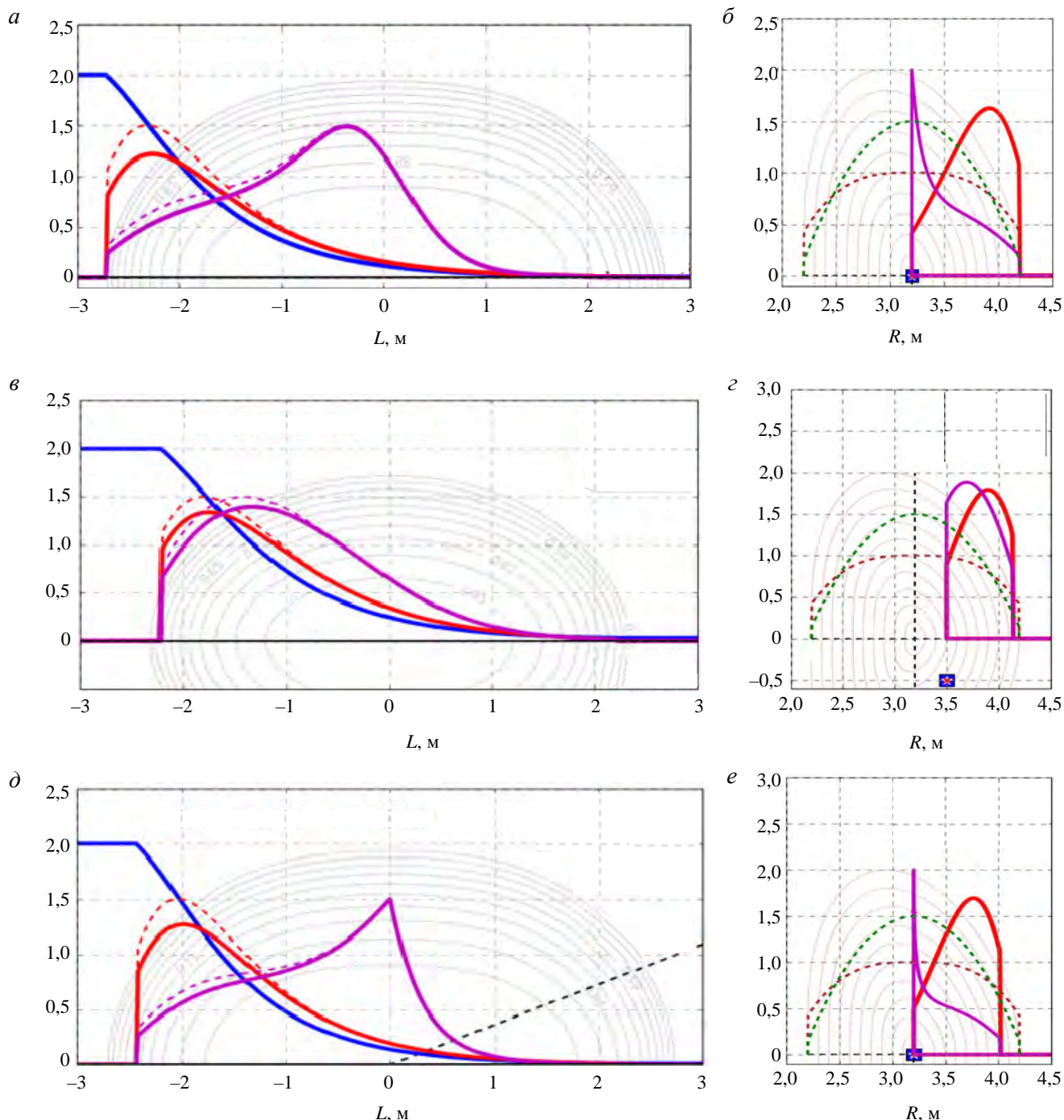


Рис. 4. Профили вдоль горизонтальной оси инжекции (*a, в, д*) и соответствующие радиальные профили в полоидальном сечении (*б, г, е*) для ДЕМО-ТИН при различном прицеле. Везде тонкий дейтериевый пучок, $E_b = 500$ кэВ: — интенсивность атомного пучка, — источник быстрых ионов, — плотность выделенного тороидального тока ионов. Варианты прицела: *a, в* — осевая инжекция, $R_t = 3,2$ м, $Z_t = 0$; *в, г* — внеосевая инжекция, $R_t = 3,5$ м, $Z_t = -0,5$ м; *д, е* — наклон оси на 20° , — — ось пучка, горизонтальные профили для наклонного пучка построены как проекция на экваториальную плоскость (—), доля сквозных потерь пучка (пролёт насквозь без ионизации): 0,0034 (*a*), 0,0158 (*в*), 0,005 (*д*), $N_{e0} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$, - - - N_e , - - - T_e

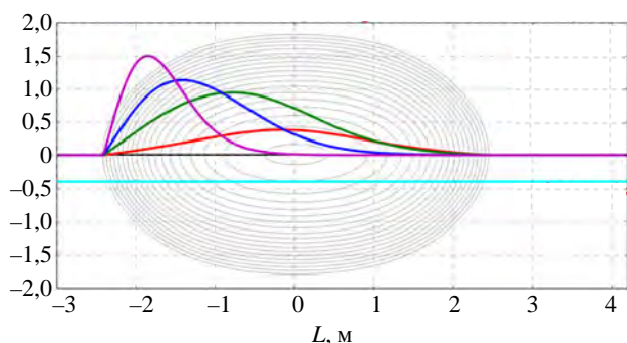


Рис. 5. Влияние плотности плазмы ДЕМО-ТИН на профиль захвата тонкого пучка при фиксированном внеосевом прицеле ($R_i = 3,4$ м, $Z_i = -0,4$ м). Энергия пучка $E_b = 500$ кэВ (дейтерий). Также показаны: — — горизонтальная ось симметрии (экваториальная плоскость) сечения плазмы; — — ось инжекции; — — $Ne = 0,1 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 0,5 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 1 \cdot 10^{20}$; — — $Ne = 2 \cdot 10^{20}$

На рис. 4, 5 видно, что начальное распределение быстрых ионов, суммарное ослабление и выделенный профиль тока зависят от прицела пучка и распределения параметров плазмы вдоль хорды инжекции. При смещении прицела и наклоне луча аксиальные профили плотности плазмы и суммарная толщина мишени изменяются. Если размер пучка сопоставим с сечением плазмы, то aberrации выражены сильнее. Примеры аксиальных профилей плотности плазмы для различных точек прицела лучей (без наклона) показаны на рис. 6. Видно, что суммарная толщина мишени ДЕМО-ТИН в крайних точках сечения пучка (для пучка $0,4 \times 0,8$ м) различается более чем в 2 раза.

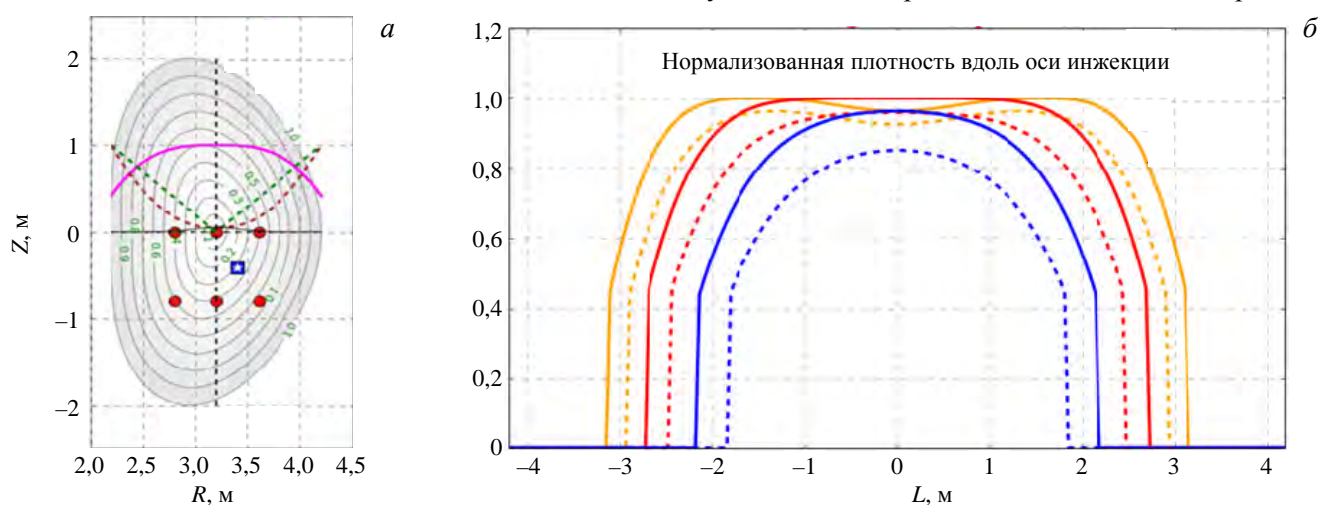


Рис. 6. Сечение плазмы ДЕМО-ТИН, геометрия радиальных слоёв (—), профиль плотности (—), приведённый радиус слоя (— —), объём слоя (— —), прицелы отдельных лучей (●), прицел оси инжектируемого пучка (■) (а); продольные профили плотности плазмы, соответствующие показанным на (а) точкам прицела R_i/Z_i : — — $2,8/0$; — — $2,8/-0,8$; — — $3,2/0$; — — $3,2/-0,8$; — — $3,6/0$; — — $3,6/-0,8$ (б)

ТОРМОЖЕНИЕ ИОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА

Скорость ионов, образованных при инжекции пучка, можно разложить на две компоненты: продольную, направленную вдоль силовой линии и обеспечивающую циркуляцию иона вокруг главной оси тора, и поперечную, вызывающую ларморовское вращение иона вокруг направляющей силовой линии. Направленный ток создаётся продольной компонентой скорости. В результате столкновений импульс быстрых ионов передаётся электронам и ионам плазмы. Решение задачи торможения быстрого иона из-за кулоновских соударений с частицами плазмы [1] позволяет рассчитать время термализации быстрых ионов τ_s как функцию начальной энергии (энергии инжекции) E_b , критической энергии E_c и величины τ_{se} — характерного спитцеровского времени замедления на электронах:

$$\tau_s = \frac{\tau_{se}}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{E_b}{E_c} \right)^{3/2} \right]; \tag{3}$$

$$E_c = 14,8 (A_b / A_i^{2/3}) T_e; \tag{4}$$

$$\tau_{se} \propto (A_b T_e^{3/2} / n_e), \tag{5}$$

где A_b и A_i — атомная масса быстрых ионов и ионов плазмы соответственно; \propto — знак прямой пропорциональности.

Величина E_c определяет «граничное» значение энергии быстрых ионов, когда эффекты от трения на ионах и электронах плазмы примерно равны. Если энергия иона выше, то он теряет свою энергию, главным

образом, из-за столкновений с электронами с незначительным изменением импульса, при этом углы рассеяния ионов малы. Если энергия иона ниже критической, то замедление происходит преимущественно за счёт столкновений с ионами плазмы, и при этом ион отклоняется на значительные углы. Из (4) наибольшее значение критической энергии E_c соответствует случаю инжекции «тяжёлого» пучка в «лёгкую» плазму. Для пучка дейтерия в дейтериевой плазме с $T_e = 5$ кэВ критическая энергия составляет ~ 93 кэВ ($E_c \approx 19T_e$).

Модель, описанная в работах [7, 8], предполагает, что поступающие в виде пучка быстрые частицы при замедлении на тепловых электронах и ионах формируют в плазме классическую ионную функцию распределения по скоростям $f(u)$ [1]. Мощность пучка затем теряется по двум каналам: непосредственно быстрыми частицами за счёт орбитальных потерь, перезарядки ионов, аномального переноса на плазменных флуктуациях с соответствующим характерным временем удержания энергии, а также за счёт торможения ионного пучка на тепловом компоненте (с характерным временем τ_s). Для описания торможения пучка на электронах и ионах используются формулы [1], соответствующие выражениям (3)—(5), а ток генерации определяется с использованием $f(u)$.

LNB напрямую рассчитывает ФРБИ и все её моменты. Для этого используется процедура «быстрого замедления» ансамбля пробных ионов на тепловом компоненте. Поскольку рассматривается только торможение вдоль направляющих силовых линий, в результате получается редуцированная функция распределения, т.е. распределение ионов по продольной энергии или скорости. Это распределение позволяет рассчитать продольный ток.

Для эффективной генерации тока и достижения высокого уровня выхода пучкового синтеза необходимо, чтобы образующиеся быстрые ионы как можно дольше циркулировали в объёме плазмы. Количество оборотов иона вокруг тороидальной оси и накопленный ток от иона пропорциональны времени τ_s и средней скорости на длине замедления. Из формулы (5) следует, что оптимальные условия для генерации тока достигаются при повышении температуры и снижении плотности плазмы, хотя снижение плотности ограничено минимально допустимым захватом пучка и максимальным уровнем нагрузки на стенку. Что касается оптимального нагрева плазмы, то наилучшие условия соответствуют энергиям атомов, близким к критической энергии $\sim (1-2)E_c$, когда замедление на электронах и ионах примерно одного порядка. Сорт частиц плазмы относительно слабо влияет на время термализации быстрых ионов, и при увеличении доли тяжёлых ионов в мишени (например, при переходе на тритиевую плазму) эффективное время замедления пучка растёт как логарифм атомного числа ионов плазмы (3). Эффективную генерацию тока снижают орбитальные потери быстрых частиц, которые достигают нескольких процентов в сферических токамаках со слабым магнитным полем.

Эволюция радиального профиля тока увлечения для однолучевого пучка в ТИН-СТ показана на рис. 7. Данный расчёт проводился с целью выбора энергии инжекции и при анализе возможностей применения различных схем инжекторов. При энергии пучка ~ 200 кэВ инжекция в ТИН-СТ более эффективна с точки зрения генерации тока и скоростей синтеза, но для компактных установок такой инжектор (на отрицательных ионах) получается слишком громоздким. Поэтому выбор был сделан в пользу более компактного инжектора на положительных ионах и диапазона энергии 100—140 кэВ. Диаграммы на рис. 7 иллюстрируют ослабление радиального профиля выделенного тока в процессе циркуляции (красный — максимум, синий — нулевой ток). Для построения эволюционной картины луч с энергией E_{b0} и током 1 А направлен в центр плазменного сечения ($R_t = 0,5$ м, $Z = 0$), в процессе его проникновения в плазму вдоль хорды инжекции выделяется $\sim 10^3$ быстрых ионов с начальной энергией E_{b0} . Каждый ион

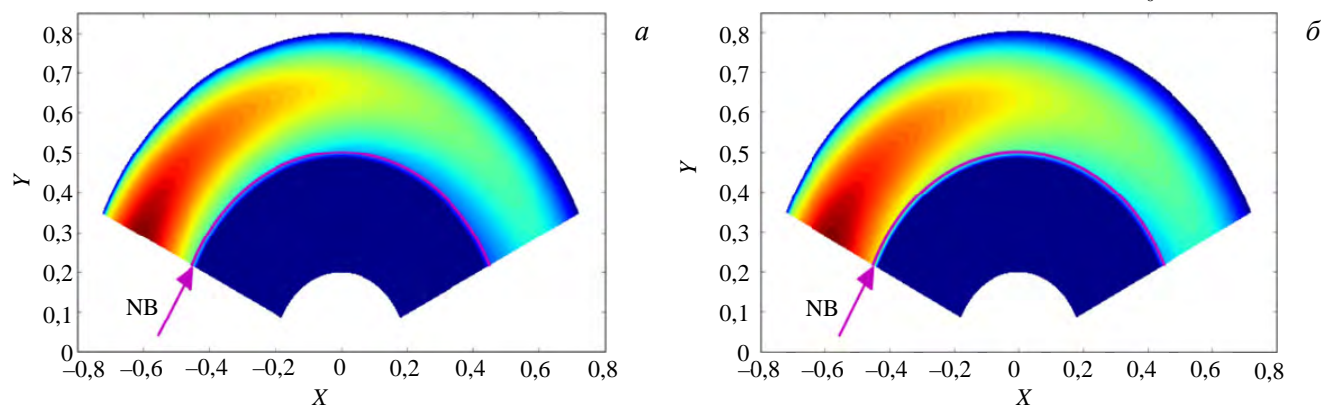


Рис. 7. Иллюстрация «эволюции» и «накопления» тока от тонкого (лучевого) пучка дейтерия (модель LNB) в ТИН-СТ. Нейтральный луч ($I_{b0} = 1$ А) направлен горизонтально в центр плазменного сечения ($R_t = 0,5$ м, $Z = 0$, показан стрелкой), ось времени совпадает с осью развёртки (по часовой стрелке), параметры плазмы: $T_e = 1$ кэВ, $n_e = 1 \cdot 10^{20}$ м⁻³, $E_{b0} = 100$ кэВ, суммарный ток увлечения 2,37 кА (а); $E_{b0} = 140$ кэВ, суммарный ток увлечения 3,42 кА (б)

замедляется в бесконечной среде — цилиндре (или в «развёрнутом» торе). Скорость на каждом обороте рассчитывается исходя из суммарного времени термализации τ_s , рассчитанного по формуле (3) для каждого эмиттера (точки рождения иона) вдоль хорды инжекции. Ион циркулирует и создаёт ток, который накапливается в соответствующем радиальном слое плазмы.

На рис. 7 ось времени совпадает с осью развёртки тора по часовой стрелке, а время отсчитывается от момента рождения иона, независимо от радиуса слоя (разумеется, в реальности ионы в различных слоях появляются в разные моменты времени). На рисунке видно, что в данном диапазоне энергии отношение накопленных токов (2,37 кА/3,42 кА) от пучков 100 и 140 кэВ примерно соответствует отношению энергии (или мощности), хотя при большей энергии радиальный профиль тока сдвигается ближе к оси плазмы, где температура выше и условия генерации лучше. Объяснение такому результату будет дано позже.

ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ

Функция распределения быстрых ионов определяет скорость реакций синтеза на пучке. Как видно на рис. 8, чем выше доля горячего компонента ФРБИ в окрестности ~100 кэВ, тем выше интенсивность D—T-реакции при взаимодействии пучков—плазма и соответственно выше нейтронный выход. Как показано в [13], реакции на высокоэнергетическом «хвосте» вносят наибольший вклад в производство нейтронов в нейтронных источниках. Именно поэтому в двухкомпонентных токамаках (таких, как ТИН-СТ и ДЕМО-ТИН) оптимальные рабочие режимы системы плазма—пучок должны обеспечиваться повышением относительной доли быстрого компонента. На основании ФРБИ, рассчитанных методами лёгкой модели, можно построить карты распределения скоростей синтеза, рассчитать эффективное усиление мощности пучка, нейтронный выход, нейтронные спектры и многие другие параметры.

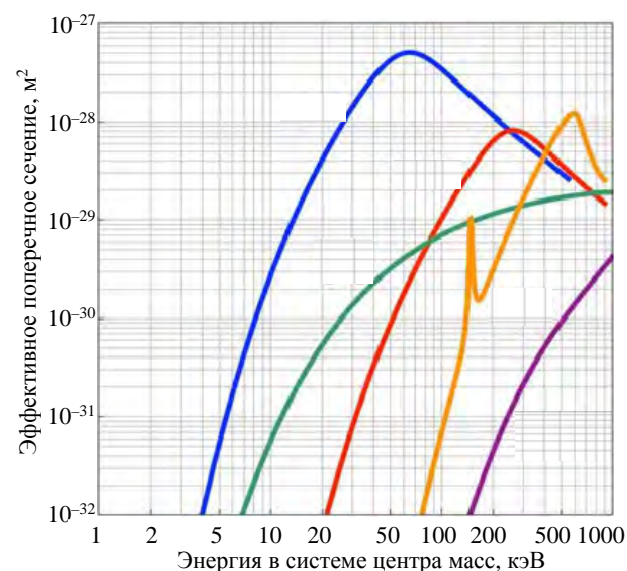


Рис. 8. Сечения реакций синтеза в зависимости от энергии частиц в системе центра масс: — D—T; — total D—D; — D—³He; — p—¹¹B; — ³He—³He

Как показано в [7], в широком диапазоне параметров плазмы мощность синтеза и коэффициент усиления мощности пучка ($Q_{fus} = P_{fusion}/P_{beam}$) должны сильно зависеть от энергии пучка, причём для ТИН-СТ характерный максимум $Q_{fus} \approx 0,8$ наблюдается при энергии атомов 300 кэВ и плотностях $\sim 4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Такой уровень энергии инжекции потребовал бы использования отрицательных ионов для получения пучка. Как уже указано ранее, в небольших установках типа ТИН-СТ ($R = 0,5 \text{ м}$) схемы на положительных ионах предпочтительнее — дешевле и компактнее, поэтому рабочий диапазон энергий пучка для таких установок выбирается в области, допустимой для достаточно эффективного получения пучков путём нейтрализации положительных ионов 100—140 кэВ. Для относительно большого токамака ДЕМО-ТИН ($R = 3,2 \text{ м}$) оптимальная энергия

пучка 500 кэВ, и для него проектируется схема инжекции на отрицательных ионах.

Энергетическое распределение замедляющихся ионов, построенное в безразмерных координатах, описывается одним и тем же аналитическим выражением [1]. Это означает, что все профили, рассчитанные по аналитическим формулам, получаются подобными и должны совпасть при соответствующей нормировке энергии (E_b/E_c). Поскольку величина E_c различается по приведённому радиусу плазмы, удобно не прибегать к нормировке и строить парциальные, не нормированные профили ФРБИ по отдельным слоям, а относительную долю быстрых частиц рассчитывать для суммарного (т.е. взвешенного по всем слоям и приведённого к начальному току пучка) профиля. Понятно, что в этом случае доля быстрых ионов будет зависеть не только от начальной энергии инжекции, но и от выделения ионов по слоям и условий торможения в каждом слое. Критическая энергия в слое пропорциональна электронной температуре и, вообще говоря, зависит от мощности инжекции и режима плазмы. Аналогично, ФРБИ должна зависеть от плотности плазмы, мощности нагрева и уровня удержания энергии.

В настоящее время модель LNB не согласована с равновесием плазмы и не учитывает влияние пучка на изменение её параметров. Профили температуры и плотности плазмы не зависят от мощности инжекции и друг от друга. Для их согласования в рамках LNB потребуется введение специального итерационного алгоритма, который должен учитывать и другие способы нагрева плазмы. Понятно, что подобная

процедура значительно усложнит модель и выведет её за рамки лёгкой. Если считать профили плазмы предварительно согласованными, например, с помощью кодов равновесия [15], то LNB может ускорить параметрический анализ генерации тока в квазистационарных режимах на несколько порядков по сравнению с существующими 2- и 3-мерными моделями. Основное преимущество LNB состоит в том, что она позволяет быстро получить распределения быстрых ионов для любого заданного набора параметров плазмы и геометрии инжекции как в отдельных точках пространства, так и по сечению плазмы. Причём в отличие от системных моделей интегральное распределение ионов учитывает геометрию инжекции, форму отпечатка пучка и сечение плазмы, а также радиальные кинетические профили, которые задают начальный профиль выделенного тока и его накопление по радиальным слоям.

На рис. 9 показаны профили ФРБИ по энергии для тонкого пучка в ТИН-СТ при различных профилях температуры электронов, для моноэнергетического пучка с энергией атомов 100 кэВ и плотности плазмы $1 \times 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Показано интегральное распределение (черная кривая) и вклад отдельных радиальных слоёв (тонкие разноцветные линии). В пределах хорды инжекции парциальные профили по энергии сильно различаются для групп ионов в зависимости от их приведённого радиуса: выраженный максимум распределения при низких энергиях наблюдается для ионов, циркулирующих на периферии. Суммарное распределение ионов по энергии нормировано на общее число ионов (ток пучка 1 А). Можно видеть, что при фиксированном профиле плотности плазмы (коричневый пунктир) с увеличением температуры электронов от 1 до 5 кэВ

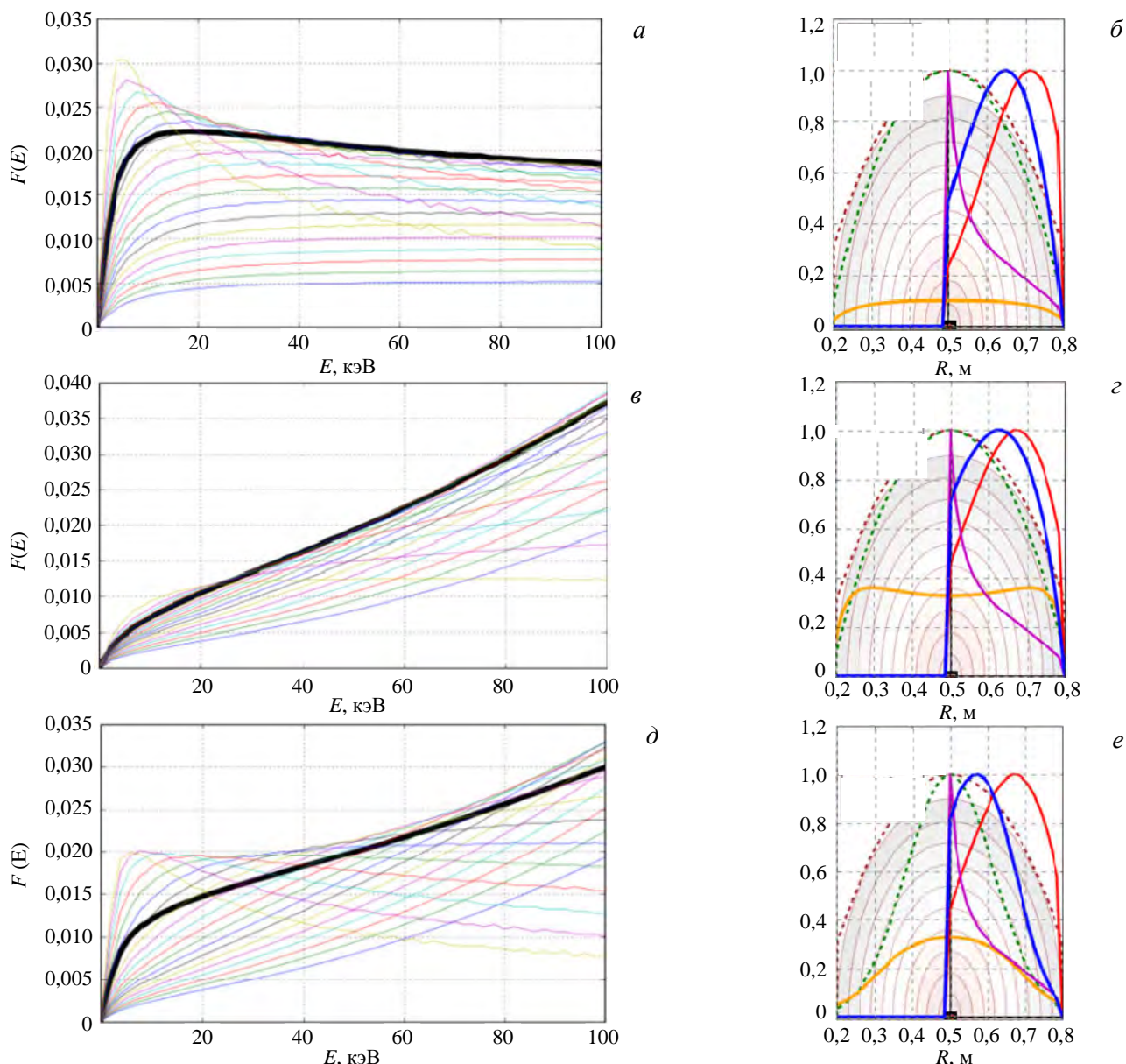


Рис. 9. Влияние температуры плазмы на функцию распределения быстрых ионов от тонкого пучка дейтерия $E_{b0} = 100 \text{ кэВ}$, $R_t = 0,5 \text{ м}$, $Z_t = 0 \text{ м}$, $N_e = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ в плазме ТИН-СТ: радиальные профили плазмы, как на рис. 4 (а, б, д); парабола $T_e^{\text{max}} = 1 \text{ кэВ}$ (б); парабола $T_e^{\text{max}} = 5 \text{ кэВ}$ (в); гаусс $T_e^{\text{max}} = 5 \text{ кэВ}$ (е): — — — Ne; - - - - T_e ; — — — τ_s ; — — — источник быстрых ионов; — — — плотность выделенного тороидального тока ионов; — — — накопленный ток; CD (1 А) равно: 2,37 (б), 6,43 (в), 8,59 (е)

ФРБИ меняется в сторону увеличения относительной доли быстрых частиц (рис. 9, *a—z*), причём изменение формы профиля температуры (с параболического на гауссов) для ФРБИ незначительно (рис. 9, *б, z, д, e*). При этом форма профиля температуры существенно влияет на радиальное распределение тока и суммарный ток. Накопленный ток зависит от суммарного времени замедления τ_s (3), профиль которого показан на рисунках справа (жёлтый). В случае примерно постоянного по сечению профиля τ_s (рис. 9, *в, z*) ток быстрых ионов от пучка будет прямо пропорционален энергии — это и было получено в примере на рис. 7: длина торможения иона в этом случае получилась слабо зависящей от радиальной координаты его рождения.

ОЦЕНКИ ПРОЛЁТНЫХ ПОТЕРЬ, СРАВНЕНИЕ С КОДОМ NUBEAM

Для проверки расчётной методики захвата пучка по модели LNB продольные профили ионизации тонкого пучка сравнивались с аналогичными профилями, рассчитанными кодом NUBEAM [9]. Результаты сравнения (для установки ДЕМО-ТИН) приводятся далее. В расчётах кодами VTOR (модель LNB) и NUBEAM (Монте-Карло) использовались одни и те же кинетические профили плазмы. Методика получения сечений ионизации в NUBEAM немного отличается от процедуры, описанной ранее, но при сравнении это учитывалось корректировкой сечений ($\Delta \sim 10\%$). Профили ослабления интенсивности и скорости ионизации вдоль хорды инжекции (см. рис. 4, 5) совпали с результатами NUBEAM с высокой точностью ($<1\%$). Проведено сканирование профилей захвата по различным параметрам: координатам прицела, средней плотности плазмы и по углу наклона инжекции. Результаты сканирования сквозных потерь пучка показаны на рис. 10.

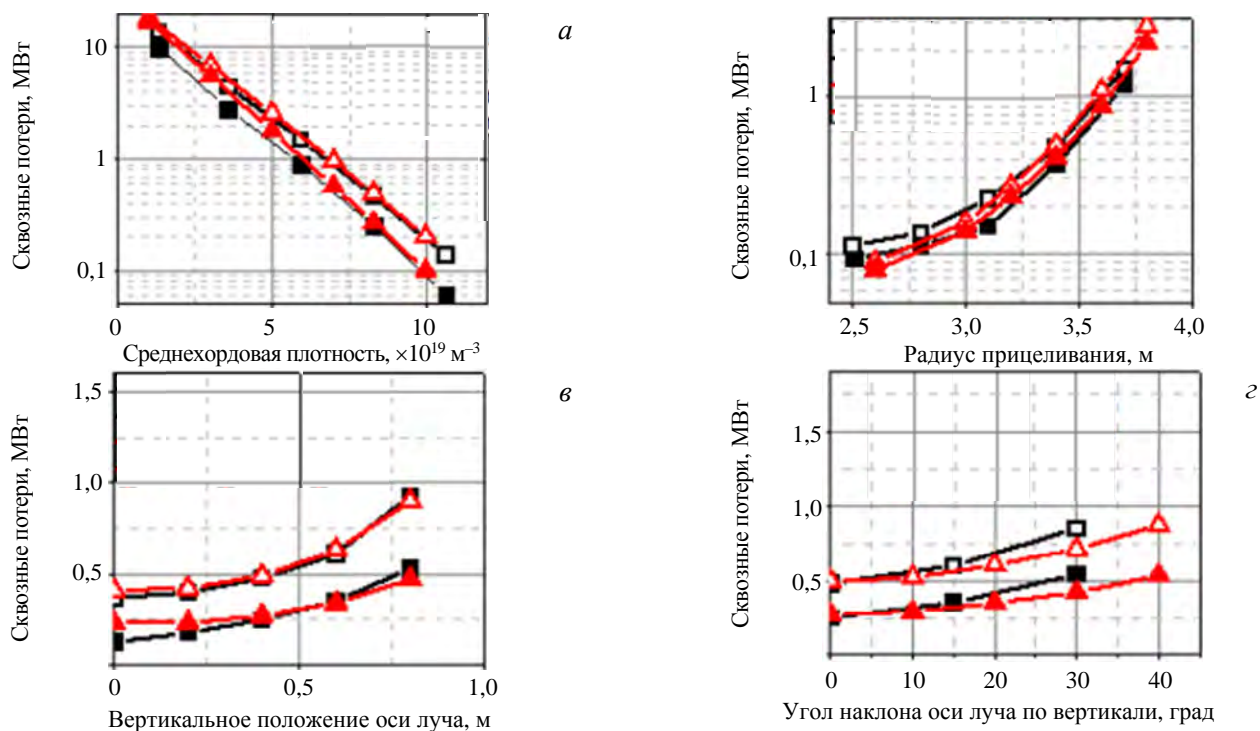


Рис. 10. Сканы сквозных потерь тонкого пучка (МВт) в ДЕМО-ТИН, построенные кодами NUBEAM (■) и VTOR (▲). Мощность инжекции 30 МВт, дейтериевый пучок $E_b = 500$ кэВ, влияние плотности плазмы, $R_t = 3,2/3,4$ м, $Z_t = 0,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (а); влияние радиуса прицела R_t , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $Z_t = 0/0,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (б); влияние вертикального смещения Z_t , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $R_t = 3,2/3,4$ м, без наклона ($\alpha = 0$) (в); влияние наклона пучка α , $\langle n_e \rangle = 8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $R_t = 3,2/3,4$ м, $Z_t = 0,4$ м (z); ■, □ — NUBEAM, ▲, △ — VTOR, ■, ▲ — $R_t = 3,2$ м (а, в, z) и $Z_t = 0$ (б), □, △ — $R_t = 3,2$ м (а, в, z) и $Z_t = 0,4$ м (б)

Зависимость доли сквозных потерь тонкого пучка на первую стенку ДЕМО-ТИН от средней плотности плазмы показана на рис. 10, *a*. Видно, что при средней плотности плазмы $5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для дейтериевого пучка энергией $E_b = 500$ кэВ сквозные потери от инжектированной мощности 30 МВт составляют 7% (2 МВт). При снижении плотности плазмы до $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ сквозные потери возрастают до 30—40%, поэтому ток или энергия пучка для разреженной плазмы должны быть скорректированы. Оптимальное поглощение дейтериевого пучка ($<1\%$) при $E_b = 500$ кэВ (или 250 кэВ/нуклон) достигается при плотности мишени $\langle n_e \rangle \approx 8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Однако дальнейшее повышение плотности должно негативно сказаться на профиле ионизации и эффективности генерации тока.

Влияние координаты прицела для горизонтального луча показано на рис. 10, *б, в* при средней плотности плазмы $8,3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Наилучшее поглощение достигается при прохождении мишени макси-

мальной толщины. Аналитически можно показать, что для параболического профиля плазмы $(1 - r^2)$ в установке ДЕМО-ТИН оптимальная хорда поглощения (или наилучший прицел) смещена примерно на середину $(0,5a)$ малого радиуса внутрь от оси шнура и соответствует радиусу $R_t \approx 2,7$ м, а для сферических токамаков оптимальный прицел расположен ближе к оси плазмы $\Delta r \approx 0,3a$.

Поскольку в поверочных расчётах ВТОР и NUBEAM для ДЕМО-ТИН профиль плотности немного отличался от параболы (см. рис. 6, а), оптимальная хорда поглощения сдвинута внутрь тора, к меньшим значениям большого радиуса: $R_t < 2,5$ м. Из-за вытянутости полоидального сечения плазмы вертикальное смещение прицела в пределах интервала $Z_t = 0 - 0,4$ м слабо влияет на поглощение. Внутри этого интервала сквозные потери отличаются не более чем на 20%, а пучок перехватывается относительно равномерно по радиусу, так как дольше находится в центральных областях плазмы ($\rho < 0,5$). На практике геометрия прицела пучка ограничена возможностями размещения портов инжекции, т.е. конфигурацией магнитной системы, защиты и т.д.

Зависимость сквозных потерь от наклона оси пучка показана на рис. 10, з. Интересно отметить, что наклон пучка в ДЕМО-ТИН не улучшает поглощение (как можно ожидать), а немного снижает: при наклоне 40° потери удваиваются в результате уменьшения интегральной толщины мишени. С другой стороны, наклон пучка способствует лучшему удержанию ионов и тем самым повышает эффективность генерации тока. С учётом ограничений на расположение портов инжекции в ДЕМО-ТИН выбраны следующие параметры прицела оси пучка: $R_t = 3,4 - 3,5$ м, $Z_t = 0,4 - 0,5$ м ниже экватора, горизонтальная инжекция без наклона.

Как видно на рис. 10, различия в методиках расчёта сечений и в деталях геометрии заметно не влияют на результаты захвата, кроме случаев наклонной инжекции. Наибольшие отличия заметны при низкой плотности плазмы, при низком радиусе прицела и при больших углах наклона. Вероятнее всего, эти отличия объясняются принятыми упрощениями модели LNB. При малых плотностях возрастает время замедления ионов и растут их потери на перезарядку при столкновениях с нейтралами пучка, что приводит к уменьшению сквозных потерь в расчётах NUBEAM. Код ВТОР не учитывает взаимодействия типа пучок—пучок и эффект перезарядки ионов в процессе замедления. При радиусах прицела, меньших большого радиуса плазмы, NUBEAM выдаёт более высокие значения сквозных потерь нежели ВТОР (см. рис. 10, б). Это различие можно объяснить сдвигом профилей плазмы наружу, например, в результате шафрановского сдвига магнитной оси, который в коде NUBEAM учитывается, а в ВТОР на момент подготовки материала еще не был введён. Различия во влиянии наклона (рис. 10, з) вероятнее всего вызваны краевыми эффектами: при наклоне пучка возрастает вклад периферийных областей в общий захват, поэтому треугольность плазмы, введённая по-разному, может заметно изменить суммарную толщину мишени.

Краевые эффекты плотности иллюстрируются на рис. 11, где показаны профили плотности плазмы вдоль хорд различного прицела, рассчитанные обоими кодами. Видно, что в центральной области плазмы (см. рис. 11, а) различия между профилями ВТОР и NUBEAM минимальны, а на периферии достаточно заметны (см. рис. 11, б). Поэтому для развития и дальнейшего применения модели LNB важно уточнить форму сечения плазмы и ввести шафрановский сдвиг, поскольку эти факторы могут влиять на захват пучка и генерацию тока в компактных и сферических системах.

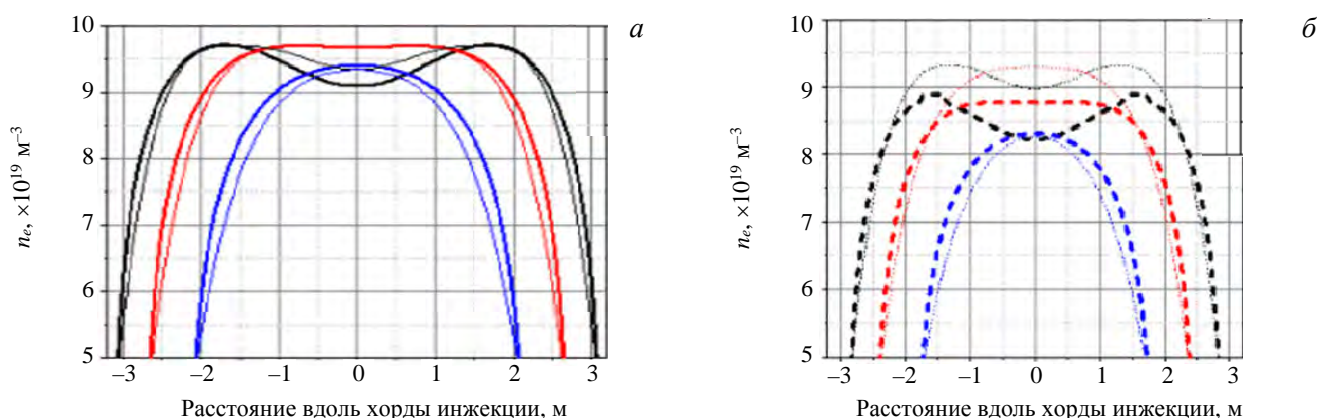


Рис. 11. Горизонтальные профили плотности электронов для различных хорд инжекции в ВТОР и NUBEAM: $Z = 0$, — — ASTRA, — — ВТОР, — — $R_t = 2,8$, — — $R_t = 3,2$, — — $R_t = 3,6$ м (а); $Z = 0,8$ м, - - - - ASTRA, ····· ВТОР, - - - - $R_t = 2,8$, - - - - $R_t = 3,2$, - - - - $R_t = 3,6$ м (б)

РАСЧЁТЫ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА ДЛЯ ТОКАМАКА Т-15МД, СРАВНЕНИЕ С ASTRA

С целью обоснования модели LNB и доказательства возможности её применения для оценок тока увлечения проведён анализ влияния плотности плазмы на профиль захвата быстрых атомов, на профиль тока генерации для условий, близких к рабочим режимам токамака Т-15МД.

Полученные результаты сравниваются с данными, опубликованными в работе [14]. В указанной работе параметры основной плазмы и их эволюция рассчитаны с помощью транспортного кода ASTRA [15]. Сравнение результатов ВТОР с классическим, многократно верифицированным (в том числе экспериментально) кодом является необходимым шагом верификации модели лёгкого пучка. Дальнейшую верификацию модели имеет смысл проводить на экспериментальных данных.

Для токамака Т-15МД ($R = 1,48$ м, $a = 0,67$ м, $B_t = 2$ Тл, $I_p = 2$ А) неиндуктивное поддержание тока (порядка 1—2 МА) будет необходимым условием квазистационарной работы. В качестве основной системы нагрева и поддержания тока предполагается использовать нейтральную инжекцию вследствие её высокой эффективности по всему сечению шнура. Предполагается использовать три инжектора быстрых атомов водорода с энергией основного компонента ~50—80 кэВ, прицельный радиус инжекции выбран $R_{inj} = 1,17$ м [14].

Расчёты проводились для различных плотностей плазмы, построены зависимости характеристик захвата пучка и генерируемого тока. Инжектируемый пучок состоит из атомов водорода с энергией основного компонента 80 кэВ и мощностью 8 МВт, плазма считается чисто водородной. Размер пучка в ВТОР принят $0,3 \times 0,6$ м. Результаты расчётов ASTRA и ВТОР показаны на рис. 12, 13.

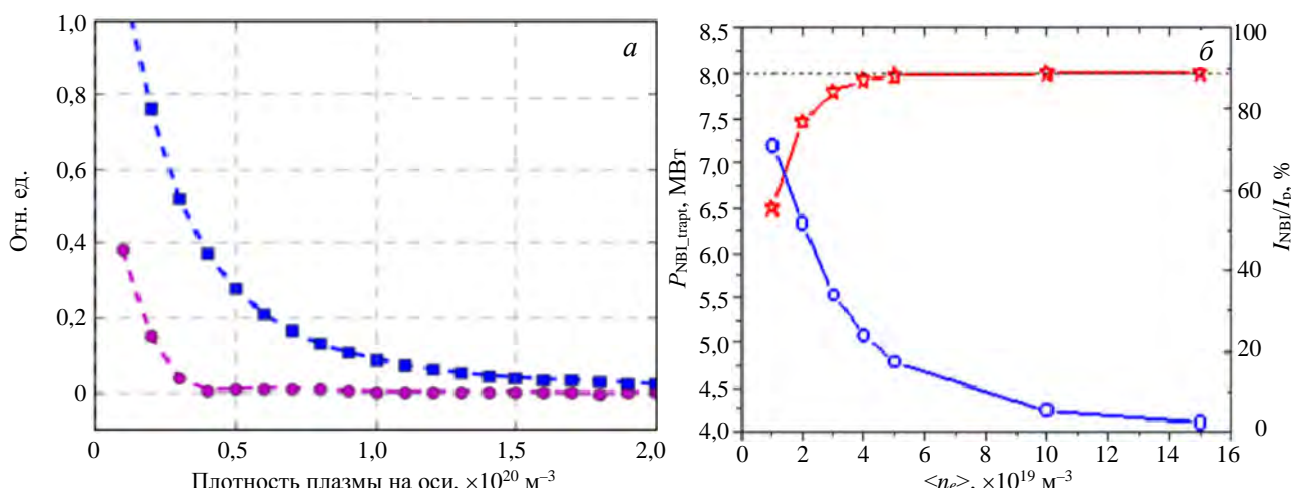


Рис. 12. Доля сквозных потерь пучка (●) и доля генерируемого неиндукционного тока (■) как функция плотности плазмы на оси (n_{e0} , 10^{20} м⁻³), расчёт ВТОР (а); захваченная мощность инжектируемых пучков (○) и доля генерируемого неиндукционного тока (★) как функция средней плотности плазмы (рис. 2 из [14]), расчёт ASTRA (б)

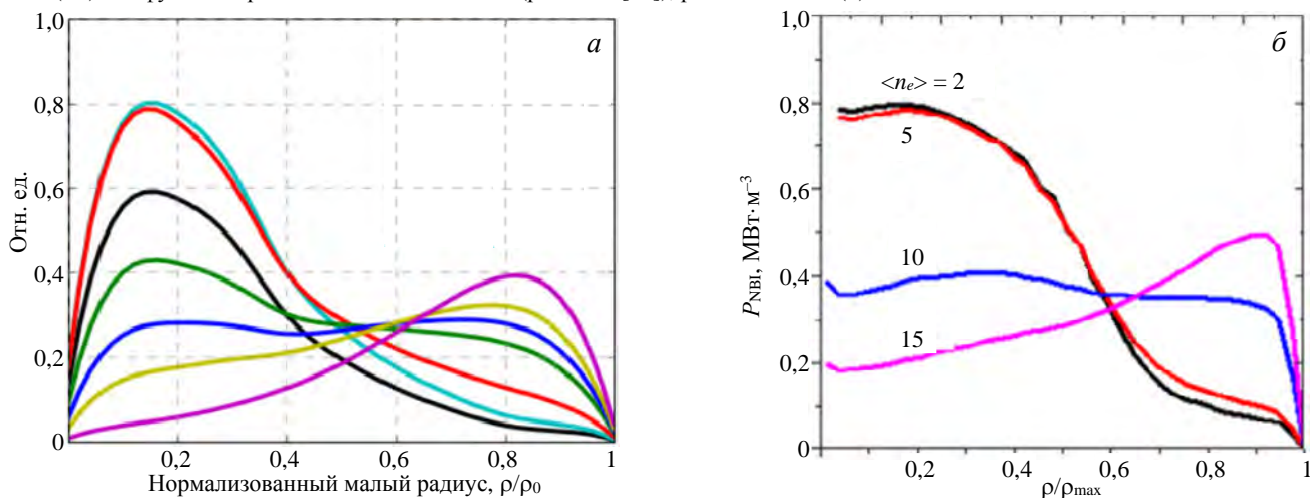


Рис. 13. Влияние плотности плазмы на профиль захвата (мощности) быстрых атомов с энергией 80 кэВ в плазме Т-15МД. Результаты расчётов кодом ВТОР: распределение плотности выделения пучка (ионизации быстрых атомов), с⁻¹·м⁻³, по приведённому малому радиусу при варьировании плотности плазмы на оси шнура (n_{e0} , 10^{20} м⁻³), профиль плотности параболический, N равно: — 0,2·10²⁰; — 0,5·10²⁰; — 1,0·10²⁰; — 1,25·10²⁰; — 1,5·10²⁰; — 2,0·10²⁰ (а); распределение выделения мощности пучков вдоль малого радиуса при разной средней плотности плазмы, значения плотности $\langle n_e \rangle$ в единицах 10^{19} м⁻³: — 2; — 5; — 10; — 15 (рис. 3 из [14]) (б)

На рис. 12, *a*, *b* видно, что при плотности плазмы выше $\sim 0,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ сквозные потери пучков пренебрежимо малы (<5%). При уменьшении плотности сквозные потери («на пролёт») возрастают ($\sim 10\%$ при $n_e = \sim 0,2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$). Влияние плотности плазмы на профиль захвата (ионизации) по приведённому малому радиусу плазмы показано на рис. 13. При низких плотностях плазмы значительная часть быстрых атомов ионизуется в центральной области плазмы ($\rho < 0,5$), а при плотности порядка 10^{20} м^{-3} и выше заметен захват пучков на периферии ($\rho > 0,5$). Таким образом, с точки зрения радиального профиля захвата оптимальный диапазон плотности $(0,3\text{—}1)10^{20} \text{ м}^{-3}$.

На рис. 14 показаны профили тока генерации от быстрых ионов в процессе термализации. Для каждого набора параметров плазмы профиль тока рассчитан исходя из профиля ионизации пучка (см. рис. 13, *a*) и с применением модели замедления, описанной ранее.

На рис. 14 и 13, *a* видно, что даже при высоких сквозных потерях пучка (35%) в плазме низкой плотности суммарный ток быстрых ионов может превысить ток от пучка с лучшим захватом для выбранного диапазона плотностей: при $n_e = 0,1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ток примерно вдвое выше, чем при $n_e = 0,3 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, и втрое выше, чем при $n_e = 0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$. В рамках модели LNB это объясняется зависимостью времени торможения иона от плотности плазмы n_e (5).

Сравнение результатов захвата пучка и генерации тока с кодом ASTRA позволяет судить о достаточно высоком качестве описания инжекции с помощью «лёгкой» модели, несмотря на очевидные упрощения LNB нулевого приближения. Это говорит о возможностях её применения там, где быстрое получение результата и его «воспроизводимость» имеют более высокий приоритет, нежели степень детализации классических моделей имитации плазмы, которые сложны не только на уровне постановки задачи, но и тем, что их результаты не всегда легко интерпретировать.

На рис. 13, *a* отчётливо заметна особенность лёгкой модели, которая отличает её результаты от задачи ASTRA. Поскольку в модели LNB нет переноса и усреднения между слоями плазмы, орбиты ионов не имеют ширины (при высокой статистике пучковых частиц), на профилях захвата пучка конечного размера на оси плазмы ($\rho \approx 0$) всегда наблюдается «провал» (или локальный минимум), причём он имеет место даже в случае осевой инжекции (в T-15МД инжекция внеосевая). Данный эффект не всегда заметен в статистических моделях МК, где обычно применяется усреднение между ячейками или по ширине орбиты. В модели LNB минимум в центре шнура исчезает лишь при строго горизонтальной инжекции бесконечно тонкого луча в центр сечения плазмы, причём энергия и плотность плазмы должны быть подобраны так, чтобы максимум поглощения пучка приходился на среднюю часть хорды инжекции. Заметим, что на периферии плазмы локальное значение критической энергии E_c обычно значительно ниже, чем на оси, и поэтому в этих слоях доминирует нагрев электронов, а на оси шнура — наоборот, преобладает нагрев ионов, а с ним растёт и поперечное рассеяние быстрых ионов в процессе замедления. Отсюда можно предположить, что в центре сечения плазмы модель LNB должна завышать, а не занижать генерацию тока ионов. В дальнейшем предстоит выяснить, действительно ли ток увлечения имеет тенденцию к уменьшению в центре (даже при осевой инжекции), или это следствие принятых на данный момент упрощений. Также в будущем предполагается в рамках LNB исследовать другие факторы «формы» влияния на результирующий ток увлечения, как-то: вращение силовых линий, радиус орбиты ионов, баунс-эффекты, экранирование электронами и т.д.

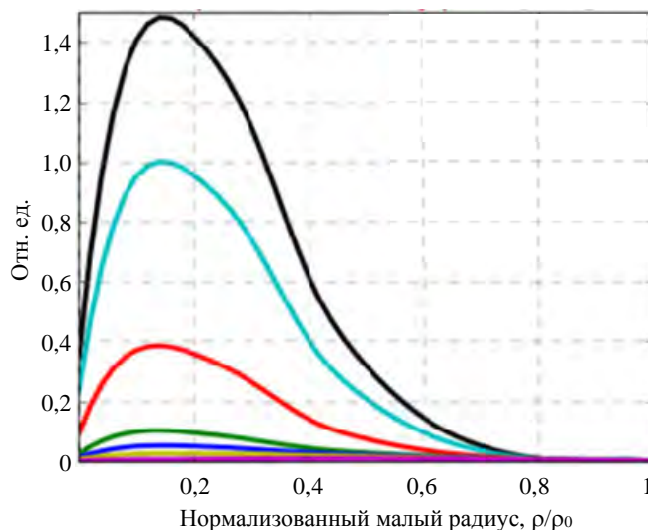


Рис. 14. Влияние плотности плазмы на профиль тока увлечения от пучка быстрых атомов с энергией 80 кэВ в плазме T-15МД. Результаты расчёта кодом BTOR, N равно: — $0,2 \cdot 10^{20}$; — $0,5 \cdot 10^{20}$; — $1,0 \cdot 10^{20}$; — $1,25 \cdot 10^{20}$; — $1,5 \cdot 10^{20}$; — $2,0 \cdot 10^{20}$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Высокий выход термоядерных нейтронов в установках ДЕМО-ТИН и ТИН-СТ основан на возможности поддержания реакции синтеза в двухкомпонентном токамаке, где значительный вклад в мощность синтеза вносят взаимодействия между надтепловыми ионами пучка и тепловыми ионами фоновой плазмы. В таких системах параметры плазмы (произведение плотности на время удержания энергии) ниже, чем требуется для поддержания такой же скорости реакции синтеза в однокомпонентной максвелловской плазме.

В данной работе представлена простая модель инъекции LNB, которая комбинирует аналитические методы описания плазмы с максимально подробным описанием пучка в виде большого количества лучей ($\sim 10^6$) и позволяет проводить оптимизацию системы пучок—плазма на несколько порядков быстрее традиционных статистических моделей, не прибегая к серьёзным геометрическим упрощениям и эмпирическим скейлингам. Модель LNB может использоваться как для уточнения рабочих точек, рассчитанных системными кодами, так и с целью проверки результатов расчётов пучковых эффектов более сложными кодами, особенно в тех случаях, когда результаты этих кодов трудно интерпретировать или сопоставить с данными эксперимента.

Вследствие использования моделью LNB аналитических формул и детерминированных алгоритмов результаты расчётов не зависят от случайных величин, легко верифицируются и воспроизводятся. В LNB не решается задача итерационного согласования параметров пучка и мишени, поэтому её применение пока ограничено анализом стационарных или квазистационарных режимов, при слабом или относительно медленном влиянии пучка на параметры основной плазмы.

В рамках модели LNB возможно детальное описание геометрии магнитных поверхностей и кинетических профилей плазмы. Мишень не обязана быть осесимметричной, тороидальной и т.п., но её топология должна быть описана либо аналитическими функциями, либо на сетке (2D или 3D), а свойства (плотность, температура, состав) должны однозначно определяться в любой точке или ячейке.

Пучок тоже можно задавать аналитическим профилем интенсивности (для сравнения с традиционными моделями), но наиболее эффективным и точным является описание пучка в виде многолучевой статистики, подобной детальной модели пучка в инъекционном коде BTR [11]. Комбинация модели пучка из BTR и методики LNB позволяет проводить трёхмерный анализ поглощения и генерации тока с учётом реального пространственно-углового распределения пучковых частиц.

Модель LNB предлагает быстрый и надёжный инструмент параметрического анализа режимов термоядерных источников нейтронов. В настоящее время она применяется для получения начального пространственно-углового распределения быстрых ионов в плазме, сквозных потерь и карт нагрузки на первую стенку, профилей генерации тока, распределения скоростей реакций пучкового синтеза и нейтронного выхода в проектируемых установках ТИН.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт».

Авторы выражают глубокую признательность А.Ю. Днестровскому за активное участие в подготовке материала, а также серьёзный вклад в разработку быстрых моделей расчёта плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wesson J.** Tokamaks 4th Edition. — Oxford: Oxford University Press, 2011.
2. **Kuteev B.V. et al.** Steady state operation in compact tokamaks with copper coils. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 073013.
3. **Kuteev B.V. et al.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 7, p. 076039.
4. **Hobirk J., Oikawa T. et al.** Off-axis neutral beam current drive experiments on ASDEX upgrade and JT-60U. — In: 30th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. St. Petersburg, 7—11 July 2003, ECA, vol. 27A, O-4.1B.
5. **Heidbrink W.W., van Zeeland M.A. et al.** Initial measurements of the DIII-D off-axis neutral beams. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 094005 (12 p.).
6. **Oikawa T., Park J.M. et al.** Benchmarking of neutral beam current drive codes as a basis for the integrated modeling for ITER. — In: Proc. of the 22nd International Conference on Fusion Energy. Geneva, Switzerland, 2008 (Vienna, IAEA, 2008), IT/P6-5.

7. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Выбор параметров режима стационарного разряда в компактном токамаке. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 2, с. 50—58.
8. **Голиков А.А., Кутеев Б.В.** Усовершенствованная модель для анализа плазменных характеристик токамака с интенсивной реакцией ядерного синтеза. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 1, с. 45—63.
9. **Pankin A. et al.** — Comput. Phys. Commun., 2004, vol. 159, p. 157.
10. **Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Панасенков А.А.** Моделирование и оптимизация системы нейтральной инжекции для проекта термоядерного источника нейтронов ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3, с. 57—79.
11. **Dlougach E.D.** BTR code webpage, URL: <https://sites.google.com/site/btr-code/> (updated 01.09.2021).
12. **Janev R.K. et al.** Penetration of energetic neutral beams into fusion plasmas. — Nucl. Fusion, 1989, vol. 29, p. 2125.
13. **Гончаров П.Р., Кутеев Б.В., Голиков А.А., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Шпанский Ю.С., Сергеев В.Ю., Бычков А.С., Грязневич М.П.** Сопоставление нейтронного выхода классических и сферических токамаков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 36—43.
14. **Леонов В.М.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке T-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, т. 39, вып. 3, с. 73—79.
15. **Pereverzev G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA — Automated System for Transport Analysis in a Tokamak: Preprint IPP 5/98. Garching, Germany, 2002.



Евгения Дмитриевна Длугач, с.н.с., дважды лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
edlougach@gmail.com



Борис Васильевич Кутеев, заместитель руководителя Отделения по гибридным системам, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия
Kuteev_BV@nrcki.ru



Сергей Станиславович Ананьев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премий Правительства РФ, им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ananyev_SS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 5 августа 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 63—79.

УДК 621.039.647

КАЛОРИМЕТР-ПРИЁМНИК ИНЖЕКТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ МЕГАВАТТНОГО ДИАПАЗОНА

*В.Х. Амиров¹, Т.Д. Ахметов^{1,2}, А.И. Горбовский¹, П.П. Дейчули¹, А.А. Иванов¹,
В.А. Капитонов¹, И.В. Шиховцев^{1,2}*

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

²*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

Калориметр-приёмник (КП) является одним из основных элементов пучкового тракта инжектора атомарного пучка с баллистической фокусировкой. В данной работе рассматривается водоохлаждаемый КП, разработанный для инжектора сфокусированного пучка быстрых атомов дейтерия, мощность пучка более 1 МВт и длительность импульса 2 с [1], установленного на токамаке TCV в Лозанне (Швейцария). В конструкции данного устройства применены приёмные пластины с установленными в них завихрителями потока жидкости для интенсификации теплообмена и коллекторы подачи и слива воды по принципу труба-в-трубе, обеспечивающие ввод движения в вакуум. Эти технические решения позволили достичь хорошей энергоэффективности устройства при сравнительно небольших габаритных размерах и массовом расходе теплоносителя. В статье представлена конструкция основных элементов калориметра, приведены результаты моделирования течения теплоносителя и теплообмена, а также некоторые экспериментальные данные.

Ключевые слова: инжекторы пучков быстрых атомов, калориметр, интенсификаторы теплообмена, закрученный поток, термомеханические деформации.

CALORIMETER RECEIVER OF FAST ATOMS INJECTOR OF MEGAWATT RANGE

*V.Kh. Amirov¹, T.D. Akhmetov^{1,2}, A.I. Gorbovskiy¹, P.P. Deychuli¹, A.A. Ivanov¹,
V.A. Kapitonov¹, I.V. Shikhovtsev^{1,2}*

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

²*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The receiver calorimeter (RC) is one of the main elements of the beam path of the atom beam injector with ballistic focusing. In this paper, we consider a water-cooled RC developed for an injector for a focused beam of fast deuterium atoms with a beam power of more than 1 MW and a pulse duration of 2 s [1], installed at the TCV tokamak in Lausanne (Switzerland). In the design of this device, receiving plates are used with swirlers of the fluid flow installed in them to intensify heat transfer and collectors for supplying and draining water, according to the pipe-in-pipe principle, providing the introduction of motion into a vacuum. These technical solutions made it possible to achieve good energy efficiency of the device with relatively small overall dimensions and mass flow rate of the coolant. The article presents the design of the main elements of the calorimeter, presents the results of modeling the coolant flow and heat transfer, as well as some experimental data.

Key words: fast atom beam injectors, calorimeter, heat transfer intensifiers, swirling flow, thermomechanical deformations.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-80-91

ВВЕДЕНИЕ

Инжекция мощных пучков быстрых атомов является одним из эффективных способов нагрева плазмы в термоядерных ловушках с магнитным удержанием и генерации тока в них. Инжектор пучка быстрых атомов состоит из следующих основных систем (не считая систем питания и управления):

— источник ионов, положительных или отрицательных, в зависимости от назначения инжектора и требуемой энергии частиц, обеспечивающий формирование ионного пучка, его фокусировку и ускорение до заданной энергии;

— нейтрализатор, предназначенный для преобразования ионов пучка в атомы;

— поворотный магнит, отделяющий пучок быстрых атомов от остаточных ионов;

— приёмник остаточных ионов;

— калориметр-приёмник нейтрального пучка, необходимый для поглощения энергии пучка в процессе подготовки к рабочему выстрелу в плазменную ловушку, для измерения мощности пучка и его пространственного профиля;

— система откачки, поддерживающая приемлемые вакуумные условия во время работы инжектора.

Калориметр-приёмник является крайним элементом в пучковом тракте перед входным портом плазменной установки. Он служит, на практике, для поглощения мощности пучка в процессе тренировки сеточного узла ионного источника, а также для измерения мощности пучка, его профиля и определе-

ния его пространственного положения относительно оси пучкового тракта. Таким образом, значительная часть выстрелов инжектора (тренировка высоковольтной прочности ИОС, настройка, тестирование) производится не в плазму установки, а в режиме автономной работы.

По способу размещения КП могут располагаться внутри вакуумного объёма инжектора или иметь собственную вакуумную камеру.

По способу перемещения в рабочее положение калориметры бывают раздвижными, поворотными (поворот вокруг фиксированной оси), погружными, неподвижными, которые при необходимости монтируются в пучковом тракте и затем по мере необходимости демонтируются.

Приёмная часть калориметра, как правило, выполнена в виде системы труб или пластин, внутри которых находятся каналы охлаждения. Для охлаждения приёмных элементов калориметра используется в большинстве конструкций вода, хотя возможно применение других жидкостей или газов.

С ростом мощностей инжекторов пучков быстрых атомов растут и требования к КП. С увеличением мощности инжекции возрастает самый важный параметр, который определяет конструкцию КП, — плотность мощности на пластинах КП, которая достигает величин десятков кВт/см². Длительность импульса инжекции в больших исследовательских установках составляет несколько секунд и более, так что условия поглощения пучка калориметром обычно близки к стационарным. Все эти факторы ведут к значительному нагреву принимающих элементов, которые нужно интенсивно охлаждать. Важным является моделирование рабочих процессов КП, протекающих в ходе его эксплуатации. Это позволяет выявить негативные факторы и устранить их на стадии проектирования или смягчить их последствия. Необходимо смоделировать, а потом и организовать течение теплоносителя таким образом, чтобы избежать большого количества местных сопротивлений (резких скачков сечения, поворотов, закруток потока, зон обратного тока), что позволит избежать больших расходов теплоносителя и повышенных нагрузок на систему подачи. При этом важно обеспечить требуемый режим теплообмена между приёмным элементом и теплоносителем. Это позволит избежать местных перегревов и, как следствие, срывов теплосъёма и разрушения элементов приёмного устройства калориметра.

В рассматриваемом случае применяется водяное охлаждение приёмных пластин КП. Наиболее важным показателем режима работы КП является интенсивность теплообмена. Интенсивность теплообмена характеризуется коэффициентом теплоотдачи. Этот параметр является функцией нескольких переменных и сильно зависит от характера течения теплоносителя. Характер течения в реальных условиях нельзя рассматривать как автомодельный случай (задачу). Он сильно зависит от архитектуры водяной магистрали. Главной задачей является всемерное увеличение коэффициента теплоотдачи. Одним из способов увеличения коэффициента теплоотдачи является применение интенсификаторов теплообмена [2]. Интенсификаторы теплообмена позволяют повысить интенсивность теплообмена между стенкой канала и потоком теплоносителя путём воздействия на поток.

ИНЖЕКТОР НЕЙТРАЛЬНОГО ПУЧКА ТОКАМАКА TCV

Для нагрева плазмы в токамаке TCV (Лозанна, Швейцария) в ИЯФ СО РАН разработан перезарядный инжектор сфокусированного пучка быстрых атомов дейтерия энергией 30 кэВ, мощностью 1 МВт и длительностью 2 с. В ионном источнике этого инжектора для формирования пучка используется многощелевая трёхэлектродная ионно-оптическая система с электродами сферической формы и эмиссионной поверхностью диаметром 250 мм. Фокусное расстояние ионно-оптической системы 4,1 м.

Общий вид перезарядного инжектора мощного сфокусированного пучка быстрых атомов дейтерия для нагрева плазмы в токамаке TCV показан на рис. 1. Ионный источник формирует сфо-

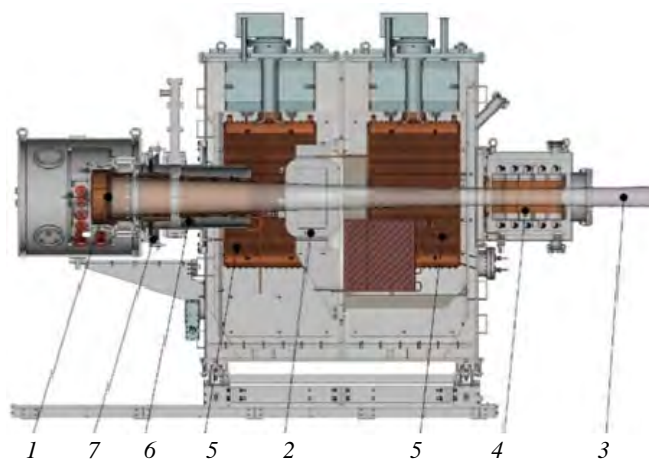


Рис. 1. Общий вид инжектора быстрых атомов: 1 — источник ионов (ВЧ-драйвер; ионно-оптическая система); 2 — поворотный магнит; 3 — пучок быстрых атомов; 4 — калориметр-приёмник; 5 — крионасосы; 6 — нейтрализатор; 7 — юстировочный узел

кусированный пучок ионов дейтерия с током до 45 А и энергией до 30 кэВ. Сформированный пучок ионов далее перезаряжается в атомы в газовой мишени нейтрализатора. Неперезарядившиеся ионы отклоняются магнитом и попадают в водоохлаждаемый приёмник. Откачка инжекторного бака производится четырьмя крионасосами. Для измерения мощности полученного пучка быстрых атомов на выходе инжекторного бака пристыкован раздвижной калориметр. Основные параметры инжектора:

Мощность пучка через порт токамака TCV, МВт . . .	1,00—1,05
Стабильность энергии пучка, % . . .	Лучше чем ± 5
Номинальная энергия пучка, кэВ . . .	$30 \pm 5\%$
Пульсация энергии, % . . .	Меньше чем ± 5
Основной атомный компонент . . .	Дейтерий
Дополнительный атомный компонент . . .	Водород
Длительность нейтрального пучка (без модуляции и развёртки мощности), с . . .	2
Полная фракционная энергия нейтрального пучка (мощность), % . . .	≥ 65
Тяжёлые примеси (мощность), % . . .	$< 0,5$ от основного компонента
Диапазон мощности пучка, % . . .	30—100 от номинальной
Диапазон энергии пучка, кэВ . . .	15—35

Для поглощения пучка с заданными параметрами необходим калориметр, который обеспечивает полное перекрытие пучка в нужной зоне и эффективное охлаждение приёмных элементов в процессе работы. Для определения основных параметров (распределение плотности мощности на пластинах калориметра, необходимый расход воды), а также предварительной конструктивной схемы устройства необходимо численно оценить ожидаемую плотность мощности на приёмных пластинах.

Расчёты плотности мощности на пластинах КП. Фокусные расстояния ионно-оптической системы инжектора и угловые расходимости поперёк и вдоль щелей сеток были определены экспериментально по результатам измерений ширины и высоты пучка на уровне $1/e$ на двух расстояниях от ионно-оптической системы на пучковом стенде в ИЯФ [3]. Численные значения этих величин были затем подтверждены оптическими измерениями распределения температуры поверхности плоской вольфрамовой пластины в инжекционном тракте токамака TCV, нагреваемой

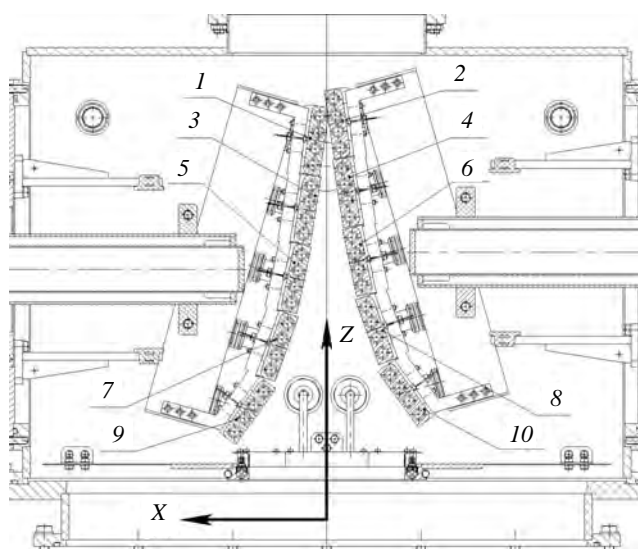


Рис. 2. Сечение калориметра в горизонтальной плоскости. Пластины калориметра расположены вертикально. В нижней части чертежа находится диафрагма калориметра. Нейтральный пучок распространяется вдоль оси z . Координатная плоскость $x-z$ горизонтальна в системе токамака, ось y направлена вертикально вверх. Показаны номера пластин калориметра (1—10)

нейтральным пучком. После нейтрализации ионного пучка, ускоренного сеточной системой инжектора, мощность пучка атомов дейтерия составляет 1,30 МВт. Ионно-оптическая система состоит из круглых электродов диаметром 250 мм с многощелевыми отверстиями. Фокусное расстояние и угловая расходимость поперёк щелей (по горизонтали в системе токамака): $F_x = 376$ см, $\alpha_x = 24,4$ мрад, а вдоль щелей (по вертикали) $F_y = 398$ см, $\alpha_y = 10,3$ мрад.

Для тепловых расчётов калориметра необходимо определить плотность потока мощности пучка атомов по нормали к поверхности его приёмных пластин, показанных на рис. 2.

Плотность потока мощности пучка имеет максимум на оси и с удалением от неё спадает. С помощью кода [4] рассчитывалась мощность в $P(x, y, z)$, проходящая в данной точке через

единицу площади, перпендикулярную оси пучка. Распределение плотности мощности показано на рис. 3.

Максимальное значение плотности мощности непосредственно перед диафрагмой перед калориметром ($z = 225,4$ см) на оси пучка $P_{dia} = 11,56$ кВт/см². Плотность мощности на пластине калориметра (задняя левая) в точке $z = 225,4 + 44,0 = 269,4$ см, $x = 0,3$ см, $y = 0$, $P_{cal} = 13,52$ кВт/см². Плотность мощности по нормали к поверхности пластины, $P_{normal} = P_{cal} \cdot \sin\theta = 13,52 \cdot 0,14 = 1,88$ кВт/см². С учётом погрешности $\pm 2\%$, с которой известна начальная мощность нейтрального пучка, получаем оценку погрешности нормальной плотности мощности: $P_{normal} = 1,88 \pm 0,04$ кВт/см². Аналогичным способом были определены плотности мощности для расчётных точек, соответствующим местам расположения диафрагм. Данные расчётов приведены в табл. 1.

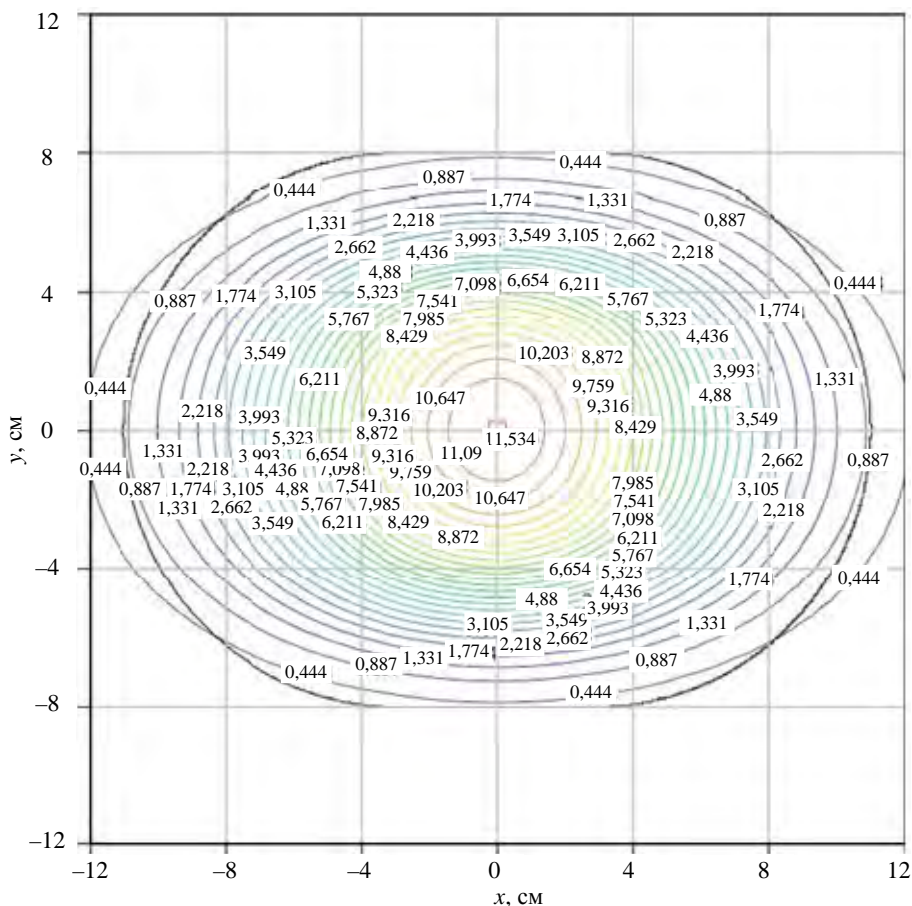


Рис. 3. Распределение плотности мощности в пучке на диафрагме КП

Таблица 1. Координаты термпар калориметра*

Параметр	Левое крыло калориметра					Правое крыло калориметра				
Верхние термопары, $y = +30$ мм										
Номер пластины	9	7	5	3	1	2	4	6	8	10
Номер термопары	05	06	07	08	10	20	18	17	16	15
Угол между пластиной и плоскостью $y-z$, град	36	20	12	9	8	8	9	12	20	36
Плотность мощности, кВт/см ² (расчёт)	1,97	7,17	10,82	12,67	13,50	13,56	12,74	10,90	7,23	1,99
Нормальная плотность мощности P_n , кВт/см ² (расчёт)	1,16	2,45	2,25	1,98	1,88	1,89	1,99	2,27	2,47	1,17
Нижние термопары, $y = -30$ мм										
Номер пластины	9	7	5	3	1	2	4	6	8	10
Номер термопары	01	02	03	04	09	19	14	13	12	11
Угол между пластиной и плоскостью $y-z$, град	36	20	12	9	8	8	9	12	20	36
Плотность мощности, кВт/см ² (расчёт)	1,97	7,17	10,82	12,67	13,50	13,56	12,74	10,90	7,23	1,99
Нормальная плотность мощности P_n , кВт/см ² (расчёт)	1,16	2,45	2,25	1,98	1,88	1,89	1,99	2,27	2,47	1,17

*Примечание. Координата Z отсчитывается от диафрагмы на входе калориметра ($z = 225,4$ см от сеток ионно-оптической системы) в направлении распространения пучка, координата x отсчитывается от вертикальной плоскости симметрии пучка, координата y — расстояние от горизонтальной плоскости симметрии пучка и пластин калориметра: +30 мм и -30 мм.

Характерный размер, на котором изменяется плотность мощности пучка вдоль пластины, много больше толщины пластины, поэтому задачу теплопроводности в первом приближении можно считать одномерной, т.е. можно пренебречь потоком тепла вдоль пластины по сравнению с потоком от поверхности пластины к зоне охлаждения. Тогда температура на любой глубине внутри пластины калориметра определяется балансом между локальной плотностью мощности нагрева на поверхности пластины и по-

током тепла к зоне, охлаждаемой жидкостью. Поэтому изменение температуры термомпар $\Delta T = T - T_0$ должно быть пропорционально локальной нормальной плотности мощности нейтрального пучка $\Delta T \propto P_n$.

На рис. 4 показан график распределения вычисленной нормальной плотности мощности в области расположения верхнего ряда термомпар на каждой пластине калориметра.

Следует учитывать, что не вся мощность пучка, падающая на пластину калориметра, полностью поглощается. Часть энергии исходных атомов дейтерия уносится ими из-за отражения атомов от пластины. Также энергия атомов пучка частично расходуется на распыление материала пластины [5, 6]. Доля отражённой энергии и доля энергии на распыление материала зависят от массы и энергии налетающих частиц, от угла падения и от материала поверхности.

В нашем случае атомы дейтерия имеют энергию 27 кэВ, а угол падения атомов на пластины калориметра (угол от нормали к поверхности) составляет от 54° для крайних пластин до 82° для центральных пластин (см. рис. 2, табл. 2). Долю

отражённой энергии можно оценить из численных расчётов по коду TRIM [5]. Коэффициент отражения энергии (отношение средней энергии отражённых под любыми углами атомов к энергии исходных атомов) минимален при нормальном падении и монотонно растёт с ростом угла падения. При фиксированном угле падения коэффициент отражения энергии атомов дейтерия от меди монотонно снижается с энергией в диапазоне от 300 эВ до 160 кэВ. При падении пучка с энергией ~30 кэВ под углом 54° к нормали (крайние пластины) отражается примерно 2% падающей энергии, а при падении под углом 82° (центральные пластины) отражается около 20% падающей энергии. Поэтому отражение энергии при больших углах падения может приводить к заметному отличию реальной нормальной плотности мощности от расчётной.

Другой канал потерь энергии состоит в распылении (англ. sputtering) материала пластины. Однако в случае лёгких атомов пучка энергия, уносимая распыленными атомами мишени, гораздо меньше энергии, уносимой отражёнными атомами пучка. Из расчётных данных [6] для энергий атомов дейтерия до 10 кэВ следует, что выход атомов меди и уносимая ими энергия достигают максимума при энергии атомов дейтерия несколько кэВ и уменьшаются при дальнейшем росте энергии. Поэтому для оценки сверху можно взять энергию 3 кэВ. Хотя выход атомов меди, растущий с углом падения, составляет до 30% при углах падения около 80°, энергия, уносимая этими атомами, мала и не превышает 0,3% от падающей энергии. Поэтому потерями энергии на распыление меди с пластин калориметра можно пренебречь.

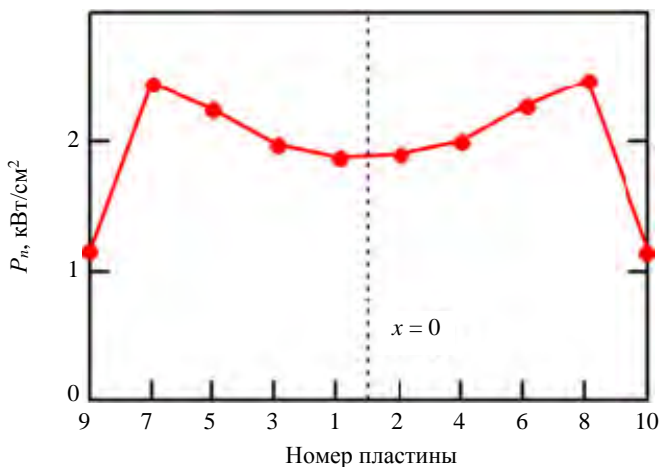


Рис. 4. Расчётная нормальная плотность мощности на пластинах (см. последнюю строку табл. 1)

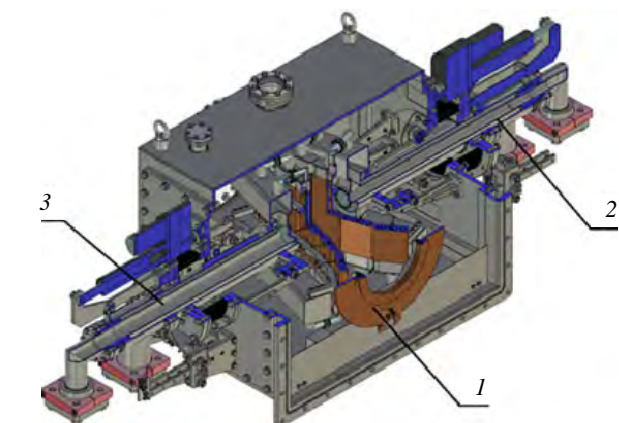


Рис. 5. Общий вид калориметра-приёмника, основные элементы: 1 — вакуумная камера с прицельным устройством (диафрагмой); 2 — узел правой приёмной панели; 3 — узел левой приёмной панели

Итак, если для крайних пластин поглощённая мощность почти равна падающей мощности пучка, то для центральных пластин локальная поглощённая мощность может составлять менее 80% от падающей мощности при учёте однократного отражения исходных частиц пучка.

Конструкция калориметра-приёмника.

Калориметр-приёмник имеет раздвижную конструкцию и состоит из трёх основных узлов: вакуумной камеры с прицельным устройством (диафрагмой); узел правой приёмной панели и левой приёмной панели. Общий вид устройства показан на рис. 5.

Вакуумная камера калориметра представляет собой сварную конструкцию. Она обеспечивает заданную пространственную ориентацию всех его элементов, а также является частью вакуумной камеры пучкового тракта. Общий вид вакуумной камеры с диафрагмой показан на рис. 6.

Прицельное устройство (ПУ) представляет собой паяное соединение двух дисков с впаянной в один из них трубкой охлаждения. В одном из дисков предусмотрены места для расположения вторично-эмиссионных датчиков. ПУ выполняет функцию по определению пространственного положения пучка на входе в калориметр, а также срезает гало пучка. Общий вид ПУ показан на рис. 7.

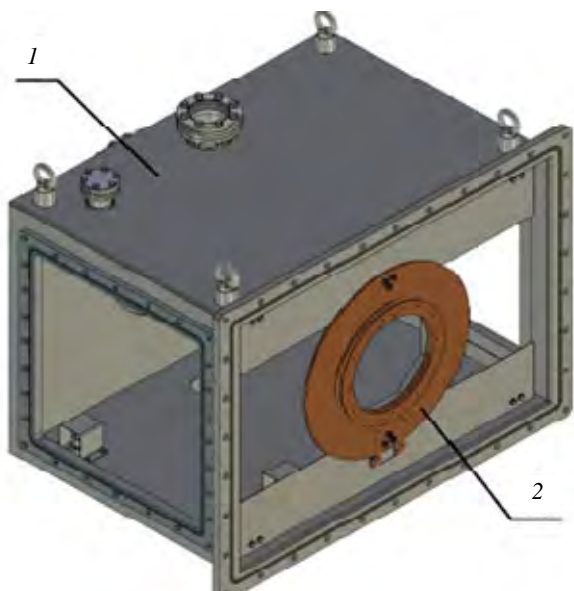


Рис. 6. Общий вид вакуумной камеры с прицельным устройством, основные элементы: 1 — вакуумная камера; 2 — прицельное устройство (диафрагма)

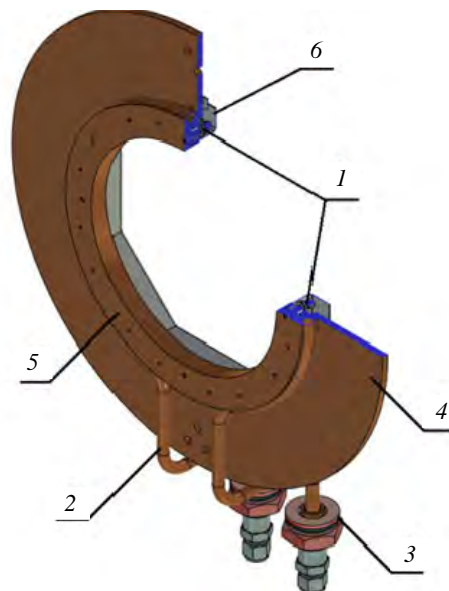


Рис. 7. Общий вид прицельного устройства, основные элементы: 1 — вторично-эмиссионные датчики; 2 — трубка охлаждения; 3 — развязка вакуум—атмосфера; 4 — диск; 5 — корпус датчиков; 6 — экран

Правая и левая приёмные панели располагаются на противоположных сторонах вакуумной камеры КП и состоят из нескольких сборочных единиц, которые в сочетании обеспечивают заданное пространственное положение приёмной панели, её перемещение в вакууме, разделение вакуум—атмосфера, а также подключение к напорной и сливной магистралям. Общий вид одной из приёмных панелей показан на рис. 8.

Каждая приёмная панель имеет опорные элементы, находящиеся и в вакууме, и в атмосфере. В вакууме узел фиксируется между направляющими роликами в вертикальной плоскости и опирается своими роликами на четыре кронштейна, расположенные на крышке вакуумной камеры. В атмосфере узел фиксируется на направляющей каретке. Во всех опорах узла установлены подшипники качения. Схема подвеса узла приёмной панели показана на рис. 9.

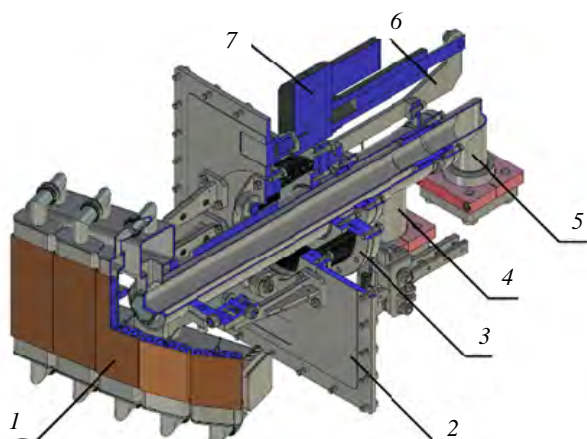


Рис. 8. Общий вид узла приёмной панели, основные элементы: 1 — приёмная панель; 2 — крышка вакуумной камеры; 3 — сильфонный узел (развязка вакуум—атмосфера); 4 — патрубок подачи воды; 5 — патрубок слива воды; 6 — толкатель; 7 — электропривод

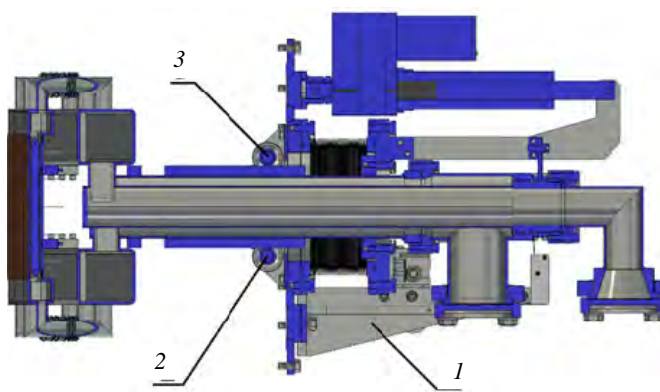


Рис. 9. Система подвеса узла приёмной панели: 1 — направляющая каретка (атмосфера); 2 — направляющий ролик; 3 — кронштейн

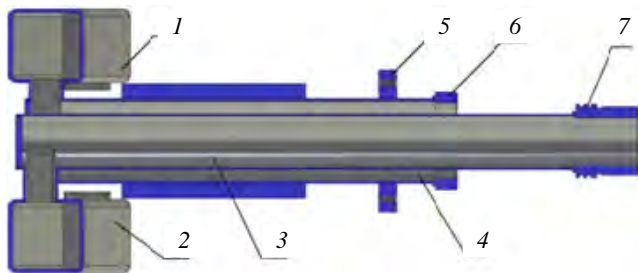


Рис. 10. Общий вид водяного коллектора, основные элементы: 1 — напорный коллектор-ресивер; 2 — сливной коллектор-ресивер; 3 — сливной трубопровод; 4 — напорный трубопровод; 5 — фланец развязки вакуум—атмосфера; 6 — присоединительный фланец к напорной магистрали; 7 — присоединительный фланец к сливной магистрали

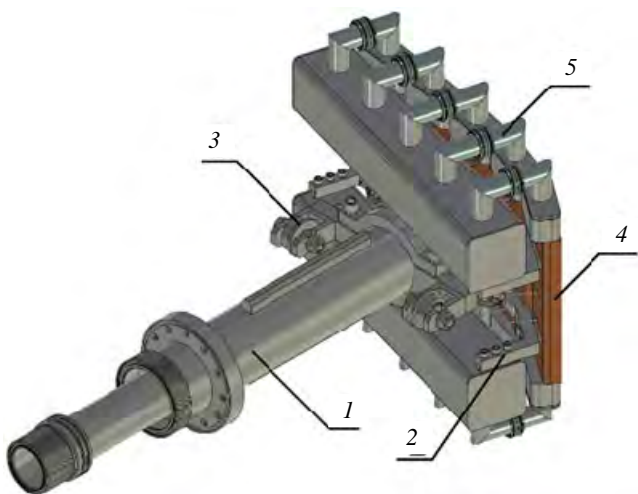


Рис. 11. Приёмная панель КП, основные элементы: 1 — водяной коллектор; 2 — опорный кронштейн теплообменников; 3 — опора; 4 — теплообменник; 5 — соединительный патрубок

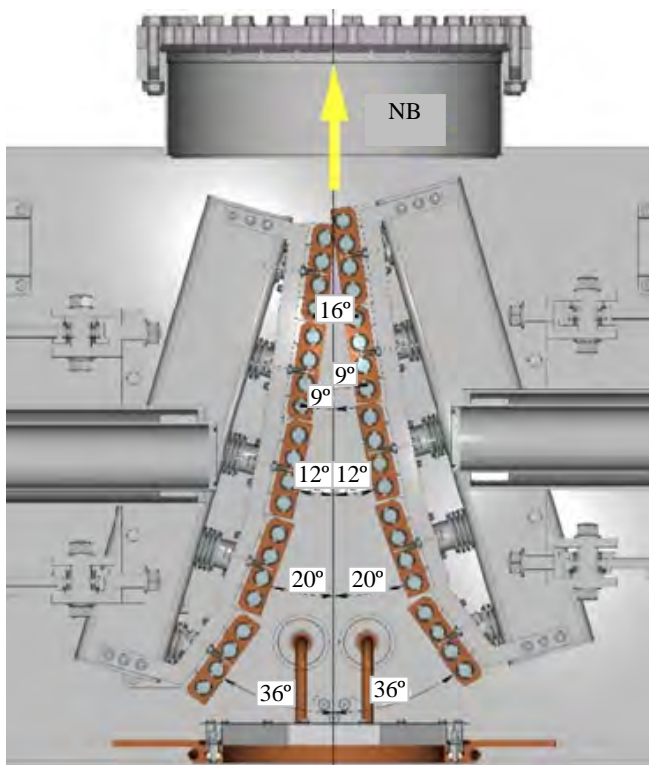


Рис. 12. Углы наклона теплообменников

Перемещение панелей обеспечивают электрические приводы. Ввод движения в вакуум осуществляется через сильфонный узел. Система подачи и слива охлаждающей жидкости организована по типу труба-в-трубе и объединяется в общий водяной коллектор. Она представляет собой герметичную сварную конструкцию, в которой труба меньшего диаметра 64 мм расположена внутри трубы большего диаметра 90 мм. По трубе большего диаметра осуществляется подача воды, а по трубе меньшего диаметра — её слив. На конце каждой из труб приварены соответствующие элементы, обеспечивающие герметичное соединение с водяными магистралями. Подобная компоновка значительно упрощает конструкцию и позволяет использовать водяные коллекторы в качестве элементов, передающих движение. Общий вид водяного коллектора показан на рис. 10.

К водяному коллектору крепятся теплообменники (приёмные пластины) и опора, с помощью которой узел перемещается в вакууме. Сами теплообменники крепятся к опорному кронштейну, который прикручивается к водяному коллектору, а соединительные патрубки привариваются к теплообменникам и водяному коллектору. Каждый патрубок имеет сильфонную вставку для компенсации термодформаций приёмной пластины в процессе нагрева пучком. Общий вид приёмной панели показан на рис. 11.

Приёмные панели смыкаются внутри вакуумной камеры, образуя V-образный приёмник. Такая форма приёмника позволяет получить наименьший размер вдоль оси пучка [7], причём теплообменники на каждой приёмной панели расположены под различными углами по отношению к оси пучка. Расположение под одним углом не требуется, поскольку наибольшая плотность мощности находится в центре пучка. Это позволяет сократить габариты КП. Углы наклона теплообменников по отношению к оси движения пучка частиц показаны на рис. 12.

Все приёмные пластины имеют одинаковую конструкцию, за исключением одной, с грани которой снята фаска, которая обеспечивает смыкание панелей без зазора. Это сделано для обеспечения гарантированного перекрытия пучка.

Каждый теплообменник представляет собой медную пластину толщиной 22 мм с четырьмя каналами, в которых установлены завихрители потока — интенсификаторы теплообмена [2] (рис. 13). Их наличие обеспечивает закрутку потока. В конструкции применён завихритель, образованный полностью перекрывающей канал вставкой с однозаходной проволочной навивкой.

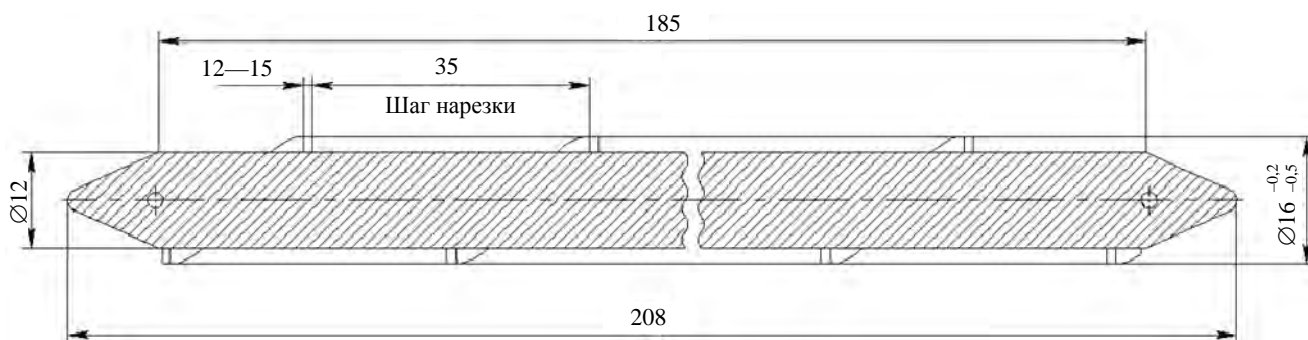


Рис. 13. Конструкция и основные размеры завихрителя

Данный тип не является достаточно эффективным с точки зрения интенсификации теплообмена [2], поскольку полностью перекрывает сечение канала, формируя кольцевой канал щелевого профиля. Вместе с тем эта конфигурация имеет ряд преимуществ с точки зрения технологии изготовления и массового расхода воды. Для измерения температуры нагрева пластин, а также определения профиля пучка на каждой из них установлены по две термопары ТХК-01. Конец термопары находится на расстоянии 2 мм от поверхности приёмной пластины. Конец термопары заделан в пластину с применением индий-галлий-оловянной эвтектики. Эвтектика находится в жидком состоянии при температуре 5—10 °С. Такая заделка обеспечивает тепловой контакт термопары с приёмной пластиной панели. Конструкция теплообменника показана на рис. 14.

Пластины с расположенными в них завихрителями достаточно чувствительны к деформациям, в частности, изгибу пластины в следствие теплового расширения металла. Значительные перемещения ведут к разрушению элементов КП. Конфигурация толстой пластины с четырьмя объединёнными каналами имеет достаточную жёсткость, часть которой обеспечивается завихрителями.

Теплогидравлические расчёты калориметра. Все теплогидравлические расчёты проводились в программе ANSYS [8] в средах Fluent и Mechanical. В первую очередь был сделан гидродинамический расчёт движения теплоносителя в гидравлической системе КП. В качестве исходного расчётного параметра было принято давление потока на входе в систему, которое составило 6 атм. Такая постановка задачи позволила сделать предварительные оценки правильности выбранной гидравлической схемы и определить некоторые значения параметров движения потока. Были найдены скорости движения потока во всех зонах водяного тракта для этого режима, определён требуемый расход жидкости, выявлены места обратного тока теплоносителя и закруток потока, а также застойные зоны. По полученным данным была проведена возможная оптимизация. Расчёт скоростей движения потока жидкости в водяной магистрали калориметра, соответствующий режиму расхода 700 л/мин показан на рис. 15. Па-

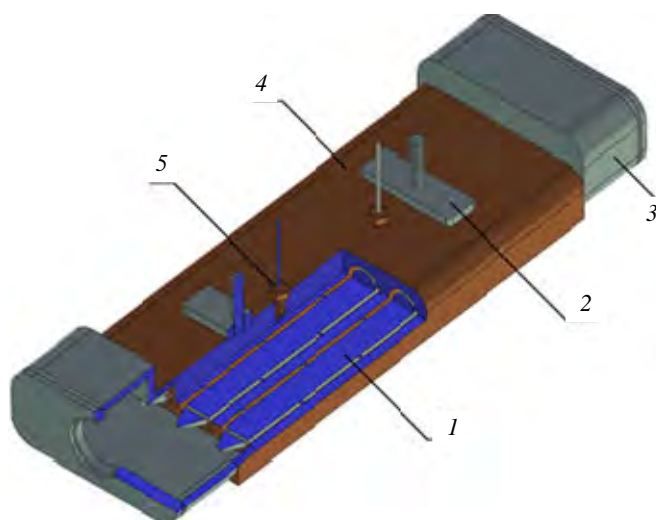


Рис. 14. Конструкция теплообменника КП, основные элементы: 1 — завихритель (интенсификатор теплообмена); 2 — опорная пластина; 3 — крышка-ресивер; 4 — приёмная пластина; 5 — термопара

Вектор скорости 1, мс⁻¹

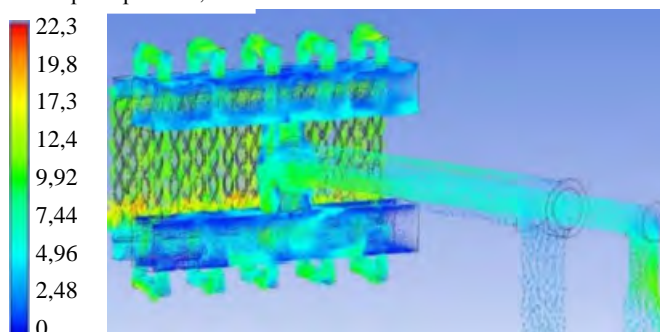


Рис. 15. Векторы скоростей потока жидкости в водяной магистрали калориметра

дение давления воды в системе показано на рис. 16. Давление воды на входе составляет 600 кПа (6,1 атм.), а на выходе давление падает — 11 кПа (0,1 атм.).

Следующим этапом был расчёт сопряжённого теплообмена приёмной пластины в среде Fluent. Данный способ расчёта позволяет смоделировать режим поглощения мощности пучка приёмной пластиной, охлаждаемой теплоносителем. Модель приёмной пластины для расчёта была максимально приближена к реальной, за исключением некоторых упрощений. За исходные параметры расчёта были приняты скорость воды на входе в теплообменник, равная $V = 6$ м/с, и падающая (поглощаемая) на пластину плотность мощности, которая была задана в соответствии с расчётом распределения плотности мощности в пучке, полученной в расчёте. Согласно характеру распределения плотности мощности в пучке нагрузка на пластину от центра к её краям убывает. Для упрощения расчётов поверхность пластины была разделена на четыре нагрузочных зоны. Распределение нагрузки на пластине показано на рис. 17.

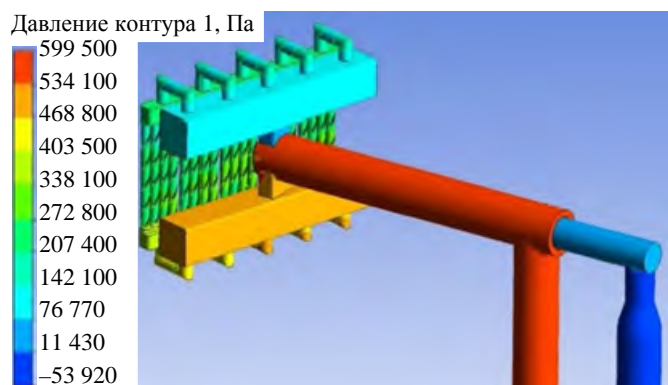


Рис. 16. Падение давления воды в водяной магистрали калориметра



Рис. 17. Распределение плотности мощности пучка на пластине

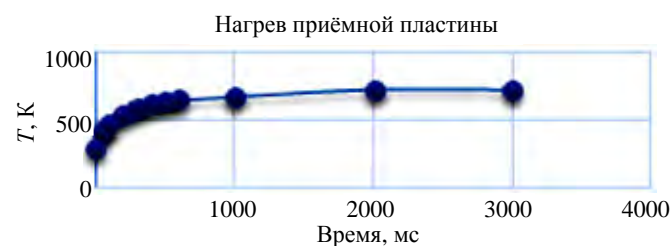


Рис. 18. Изменение температуры приёмной пластины в зависимости от времени

Красная зона соответствует максимальному значению плотности мощности $1,88 \pm 0,04$ кВт/см², коричневая — $1,30 \pm 0,04$ кВт/см², жёлтая — $0,88 \pm 0,04$ кВт/см² и зелёная — $0,35 \pm 0,04$ кВт/см². Таким образом, на приёмной пластине были организованы четыре зоны, на каждой из которых была задана соответствующая плотность мощности. Нагрев воды в каналах пластины составил в среднем 32 °С. Падение давления составило 3,6 атм., а средний коэффициент теплоотдачи воды вблизи поверхности каналов охлаждения — в среднем $8 \cdot 10^4$ Вт/(м²·К). Зависимость температуры поверхности пластины, поглощающей мощность пучка, от времени приведена на рис. 18. Расчётный массовый расход для данного температурного режима составил 2,5 кг/с на один теплообменник. Таким образом, секундный и минутный расходы на одну приёмную панель — 12,5 л/с и 750 л/мин соответственно. При таком расходе воды обеспечивается достаточный теплосъём, при котором не происходит разрушительных термодформаций для элементов калориметра. Хотя значительная жёсткость пластины с установленными завихрителями позволяет противостоять изгибу, но при достижении температуры 700 °С и выше теплообменник будет подвержен достаточно сложному режиму деформации. В общем виде мы будем иметь достаточно холодную большую часть теплообменника и сильно разогретый поверхностный слой толщиной 2—4 мм, который будет расширяться как в осевом направлении, так и в поперечном. Перемещения достигнут нескольких миллиметров и приведут к возможной потере герметичности сварных и паяных соединений. Также расширившийся медный слой будет оказывать сильное давление на стальной завихритель, который может его разрушить.

Для сравнения приведём данные расхода воды на калориметрах некоторых инжекторов мегаваттного диапазона: в работе [9] для инжектора типа PINI на TEXTOR использовался калориметр с величиной падения давления 10 атм. и массовым расходом воды около 2000 л/мин, в работе [10] для инжектора мощностью 3 МВт на установке METF — падение давления воды 11,5 атм. и полный массовый расход воды около 2500 л/мин, в работе [11] применён калориметр для инжектора мощностью 1 МВт и длительностью 1 с с массовым расходом 300 л/мин, калориметр на токамаке НИЦ «Курчатовский институт»

для инжектора мощностью 3,7 МВт в атомах, приведённый в работе [12], потребовал массового расхода 30 л/с при 8 атм.

Опыт эксплуатации на TCV. Инжектор атомов работает на токамаке TCV в Лозанне с 2015 г. За это время в калориметр было произведено порядка 1000 выстрелов при разных мощностях пучка и длительностях импульса. За время эксплуатации калориметр не потребовал никаких сервисных работ и замены каких-либо деталей.

При работе инжектора атомов на токамаке TCV были получены данные температур с термопар приёмных пластин калориметра. Измерения проводились при мощности нейтрального пучка 1,30 МВт и длительности импульса 500 мс, при этом параметры потока имели следующие значения: расход воды в пересчёте на одну панель 420 л/мин, давление потока на входе 3,3 атм. В табл. 2 приведены данные температур на термопарах по уровням (верх—низ) и сторонам (лево—право).

Т а б л и ц а 2. Данные температур на термопарах по уровням (верх—низ) и сторонам (лево—право)

Параметр	Левое крыло калориметра					Правое крыло калориметра				
	Верхние термопары, $y = +30$ мм									
Номер термопары	05	06	07	08	10	20	18	17	16	15
Угол между пластиной и плоскостью $y-z$, град	36	20	12	9	8	8	9	12	20	36
Измеренная температура, °C	84/90	120/122	63/62	100/98	100/98	102/83	109/108	47/46	148/145	103/109
	Нижние термопары, $y = -30$ мм									
Номер термопары	01	02	03	04	09	19	14	13	12	11
Угол между пластиной и плоскостью $y-z$, град	36	20	12	9	8	8	9	12	20	36
Измеренная температура, °C	87/90	127/129	59/58	92/94	92/94	107/104	93/98	68/67	131/132	93/91

На рис. 19 показаны измеренные экспериментальные данные температур на термопарах (разбито на четыре зоны).

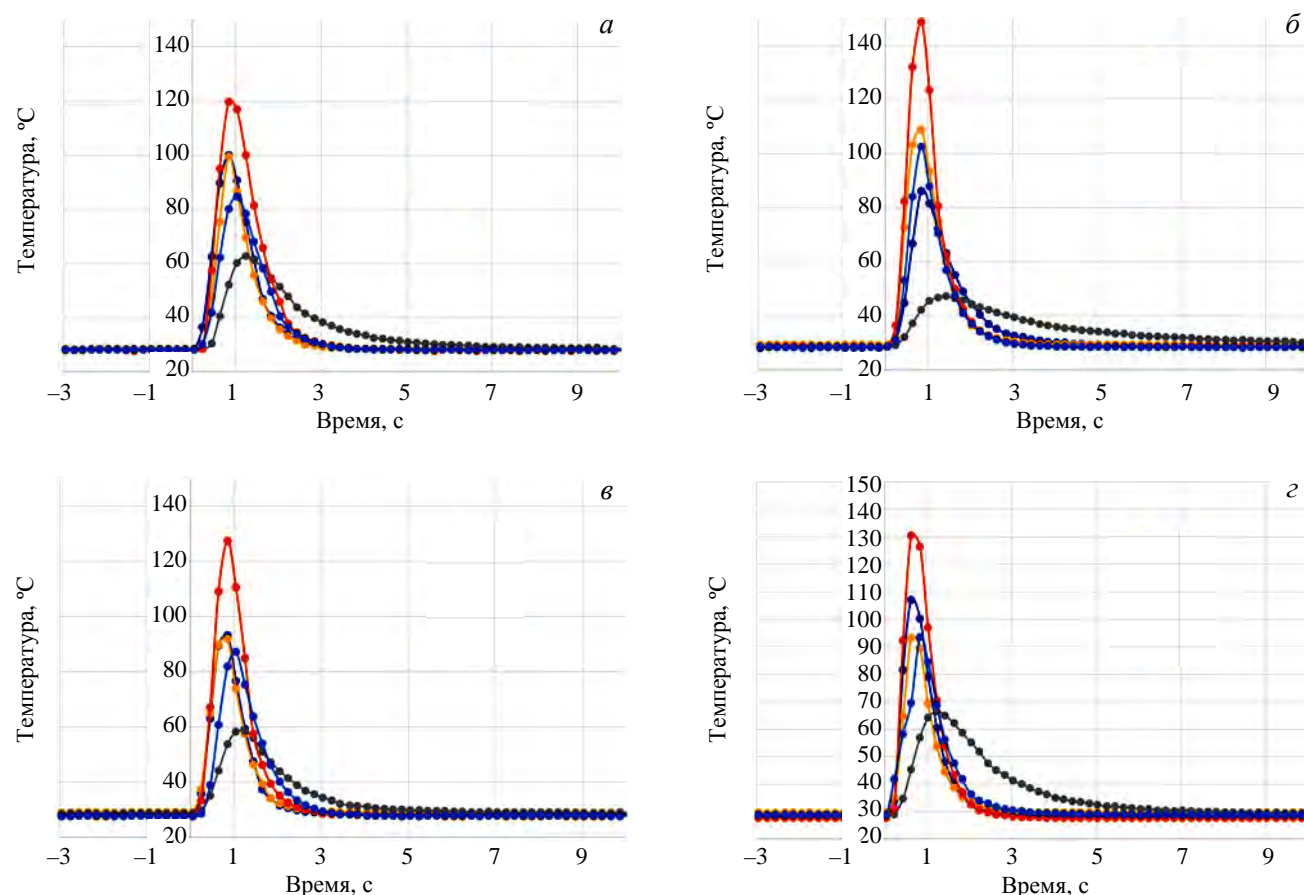


Рис. 19. Зависимость температуры от времени для термопар № 1—20: калориметр верхний левый (а) (● — ТС 10; ● — ТС 8; ● — ТС 7; ● — ТС 6; ● — ТС 5); верхний правый (б) (● — ТС 20; ● — ТС 18; ● — ТС 17; ● — ТС 16; ● — ТС 15); нижний левый (в) (● — ТС 9; ● — ТС 4; ● — ТС 3; ● — ТС 2; ● — ТС 1); нижний правый (з) (● — ТС 19; ● — ТС 14; ● — ТС 13; ● — ТС 12; ● — ТС 11)

Для термопары 7 (пластина 5 левого крыла калориметра) и термопар 17 и 13 (пластина 6 правого крыла) время отклика на воздействие пучка составило $\tau \sim 1,3$ с, что в 2,6 раза больше. Этот негативный фактор можно объяснить следующим образом. Поскольку все пластины калориметра одинаковые, по видимому, это означает, что для термопар с большим характерным временем установления температуры тепловой контакт между пластиной и термопарами слабый (низкая теплопроводность контакта) и не обеспечивает быстрого установления температуры термопары в соответствии с температурой пластины в этой области. Поэтому следует исключать из анализа измерения температуры термопарами 07 и 03 (пластина 5 левого крыла калориметра) и термопарами 17 и 13 (пластина 6 правого крыла).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный в данной статье калориметр был введён в работу в 2015 г. За время его эксплуатации в режимах автономной работы в него было произведено более 1000 выстрелов с мощностью пучка свыше одного мегаватта. Приёмник поглощал как полноимпульсные пучки, так и модулированные. За время работы калориметра не произошло каких-либо отказов в работе его систем.

В конструкции КП был применён ряд технических решений, таких как приёмные пластины с установленными в них завихрителями потока жидкости для интенсификации теплообмена и коллекторы подачи и слива воды по принципу труба-в-трубе, обеспечивающие ввод движения в вакуум, которые позволили достичь высокой энергоэффективности при сравнительно небольших расходах теплоносителя, небольших габаритных размеров устройства, сравнительно малого веса устройства, модульной конструкции, удобства сборки, настройки, обслуживания, простоты изготовления элементов калориметра.

Авторы приносят искреннюю благодарность А.Н. Карпушовой (TCV, Лозанна, Швейцария) за предоставление данных по нагреву калориметра и за полезные обсуждения, А.В. Брулю, В.И. Давыденко, А.В. Сорокину, В.В. Мишагину за интерес к работе и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Karpushov A.N., Chavan R., Coda S. et al.** Neutral beam heating on the TCV tokamak. — *Fusion Eng. Des.*, 2017, vol. 123, p. 468.
2. **Митрофанова О.В.** Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок. — М.: Физматлит, 2010. 288 с. SBN 978-5-9221-1223-9.
3. **Sorokin A.V., Akhmetov T.D., Brul A.V., Davydenko V.I., Ivanov A.A., Karpushov A.N., Mishagin V.V., Shikhovtsev I.V.** Update of ion-optical system of neutral beam of tokamak à configuration variable. — *Rev. Sci. Instrum.*, 2020, vol. 91, p. 013323.
4. **Akhmetov T.D., Davydenko V.I., Ivanov A.A.** Model of neutral-beam propagation in a duct with scrapers. — *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2008, vol. 36(4), p. 1545—1551.
5. **Eckstein W.** Reflection (Backscattering), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik. IPP 17/12 (2009); url: http://pubman.mpdl.mpg.de/pubman/item/escidoc:2141005/component/escidoc:2141004/IPP_report_17_12_Eckstein.pdf.
6. **Eckstein W.** Sputtered Energy Coefficient and Sputtering Yield, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, IPP 17/29 (2011); url: http://pubman.mpdl.mpg.de/pubman/item/escidoc:2140248/component/escidoc:2140247/IPP_17_29.pdf.
7. **Belchenko Yu.I., Davydenko V.I. et al.** Studies of ion and neutral beam physics and technology at the Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS. — *Phys. Usp.*, 2018, vol. 61, p. 531—581.
8. See <http://www.ansys.com> for ANSYS Workbench Platform.
9. **Euringer H., Lochter M., Pfister U., Uhlemann R.** Neutral injection for TEXTOR. — In: *Proc. of IEEE 13th Symposium on Fusion Engineering*, Knoxville. TN, 1989, vol. 2, p. 992.
10. **Combs S.K., Milora S.L., Foster C.A., Haselton H.H., Menon M.M., Tsai C.C.** Compact inexpensive target design for steady-state heat removal in high-heat-flux fusion applications. — *Rev. Sci. Instr.*, 1985, vol. 56, № 8, p. 1526—1530.
11. **Sorokin A., Belov V., Davydenko V., Deichuli P., Ivanov A., Podyminogin A., Shikhovtsev I., Shulzhenko G., Stupishin N., Tiunov M.** Characterization of 1 MW, 40 keV, 1 s neutral beam for plasma heating. — *Review of Scientific Instruments*, 2010, vol. 81(2), 02B108—02B108-4.
12. **Наумов В.К., Семашко Н.Н.** Некоторые вопросы обеспечения теплового режима токоприёмников мощного инжектора нейтральных атомов. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 1980, вып. 1(5), с. 67.



Владислав Харисович Амиров, ведущий инженер-конструктор; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.Kh.Amirov@inp.nsk.su



Тимур Дарвинович Ахметов, с.н.с.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия; Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирская обл. Новосибирск, ул. Пирогова 2, Россия
T.D.Akhmetov@inp.nsk.su



Александр Иванович Горбовский, начальник конструкторского бюро; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия; Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирская обл. Новосибирск, ул. Пирогова 2, Россия
A.I.Gorbovsky@inp.nsk.su



Петр Петрович Дейчули, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
P.P.Deichuli@inp.nsk.su



Александр Александрович Иванов, заместитель директора, д.ф.-м.н. лауреат премии им. Л.А. Арцимовича; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия;
A.A.Ivanov@inp.nsk.su



Валериан Александрович Капитонов, ведущий инженер; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
V.A.Kapitonov@inp.nsk.su



Игорь Владимирович Шиховцев, с.н.с., к.ф.-м.н.; ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Лаврентьева 11, Россия
I.V.Shikhovtsev@inp.nsk.su

Статья поступила в редакцию 17 февраля 2021 г.
После доработки 10 июля 2021 г.
Принята к публикации 28 сентября 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 80—91.

UDC 621.039.623:533.9.082

HYDROGEN AND HELIUM DISCHARGES IN THE GOLEM TOKAMAKG.A. Sarancha^{1,2}, A.S. Drozd^{1,3}, I.A. Emekeev^{1,2}, S.A. Ganin^{1,3}, D. Kropackova⁴, I.S. Kudashev^{1,3}, V.V. Kulagin^{1,3}, M. Lauerova⁴, A.V. Melnikov^{1,2,3}, N.S. Sergeev^{1,3}, O.D. Krokhalev^{1,2}, J. Stockel⁴, V. Svoboda⁴¹National Research Center «Kurchatov Institute», Moscow, Russia²Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia³National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia⁴Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering, Czech Technical University in Prague, Czech Republic

The helium plasma properties and confinement remain an important area of research in modern fusion devices. This work is dedicated to the helium plasma initiation and control in a small-scale tokamak GOLEM compared to hydrogen plasma. Helium and hydrogen plasmas are comprehensively compared and the optimum operational conditions for the start-up are found. Long-range correlations between low-frequency (<50 kHz) electrostatic and magnetic oscillations are found, as well as broadband (<250 kHz) magnetic oscillations resolved in frequency and wave vector in helium plasma.

Key words: GOLEM tokamak, comparison of plasma discharges in hydrogen and helium, low-frequency electrostatic and magnetic oscillations.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-92-110

РАЗРЯДЫ В ВОДОРОДНОЙ И ГЕЛИЕВОЙ ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА GOLEMГ.А. Саранча^{1,2}, А.С. Дрозд^{1,3}, И.А. Емеев^{1,2}, С.А. Ганин^{1,3}, Д. Кропачкова⁴, И.С. Кудашев^{1,3}, В.В. Кулагин^{1,3}, М. Лаурова⁴, А.В. Мельников^{1,2,3}, Н.С. Сергеев^{1,3}, О.Д. Крохалев^{1,2}, Я. Штокель⁴, В. Свобода⁴¹Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия²Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия³Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия⁴Факультет ядерных наук и физической инженерии, Чешский технический университет в Праге, Чешская Республика

Свойства гелиевой плазмы и её удержание остаются важными темами исследований в современных термоядерных установках. Эта работа посвящена сравнению создания гелиевой и водородной плазмы и управлению ими в небольшом токамаке GOLEM. Проведено всестороннее сравнение гелиевой и водородной плазмы и найдены оптимальные рабочие условия для их получения. Обнаружены дальнедействующие зависимости корреляции между низкочастотными (<50 кГц) электростатическими и магнитными колебаниями, а также широкополосными (<250 кГц) магнитными колебаниями, разрешёнными по частоте и волновому вектору в гелиевой плазме.

Ключевые слова: токамак GOLEM, сравнение разрядов в водородной и гелиевой плазме, низкочастотные электростатические и магнитные колебания.

INTRODUCTION

Experiments with helium plasma are quite unique in modern fusion devices. They are mostly made on large scale devices and dedicated to ITER relevant studies for non-nuclear phase of operation. The performance of plasma discharges in helium is always lower than that in hydrogen or deuterium with identical plasma current I_{p1} , toroidal magnetic field B_t , line-averaged electron density \bar{n}_e and heating power [1]. It was shown that energy confinement time for helium plasmas is about 30% lower than for deuterium ones, contradicting to gyro-Bohm scaling. It might be coupled to the isotope effect, which suggests better confinement for the isotope with larger mass. Several theoretical mechanisms including $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ shearing [2, 3] and collisional effects [4] were proposed to explain this effect but there is no satisfactory explanation so far.

To expand the knowledge of helium plasma confinement parameters, it will be helpful to investigate the operational domain from large machines to small-scale ones with low electron temperature and plasma density.

Small and medium-size fusion devices could be of a great support for the mainstream plasma research in various topics [5–7]. Such research activities are coordinated by IAEA Coordinated Research Projects (CRP) with participation of the GOLEM tokamak [8], formerly called CASTOR [9, 10]. In addition to the research tasks the teaching and the training of the young plasma physicists becomes an essential element of the CRP [11].

The experiments aimed at learning the basics of helium plasma confinement were performed remotely in GOLEM by a team of master students of National Research Nuclear University MEPhI and National Research University MIPT as a part of the course «Technology of the thermonuclear experiment».

Special attention is paid to the gas breakdown process and its comparison for hydrogen and helium discharges. For this study, a series of discharges with vacuum vessel pre-cleaning have been produced. Hydrogen and helium plasmas were studied with identical pre-selected discharge setup parameters allowing the detailed comparison.

In addition, the study is focused on the electrostatic and magnetic turbulence and their correlation properties. Long-range correlations are characteristic features of Zonal Flows — a mechanism of the broadband turbulence self-regulations, [12]. Zonal Flows and their higher frequency counterpart Geodesic Acoustic Modes were recently studied in tokamaks [13—15] and stellarators [16—19] of small and medium size. The search for Zonal Flows in the GOLEM tokamak could be one of the most important contributions to the mainstream fusion research.

THE GOLEM TOKAMAK

The GOLEM tokamak [20] has a circular cross section with the major/minor radius $R = 0.4$ m, $a = 0.1$ m [21]. After upgrades the circular stainless-steel vessel was equipped with a molybdenum poloidal limiter located at radius $a_{lim} = 0.085$ m. Due to the origin of the machine whole vacuum chamber is surrounded by a copper shell. The power supply system is based on capacitor banks. Each of the individual winding, including central solenoid, is connected to separated capacitor banks, which allows to easily adjust the desired value of current passing through the coils. GOLEM has a unique capability of the remote control via Internet [22].

Prior to the plasma experiment, the vacuum vessel was carefully conditioned by inductive heating at up to 200 °C for 60 min, which was followed by a cleaning glow discharge in order to remove impurities from the vacuum vessel. Glow discharge cleaning had a gas pressure around 1 Pa, duration 20 min., a discharge current of about 0.5 A, and working gas hydrogen for H-plasmas and helium for He-plasmas. Such treatment results in a background gas pressure as low as 0.1 mPa.

The GOLEM gas control system has no option for active gas puffing during the shot, so the experimental data discussed here are performed in ohmic discharges with no density control. That is why typical values of electron concentration and central electron temperature are about $\bar{n}_e \sim 10^{19}$ m⁻³ and $T_e(0) \sim 100$ eV. For easy plasma start-up, in view of the difference in ionization energy for hydrogen and helium gases, conventional pre-ionization by an electron gun was used.

DIAGNOSTICS ON GOLEM

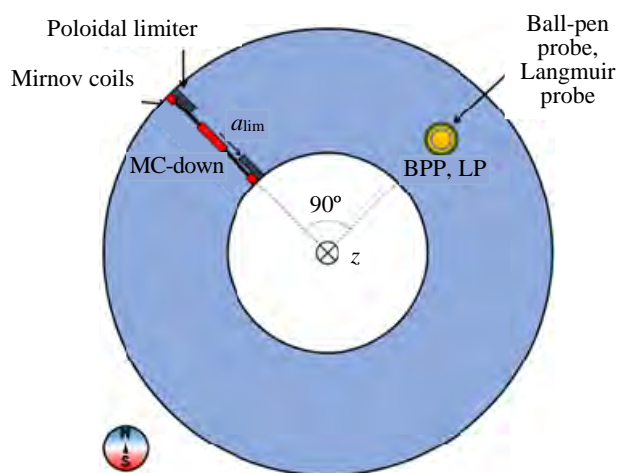


Fig. 1. Diagnostic set-up. View of the GOLEM tokamak from the bottom

The machine is equipped with set of standard diagnostics [23], which are capable to measure the loop voltage U_{loop} , plasma current I_{pl} , toroidal magnetic field B_t and visible light emission. For the studies of magnetic oscillations, GOLEM is equipped with four Mirnov Coils (MC). Electric probes were used to study the edge plasma parameters. In fig. 1 the location of magnetic and electric probes is shown.

Mirnov Coils. For plasma position measurement in GOLEM Mirnov Coils are used. They are placed inside the vacuum chamber at the radius $b = 0.093$ m as shown in fig. 2.

The effective area of each MC is $A = 3.8 \cdot 10^{-3}$ m². Coils MC-out and MC-in are used to determine the horizontal plasma position and MC-up and MC-down — to determine the vertical plasma position.

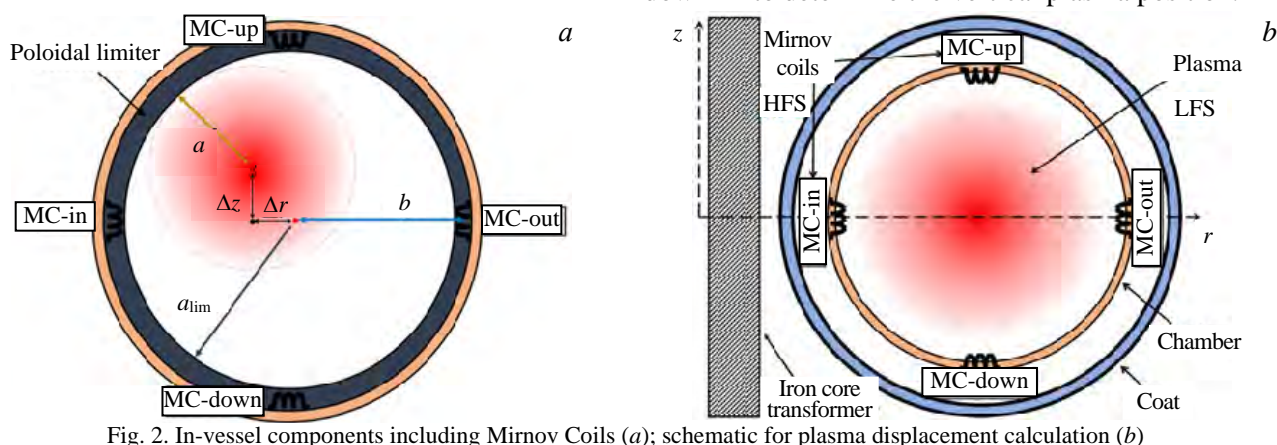


Fig. 2. In-vessel components including Mirnov Coils (a); schematic for plasma displacement calculation (b)

The coils measure voltage induced by changes in poloidal magnetic field. To get the absolute value of poloidal magnetic field, one should integrate the measured voltage U and normalize by an effective area:

$$B(t) = -\frac{1}{A} \int_0^t U(\tau) d\tau \quad [\text{T, m}^2, \text{V, s}]. \quad (1)$$

Ideally, the axis of the coil is perpendicular to the toroidal magnetic field, but in fact they are slightly deflected, and hence the measured signal is contaminated by some amount of toroidal magnetic field. For the determination of plasma position this parasitic signal should be removed. Vacuum discharge with the same parameters of current drive voltage and toroidal magnetic field as plasma discharge, but without plasma, is used for this purpose. Mirnov coils signal in the vacuum discharge has no plasma signal, but only toroidal magnetic field and also some other magnetic fields e.g. generated by poloidal windings. Such a signal registered during vacuum discharge is subtracted from the active signal from discharge with plasma.

With values of poloidal field on the two opposite sides of the column, plasmas column horizontal displacement [24] can be expressed as:

$$\Delta r = \frac{B_{\text{MC-out}} - B_{\text{MC-in}}}{B_{\text{MC-out}} + B_{\text{MC-in}}} b \quad [\text{m, T}], \quad (2)$$

and for vertical plasma displacement:

$$\Delta z = \frac{B_{\text{MC-up}} - B_{\text{MC-down}}}{B_{\text{MC-up}} + B_{\text{MC-down}}} b \quad [\text{m, T}]. \quad (3)$$

As plasma column is limited by poloidal limiter, for displaced plasma the minor radius a can be calculated as:

$$a = a_{\text{lim}} - \sqrt{\Delta r^2 + \Delta z^2} \quad [\text{m}] \quad (4)$$

(see fig. 2, *b*).

Electric probes. The edge plasma parameters are measured by the combined probe head inserted in the GOLEM vessel through the bottom diagnostic port. The probe head is composed of the Ball Pen Probe (BPP) and the single Langmuir Probe located at the same magnetic surface $r_{\text{probe}} = 0.085 \text{ m}$, equal to a_{lim} . Both probes operate in the floating regime, their signals are recorded via a voltage divider 1:100 with the total resistivity $0.7 \text{ M}\Omega$. BPP directly measures the plasma potential ϕ_{pl} , as it was shown in [25], and references inside. The Langmuir probe measures the floating potential ϕ_{fl} (fig. 3).

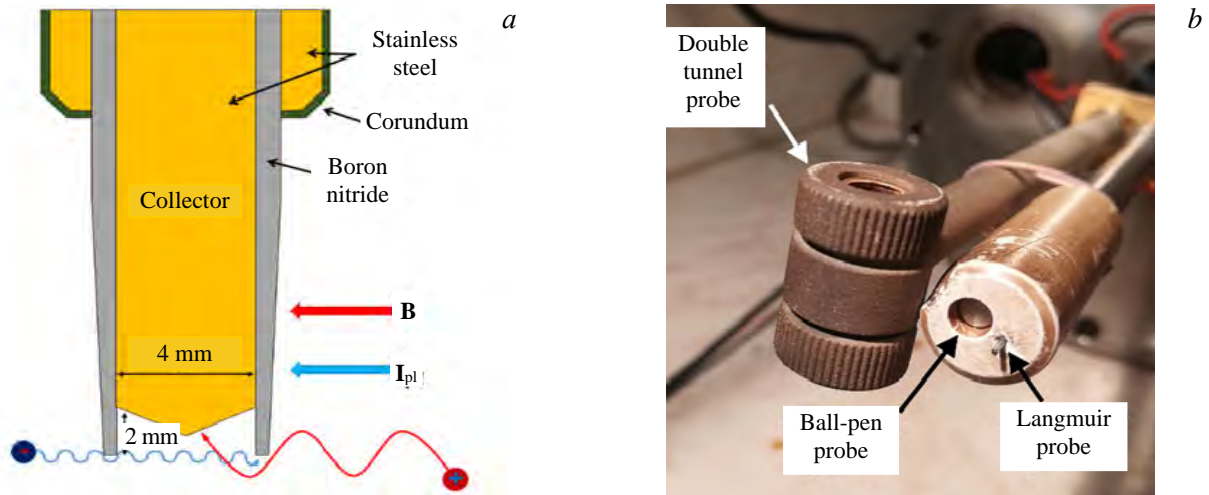


Fig. 3. Electric probes. Schematic and principle of the Ball Pen probe. The collector is located inside an insulated cylinder by the depth of 2 mm. In this case, the collected electron current is significantly screened because of the smaller electron Larmor radius (*a*). Photo of the combined probe head (*b*)

This combined probe head allows determination of the electron temperature by using the expression [26]:

$$T_e = \frac{\phi_{\text{pl}} - \phi_{\text{fl}}}{\alpha} \quad [\text{eV, V}]. \quad (5)$$

The calibration factor α is equal to 2.5 V/eV for hydrogen plasmas and 2 V/eV for helium plasmas for typical toroidal magnetic fields of GOLEM. Note that the combined BPP + LP probe head allows T_e measurement with the temporal resolution limited just by the sampling rate of the data acquisition system, which is 1 MSPS.

EXPERIMENTAL SETUP

The present study was performed remotely in May 2020 with 93 discharges in hydrogen and helium executed during two afternoon experimental sessions:

- 53 discharges with helium plasmas — (№ 33 011—33 063);
- 42 discharges with hydrogen plasmas — (№ 33 064—33 105).

Experimental data are stored in the GOLEM database and freely available at <http://GOLEM.fjfi.cvut.cz/shots/SHOT#/>.

Machine operation was performed in so-called «basic mode», when only two capacitor banks were remotely controlled: the first one for the toroidal field coils (U_B), and the second one for primary winding of the iron core transformer (U_{CD}) which provides current drive. The working gas (either hydrogen or helium) and its pressure is preselected. The range of the preset control parameters is presented in tab. 1.

Table 1. Preset parameters of discharges

Working gas	U_B , V	B_t , T	U_{CD} , V	$\tau(U_{CD})$, ms	P , mPa	Pre-ionization by electron gun
H/He	1000	0.2—0.3	400 (He)/500 (H)—750	1	10—230	ON

Discharge scenarios for hydrogen and helium plasmas are shown in fig. 4. The data acquisition system collecting all discharge parameters starts at $t = 0$. The toroidal magnetic field starts at $t = 1$ ms and increases in time. After the delay $\tau_{CD} = 1$ ms, the capacitor bank for powering the primary winding of the transformer is switched on and generates the loop voltage U_{loop} . The increasing loop voltage accelerates electrons produced by the pre-ionization source and avalanche ionization of the working gas occurs. After some delay, $\tau_{BD} \sim 1$ —2 ms, the plasma density becomes sufficiently high, and the plasma breakdown happens and plasma current starts to increase. At that time, the loop voltage reaches a maximum value U_{BD} and then drops dramatically. Later on, the discharge evolves spontaneously, since no control system for plasma current and plasma column displacement is available on GOLEM during this experiment. The discharge terminates by a sharp drop of the plasma current. The time interval between the breakdown time and termination of the plasma current is taken as the discharge duration T_{dis} . The plasma current increases during the discharge and in some moment reaches its maximum, $I_{pl,max}$. In this study, we take this time as a reference to compare various experimental plasma parameters. Fig. 4 highlights the differences between plasma parameters (black line — loop voltage, red line — plasma current,

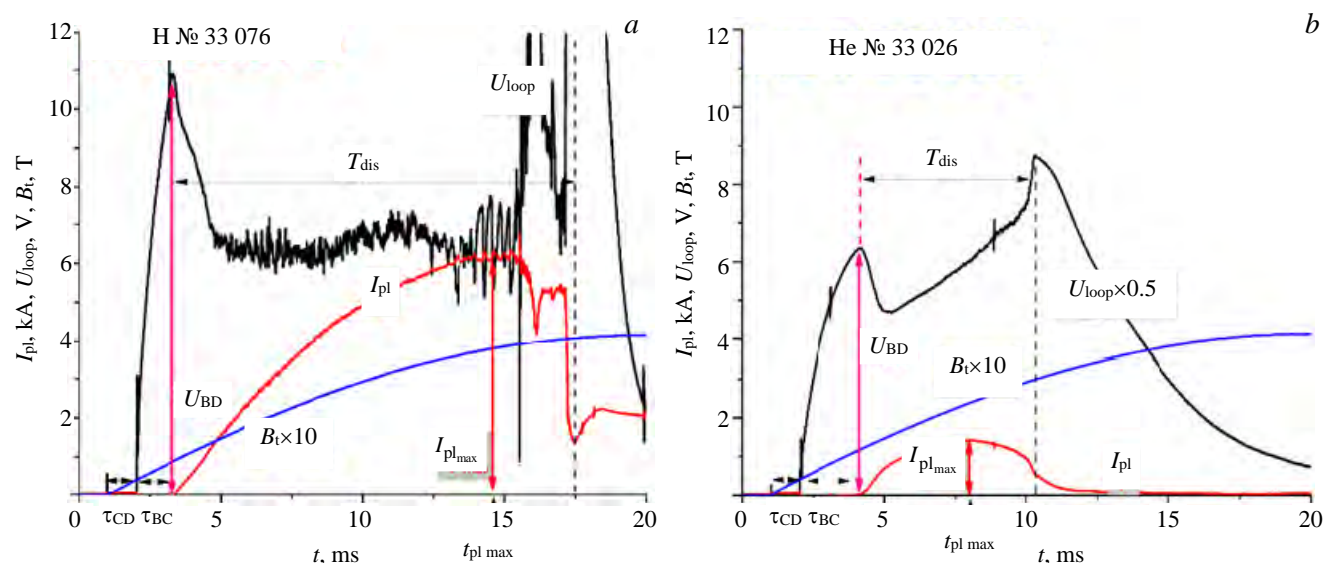


Fig. 4. Temporal evolution of the hydrogen (a), helium (b) discharge parameters

blue line — toroidal magnetic field) for the same scenario in hydrogen and helium plasmas. Further, unless otherwise stated, hydrogen data will be associated with red color, and helium data with blue.

EXPERIMENTAL RESULTS

Breakdown studies. Some features of breakdown progress on the GOLEM tokamak in hydrogen and helium were studied in [20]. Here we focus on the comparison of breakdown in hydrogen and helium working gas. The time-traces of the main plasma parameters (plasma current, loop voltage and signal of visible emission diagnostics) are shown in fig. 5.

The loop voltage applied at $t = 2.1$ ms causes the electrons acceleration along magnetic field lines by the toroidal electric field $E_t = \frac{U_{loop}}{2\pi R}$ to a drift velocity

$v_D \propto E_t/p$, where p is the gas pressure. Once their energy exceeds the ionization energy of the working gas molecules/atoms, the electron density n_e and the plasma current $I_{pl} \sim n_e v_D$ increases. The initial fast increase of I_{pl} is slowed down because of charged particle losses, due to stray magnetic fields (in the range of 0.2 mT) and subsequent polarization of plasma column followed by fast convective losses [7, 28]. When $I_{pl} \geq 80\text{--}100$ A, its poloidal magnetic field becomes comparable with stray magnetic fields, the particle losses are dramatically reduced, and plasma current starts to increase much faster. The plasma resistivity $R_{pl} \sim \frac{U_{loop}}{I_{pl}} \approx 100$ m Ω , becomes a non-negligible fraction of the resistivity of the GOLEM vessel, $R_v \approx 10$ m Ω .

Consequently, the loop voltage starts to decrease.

Fig. 5 shows the similarity in hydrogen and helium plasmas. The only visible difference is a longer avalanche phase in helium and consequent a higher breakdown voltage. This might be caused by differences electron drift velocities, gas pressures and first Townsend coefficient in hydrogen and helium. Scaling of the breakdown voltage with the working gas pressure is shown in fig. 6.

The full lines are polynomial fits of all data to guide the eye. Fig. 6 shows that the optimum range of pressures to get the lowest breakdown voltage is between 20—50 mPa for both hydrogen and helium, where the breakdown voltage is between 10—13 V. Note also that the data and in particular fit for hydrogen is consistent with the Paschen curve

$$U_{BD} = \frac{A2\pi R p}{\ln 2\pi R p + B},$$

where R is the major radius, A and B are first and second Townsend coefficients.

Discharge duration. Duration of discharge is an important parameter on GOLEM. It has to be maximized

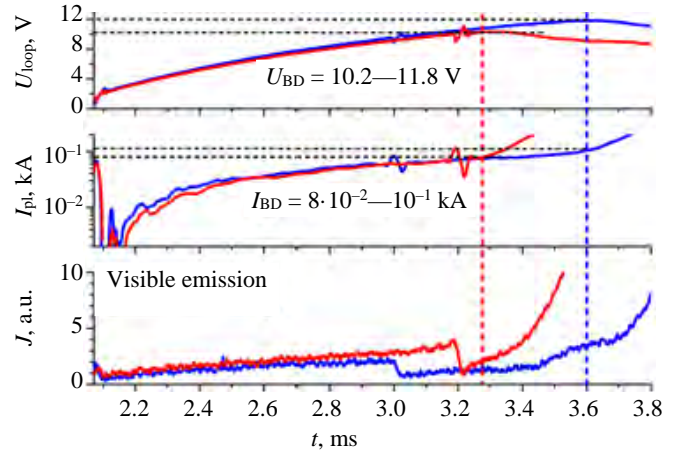


Fig. 5. Plasma start-up for two similar discharges executed at $U_{CD} = 500$ V. The working gas pressure is $p_H = 27$ mPa, $p_{He} = 31.5$ mPa. (Fast jumps on all signals at $t = 3.0$ and 3.2 ms appears due to machine power supplies triggers on the GOLEM data acquisition system): — H № 33 074; — He № 33 020; - - -, - - - — breakdown

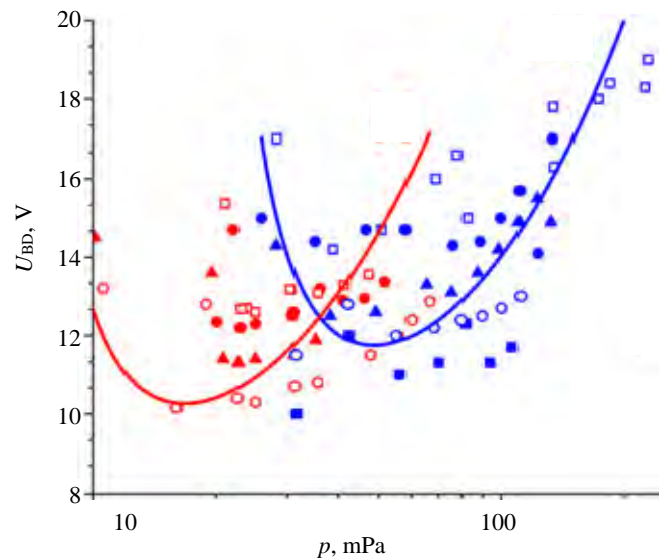


Fig. 6. Dependency of the breakdown voltage on the gas pressure for various U_{CD} : ■ — 400, ● — 500, ▲ — 600, ◆ — 700, □ — 750 V; — H, — He

(or optimized) to get sufficiently long time for any physical experiments. Fig. 7 compares the discharge duration in hydrogen and helium plasmas.

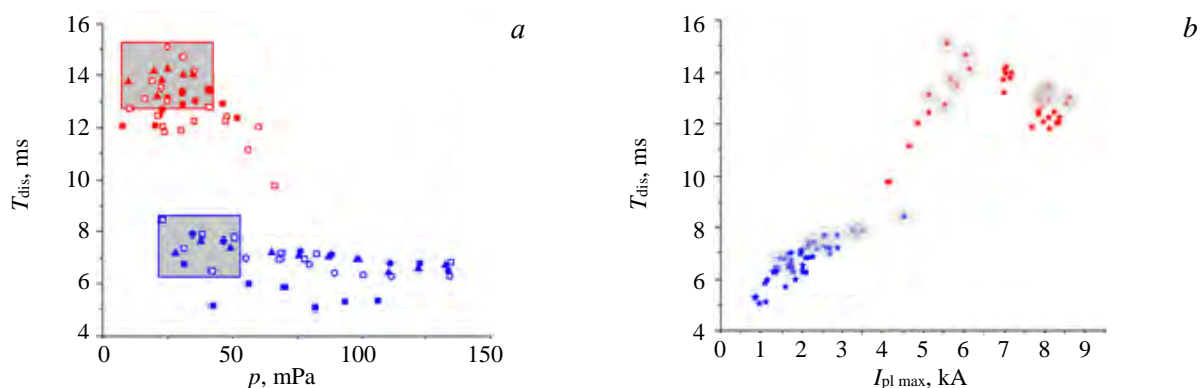


Fig. 7. Discharge duration in hydrogen and helium versus gas pressure for various U_{CD} (a); versus maximum plasma current for all U_{CD} (b): ■ — H, ■ — He

Experiment shows that discharge duration in hydrogen plasmas is noticeably longer than in helium plasmas by a factor of 2, and it slightly reduces when the gas pressure increases.

The shadowed rectangular areas (see fig. 7, a) and gray circles (see fig. 7, b) show roughly the optimum parameters to achieve longer discharge:

- hydrogen — $p_H = 10\text{--}35$ mPa, $U_{CD} = 500\text{--}600$ V;
- helium — $p_{He} = 20\text{--}50$ mPa, $U_{CD} = 600\text{--}750$ V.

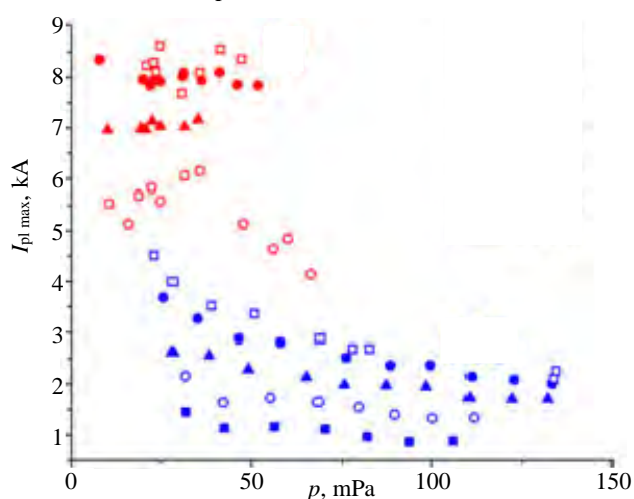


Fig. 8. Dependency of the maximum plasma current on the gas pressure for various U_{CD} : ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V; ■ — H, ■ — He

The rectangular areas in fig. 7 are just illustrative to show pressure ranges for getting a long discharge on GOLEM. In fact, duration depends strongly on the preparation of the inner wall of the vessel.

Maximum plasma current. Fig. 8 shows the maximum plasma current dependence on the working gas pressure for a various voltages applied to primary winding of the GOLEM transformer U_{CD} .

We clearly observe a decrease of the maximum current $I_{pl_{max}}$ with the pressure in both H- and He-plasmas. This might be caused by the fact that the plasma of GOLEM is not fully ionized and the degree of ionization decreases with the gas pressure. In addition, a systematic increase of the maximum current with U_{CD} is observed for both helium and hydrogen plasmas.

The ohmic heating power. The ohmic heating power is calculated as: $P_{OH} = U_{loop} I_{pl_{max}}$, where U_{loop} is

the mean loop voltage averaged over T_{dis} . Ohmic heating power scan is plotted in fig. 9.

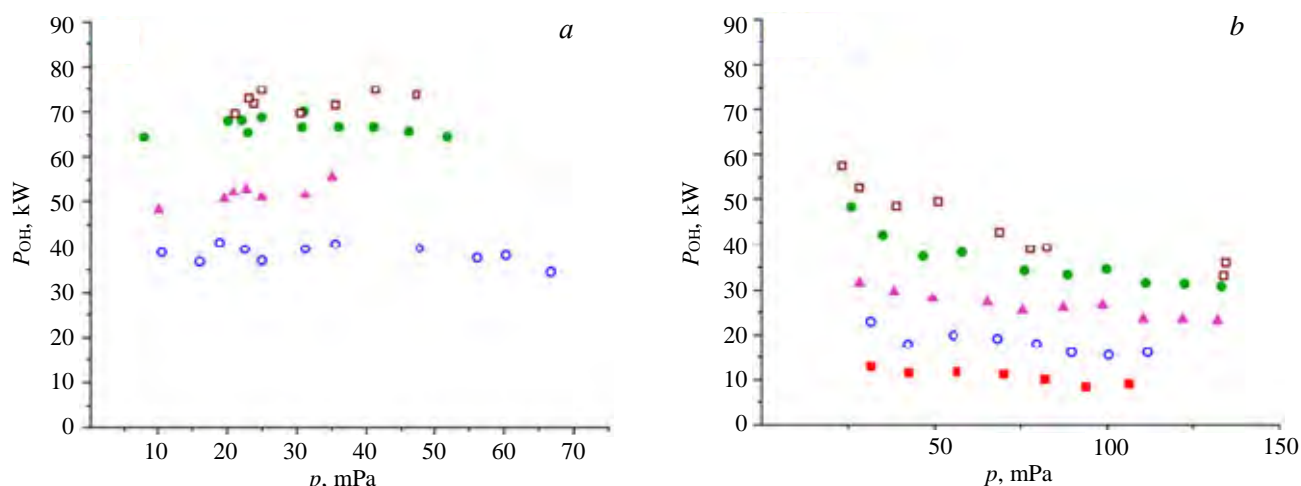


Fig. 9. Ohmic heating power versus working gas pressure for hydrogen: ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V (a); helium discharges (b)

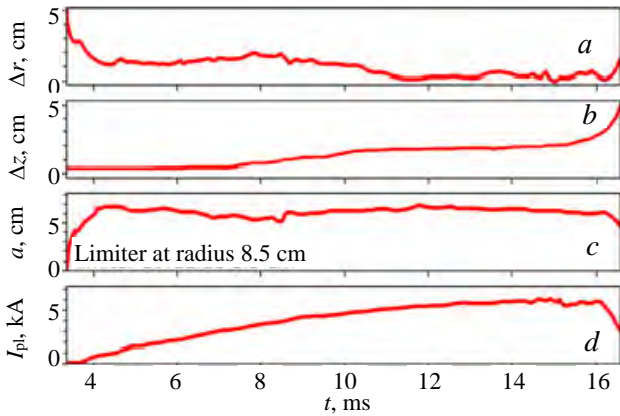


Fig. 10. Temporal evolutions of the radial (*a*), and vertical (*b*) displacement of the plasma column, resulting plasma minor radius (*c*) and plasma current (*d*), H № 33 073, $U_{CD} = 500$ V, $p = 24$ mPa

the discharge. This is in contrast with the usual picture of toroidal discharges in other tokamaks, where $\Delta r > 0$ due to the Ampere force and the increase of plasma pressure (ballooning effect). We suggest that the possible reason of such behavior of GOLEM plasmas can be a dominant attractive force of the iron core transformer.

In addition, we observe a positive displacement of plasma in the vertical direction Δz during a discharge. The possible reason can be stray radial magnetic field, for example produced by misalignment of the toroidal field coils, which grows up during the discharge.

To compare displacements Δr , Δz over all considered discharges we take the maximum current time as a reference. Δr and Δz were averaged over $20 \mu s$ around the maximum plasma current. Their dependencies on the working gas pressure are plotted in fig. 11. It could be seen, that helium plasma never fills the entire chamber, independently from the gas pressure.

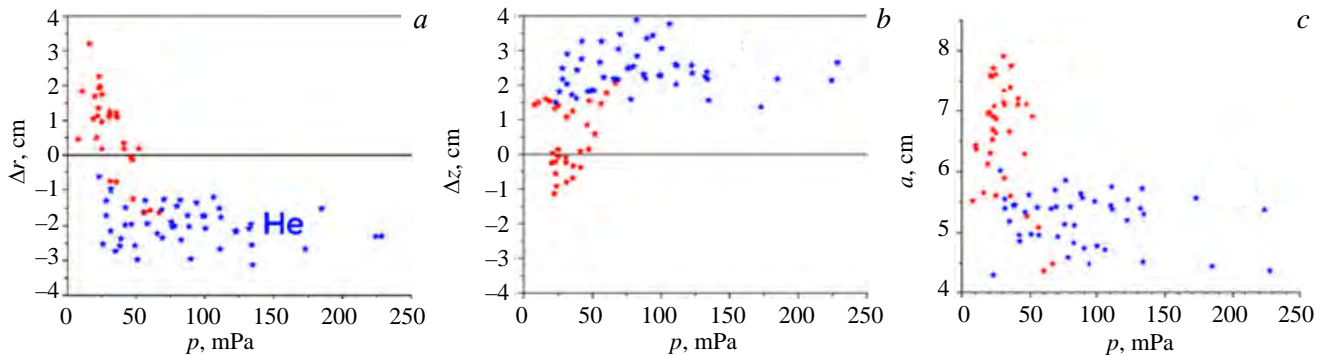


Fig. 11. Pressure scans for plasma displacement, horizontal (*a*), vertical (*b*), plasmas minor radius (*c*). Combined data for various U_{CD} : ■ — H, ■ — He

It is clearly seen that the displacements are independent from pressure for helium plasmas, while for hydrogen plasma the trend is not pronounced. Helium plasma column is always located inwards by ~ 2 cm and upwards by ~ 2 cm. The scan of displacements over the maximum plasma current is shown in fig. 12.

Plasma current position becomes more downward and inward shifted for helium shots, which is not the case for hydrogen shots. Hydrogen plasmas have a tendency for more central location. The general trend is a more centered column with the increase of the plasma current, and the central position is reached in hydrogen plasma.

Almost no dependence of P_{OH} on the pressure is observed in both cases. Ohmic heating power in hydrogen plasmas is higher than in helium up to a factor of 2, due to higher maximum plasma current.

Displacement of the plasma column and edge safety factor. Plasma position in the GOLEM tokamak is not controlled by any external vertical/horizontal magnetic fields and evolves spontaneously during a discharge. Therefore, the plasma column may not be ideally centered during the discharge. The displacement of the plasma column was routinely derived for means of Mirnov Coils. A typical temporal evolution of the radial and vertical displacement is shown in fig. 10.

The radial displacement Δr tends to reduce from a few cm up to zero, so the plasma column moves inward during

the discharge. This is in contrast with the usual picture of toroidal discharges in other tokamaks, where $\Delta r > 0$ due to the Ampere force and the increase of plasma pressure (ballooning effect). We suggest that the possible reason of such behavior of GOLEM plasmas can be a dominant attractive force of the iron core transformer.

In addition, we observe a positive displacement of plasma in the vertical direction Δz during a discharge. The possible reason can be stray radial magnetic field, for example produced by misalignment of the toroidal field coils, which grows up during the discharge.

To compare displacements Δr , Δz over all considered discharges we take the maximum current time as a reference. Δr and Δz were averaged over $20 \mu s$ around the maximum plasma current. Their dependencies on the working gas pressure are plotted in fig. 11. It could be seen, that helium plasma never fills the entire chamber, independently from the gas pressure.

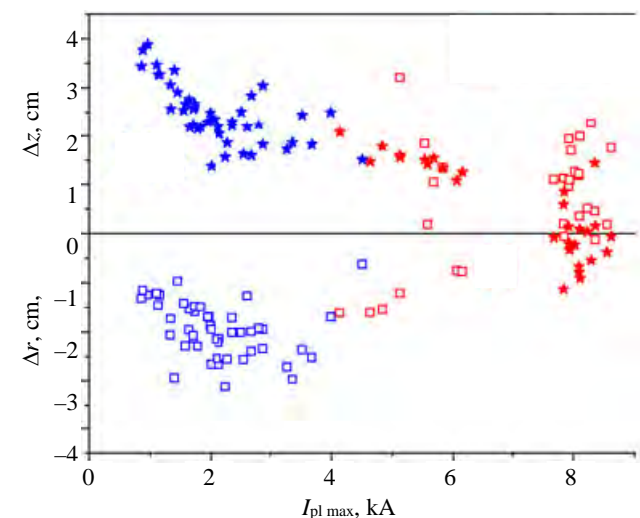


Fig. 12. Plasmas vertical (stars) and horizontal (dotted circles) displacement versus maximum plasma current Combined data for various U_{CD} : □ — horizontal (*r*), ★ — vertical (*z*), ■ — H, ■ — He

Central electron temperature. The central electron temperature is estimated from Spitzer conductivity as:

$$T_e(0) = 0.0163 \left(\frac{Z_{\text{eff}} I_{\text{pl}}}{U_{\text{loop}} a^2} \right)^{2/3} \quad [\text{eV, m, kA, V}], \quad (6)$$

where $T_e(r)$ is the electron temperature at radius r , a is the minor plasma radius, Z_{eff} is the effective plasma charge, and the center of plasma column is at $r = 0$. We estimate $Z_{\text{eff}} = 4$ for helium, and $Z_{\text{eff}} = 2.5$ for hydrogen plasmas. For $T_e(0)$ estimations the plasma minor radius was calculated using the data of the plasma vertical and horizontal shifts (see eq. (2), (3)). Fig. 13 shows the estimates for $T_e(0)$ taken for maximum plasma current.

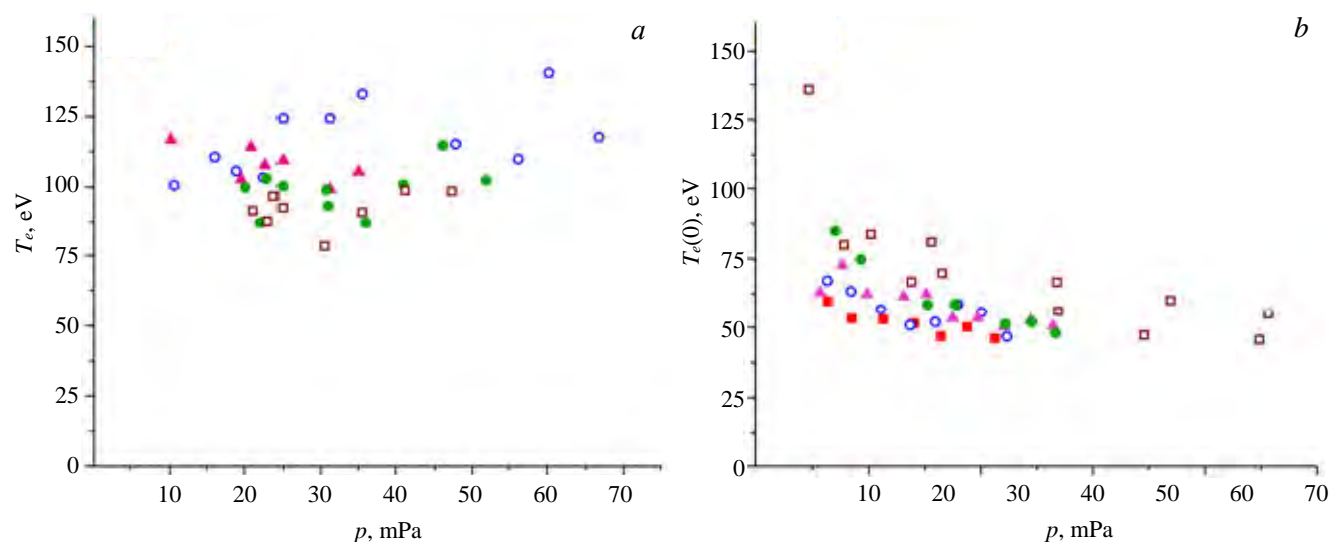


Fig. 13. Dependence of the central electron temperature on the pressure for different current drive voltages in hydrogen (a) and helium (b) discharges hydrogen: ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V

Fig. 13 shows that in hydrogen plasmas $T_e(0)$ is a factor of 1.5 larger due to larger $I_{\text{pl,max}}$. Helium plasma shows the systematic decay of the $I_{\text{pl,max}}$ with initial gas pressure, which is not the case for hydrogen plasma, where the dependence is not clear.

Electron temperature at the plasma edge. Edge electron temperature $T_e(a)$ was measured by electric probes. Fig. 14 shows time-traces of $T_e(a)$.

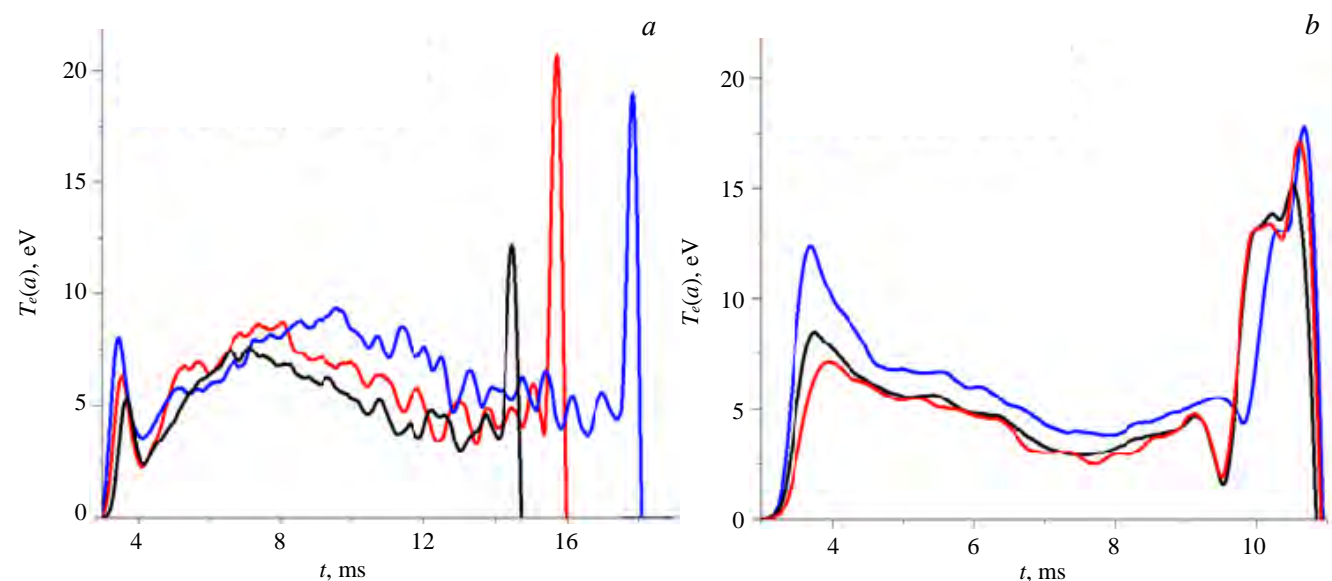


Fig. 14. Time evolution of the edge electron temperature for hydrogen: — № 33 067, $p = 65$, — № 33 065, $p = 56$, — № 33 075, $p = 31$ mPa, (a); helium plasmas: — № 33 023, $p = 68$, — № 33 022, $p = 55$, — № 33 020, $p = 31$ mPa (b), as measured by Langmuir probe for shots with $U_{\text{CD}} = 500$ V

The absolute values of the edge temperatures happen to be close for hydrogen and helium plasmas, having the range of several eV and pronounced dynamics during the discharge. Fig. 15 shows that the edge temperature depends on the current drive voltage.

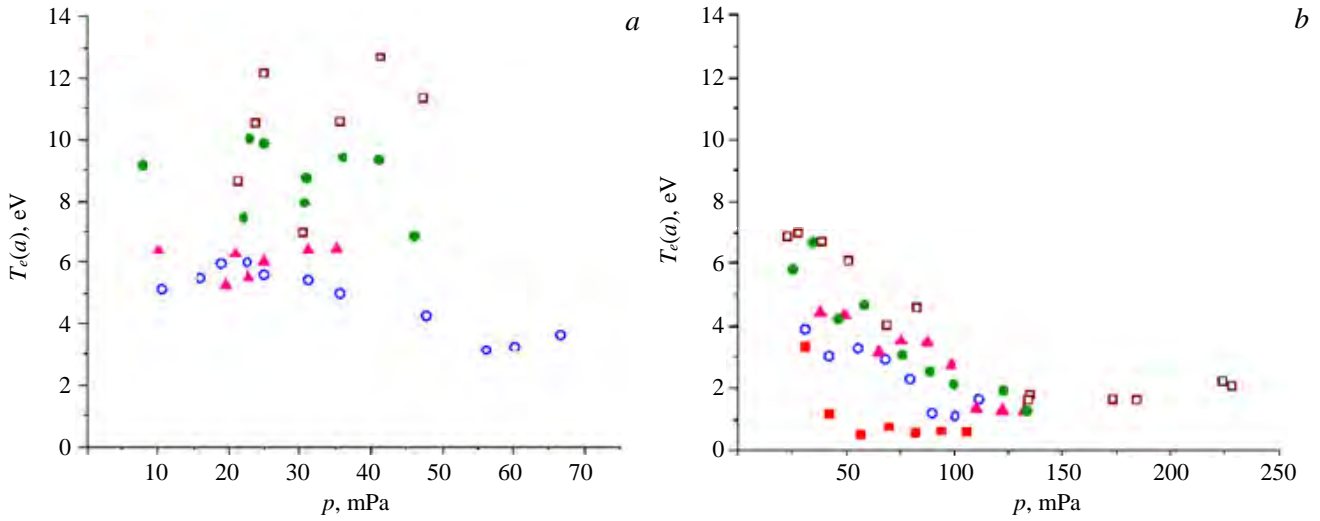


Fig. 15. Edge electron temperature dependencies on initial gas pressure and current drive voltage at the moment of maximum plasma current in (a) hydrogen (b) helium discharge: ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V

As far as helium mass is four times and charge is two times larger than hydrogen, radiative losses from helium plasma are larger. This explains the lower electron temperature in He plasmas compared to H in both core (see fig. 13) and edge (see fig. 15). The current drive voltage directly affects the plasma current. As GOLEM has only ohmic heating, the current (or U_{CD}) increase leads to an increase of the edge electron temperature, as shown in the fig. 15 and core electron temperature, as shown in the fig. 13.

Fig. 16 presents the edge electron temperature as a function of plasma current. The major trend is clear: the higher the current, the higher the edge electron temperature. This tendency is in line with the expectation for ohmically heated plasmas with a plasma current as the only source of thermal energy.

Interestingly, for the interval of current overlapping for hydrogen and helium plasmas ($4 \text{ kA} < I_{pl,max} < 5 \text{ kA}$), edge electron temperature for helium plasmas is substantially (for a factor of 2) higher, than for hydrogen plasmas.

Electron energy confinement time analysis.

The global energy confinement time τ_e is defined as

$$\tau_e = \frac{W_e}{P_{OH}} \text{ [s, J, W]}, \tag{7}$$

where $W_e = \int_{V_p} n_e T_e dV$ is the total energy in the plasma column of the volume $V_p = 2\pi^2 R a^2$.

Determination of W_e requires knowledge of radial profiles of $T_e(r)$ and $n_e(r)$, which are not measured at GOLEM. To describe scaling of τ_e on measurable quantities, in particular on the pressure of the gas $p = k_B n_e T_{gas}$ we are limiting n_e as for fully ionized plasma provided by injected gas with temperature T_{gas} . For hydrogen plasma the value should be multiplied by a factor of 2 because of dissociation $H_2 \rightarrow 2H$. We approximate $W_e = \frac{3}{8} T_e(0) n_e V_p$ (where 3/2 comes from degrees of freedom and 1/4 comes from

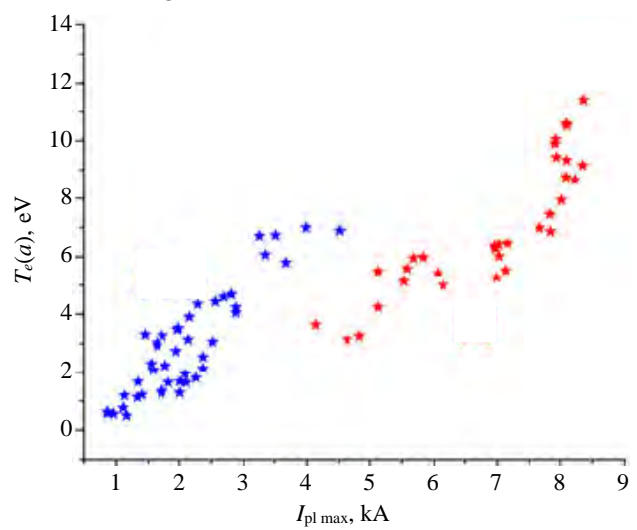


Fig. 16. Edge electron temperature versus maximum plasma current for all set of discharges with various current drive voltage U_{CD} . The edge electron temperatures were taken at the moment of maximum plasma current. Combined data for various U_{CD} : ■ — H, ■ — He

averaging $n_e T_e$) [29]. Therefore, the electron energy confinement τ_e^{exp} scales with the pressure as (a , $T_e(0)$ and U_{loop} are taken at the moment of $I_{\text{pl,max}}$):

$$\tau_e^{\text{exp}} = \frac{6\pi^2 R}{8k_B T_{\text{gas}}} \frac{a^2 T_e(0) p}{U_{\text{loop}} I_{\text{pl,max}}} \quad [\text{s}, \text{m}, \text{m}^2, \text{K}, \text{Pa}, \text{K}, \text{V}, \text{A}], \quad (8)$$

τ_e dependence on the gas pressure for helium and hydrogen plasmas is shown in fig. 17.

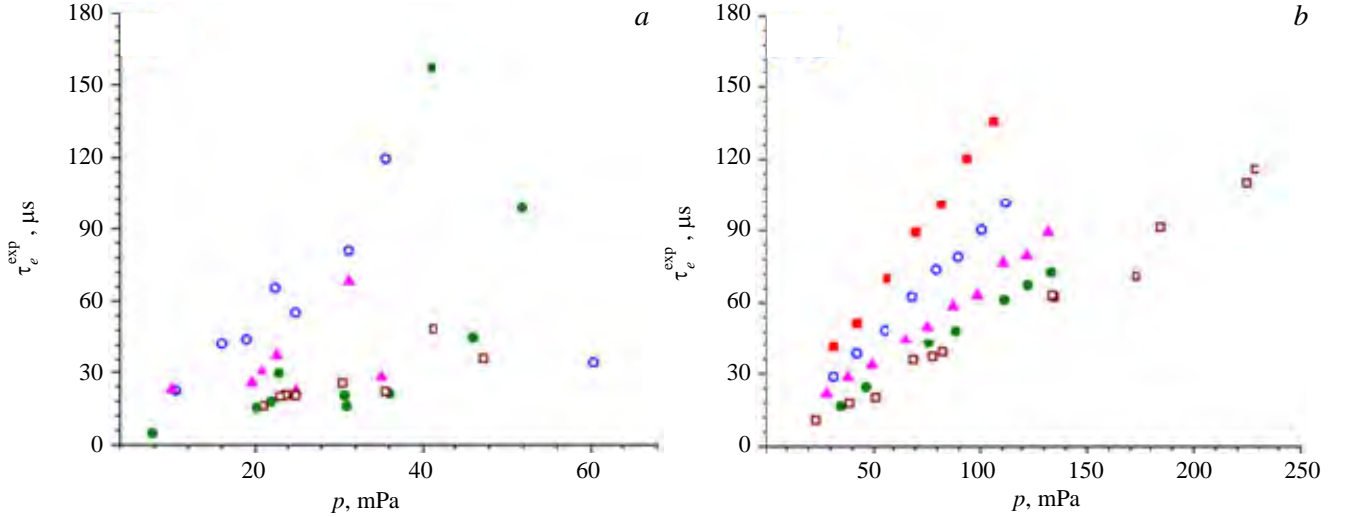


Fig. 17. Global electron energy confinement time versus initial gas pressure for hydrogen (a) and helium (b) discharges, U_{CD} : ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V

We observe a linear increase of τ_e with the pressure (density) in both cases. Decreasing of τ_e with increase of U_{CD} is clearly seen in helium shots, which implies a dependency on the plasma current.

It is interesting to compare our data with existing scaling of the global energy confinement time [30], where results from a number of experimental devices were compiled, and an overall scaling law for ohmically heated tokamaks was deduced:

$$\tau_e \sim n_e a^2 \sqrt{q} \quad [\text{s}, \text{m}^{-3}, \text{m}^2].$$

Alternatively, Neo-Alcator scaling was proposed [31]:

$$\tau_e = 1.92 \cdot 10^{-21} R^{2.04} a^{1.04} n_e \quad [\text{s}, \text{m}, \text{m}, \text{m}^{-3}]. \quad (9)$$

Scaling law of electron energy confinement time on GOLEM was found as [32]:

$$\tau_e^{\text{GOLEM}} = 3 \cdot 10^{-22} I_{\text{pl}}^{0.95} B_{\text{t}}^{0.31} P_{\text{OH}}^{-1.33} n_e^{1.04} \quad [\text{s}, \text{A}, \text{T}, \text{W}, \text{m}^{-3}]. \quad (10)$$

Fig. 18 shows that obtained regimes have about factor of 1.4 better confinement than prediction of the conventional GOLEM scaling for helium, while for hydrogen this factor is slightly lower, about 1.3. On the other

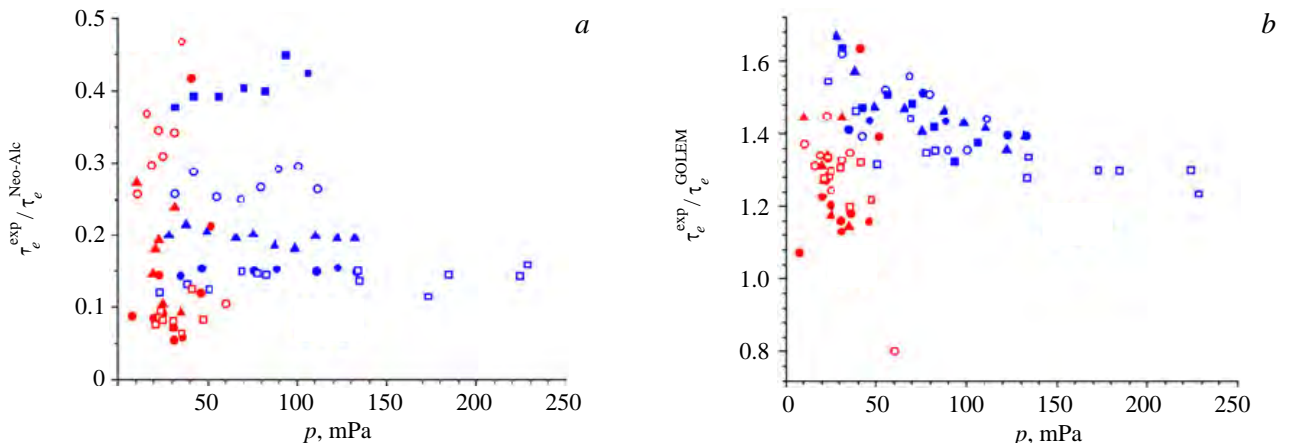


Fig. 18: Dependence of experimental and Neo-Alcator τ_e -scaling attitude (a) and experimental and GOLEM τ_e -scaling attitude dependence (b) on gas pressure, U_{CD} : ■ — 400, ○ — 500, ▲ — 600, ● — 700, □ — 750 V

hand, for both hydrogen and helium confinement on GOLEM is lower than prediction from Neo-Alcator scaling, based on the larger scale tokamaks.

Maximum available magnetic flux through the iron core transformer of GOLEM. The iron core transformer of GOLEM is designed to transport the maximum magnetic flux around $\Phi_{\max} = 120$ mWb [27]. The magnetic flux Φ through the central column of the GOLEM transformer can be calculated as the integral of the loop voltage

$$\Phi(t) = \int_0^t U_{\text{loop}}(\tau) d\tau \text{ [Wb, V, s]}.$$

An example of temporal evolution of the loop voltage and resulting magnetic flux $\Phi(t)$ is plotted in fig. 19. An excellent agreement is seen in the determination of the end of the discharge by the plasma current and by the magnetic flux.

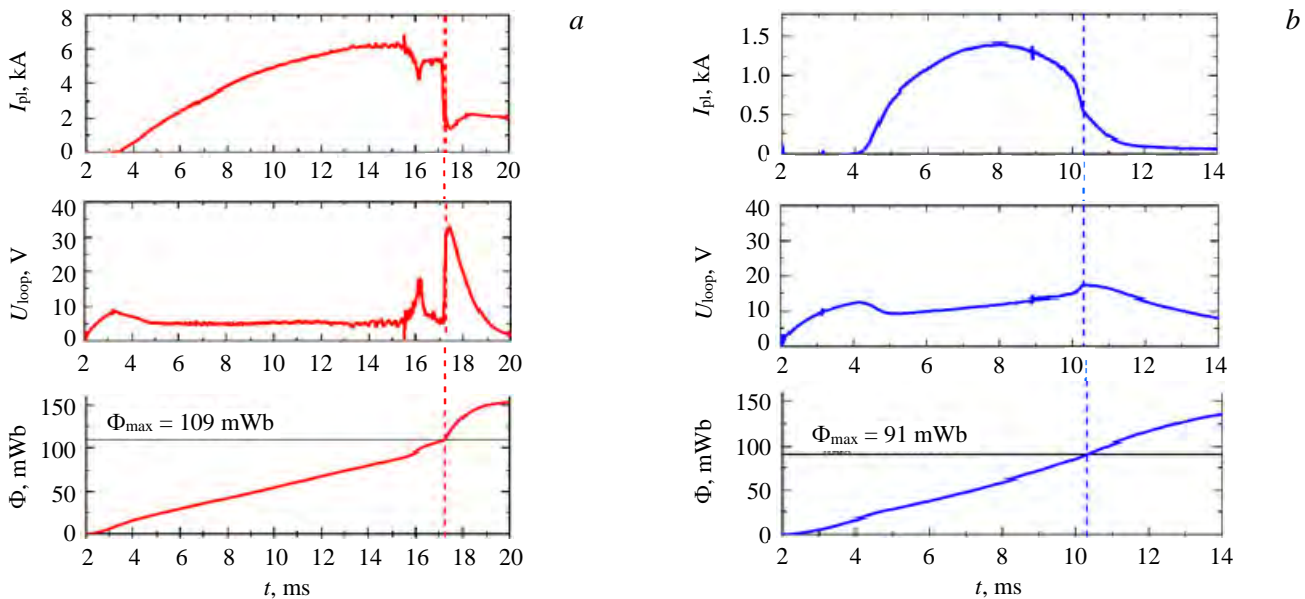


Fig. 19. Evolution of the plasma current, total magnetic flux and loop voltage for H- (№ 33 076) (a) and He-discharges (№ 33 026) (b) at $U_{\text{CD}} = 500$ V

It is evident that the duration is decreasing with the loop voltage during the plasma phase i.e., the lower loop voltage at the breakdown time is followed by a longer discharge. The loop voltage is proportional to the effective plasma charge Z_{eff} , which is higher for helium plasmas. This is the reason why the discharge duration T_{dis} in hydrogen plasmas is always longer than in helium ones. With a long vessel heating and glow discharge cleaning the discharge duration is always longer [21].

Note also that a noticeable magnetic flux (~20—25%) is already consumed before the breakdown, which shows an importance of optimization of the breakdown conditions for plasma performance.

Fig. 20 shows the magnetic flux limit of the GOLEM transformer, that is reached only at the highest U_{CD} , in particular in helium plasmas. On the other hand, the discharges at $U_{\text{CD}} \leq 500$ —600 V are not terminated by a maximum magnetic flux of the transformer, and therefore we have to look for another mechanism, limiting the discharge duration.

Termination of the discharge by shrinking of plasma column and the decrease of the edge safety

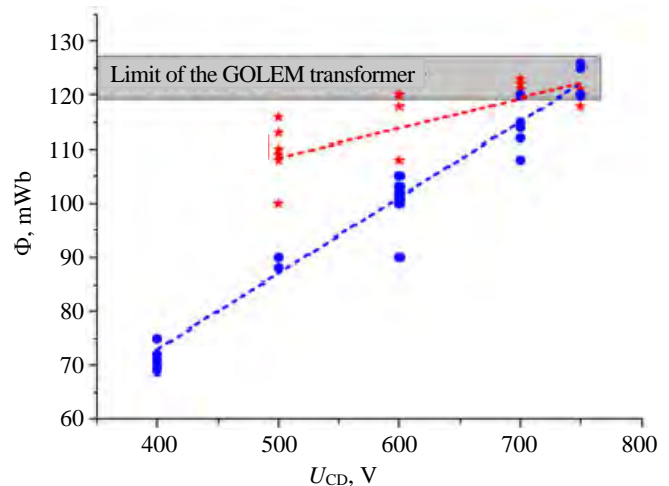


Fig. 20. Maximum magnetic flux versus the charging voltage in hydrogen (■) and helium (■) plasmas

factor. The edge safety factor $q(a)$ at the maximum plasma current is:

$$q(a) = \frac{a B_{t \max}}{R_0 B_{p \max}} \sim \frac{a^2 B_{t \max}}{R_0 I_{pl \max}}, \quad (11)$$

where $B_{t \max}$ is the toroidal magnetic field at the maximum of the plasma current, plasma minor radius is calculated using the data on the horizontal and vertical displacement. Comparison of the discharge termination process at approximately the same gas pressure and the same current drive voltage could be provided.

A possible reason for the discharge termination can be the formation of MHD-modes, which can lead to macroscopic instabilities preceding the breakdown. Because of these instabilities, which are noticed in the form of irregular oscillations and then drops in the plasma current, the duration of hydrogen discharges exhibits a kind of random nature due to the inaccuracy of determining the end of the discharge. On the contrary, no significant magnetic instabilities were observed in helium discharges.

Fig. 21 shows the development of a single breakdown of the plasma current, which led to the end of the discharge. This development of events is typical for high gas pressure.

Here it is possible to determine the value of the safety factor at the plasma boundary $q(a)$ at the moment of this instability. For hydrogen discharges, the minimum $q(a)$ is limited to 2, which indicates that sawtooth oscillations are observed, fig. 22.

At the maximum of reached plasma current in helium ($U_{CD} = 750$ V), as well as at the minimum of plasma current in hydrogen ($U_{CD} = 500$ V), some disturbances are observed, which can be identified with weak MHD-instability (fig. 23). Due to the in-

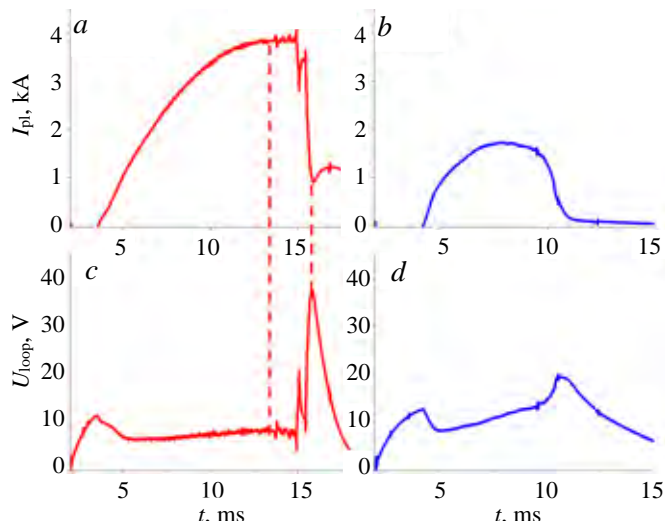


Fig. 21. Presence of macroscopic MHD-instability on loop voltage (a, b) and plasma current (c, d) in H- (# 33 066), $U_{CD} = 500$ V, $p = 48$ mPa (a, c) and absence in He-discharges (# 33 021), $U_{CD} = 500$ V, $p = 42$ mPa (c, d). Such fast oscillations indicate MHD-instabilities

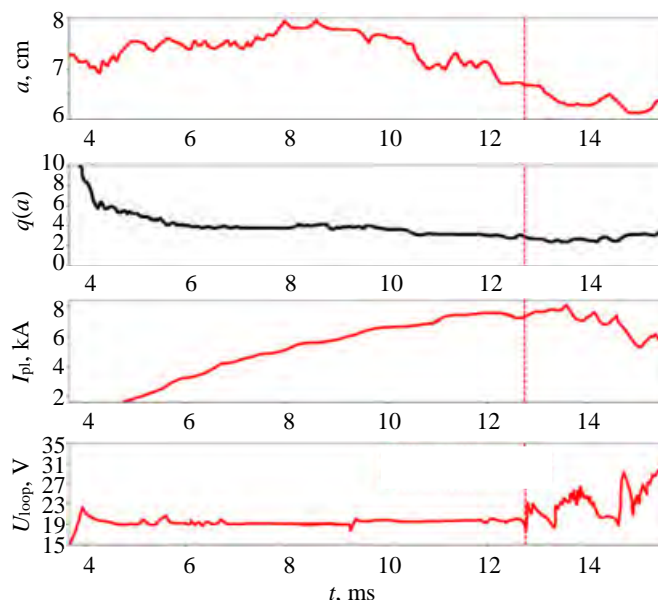


Fig. 22. Excitation of MHD-instability at the final stage of in hydrogen discharges, when edge safety factor approaches 2, № 33 093

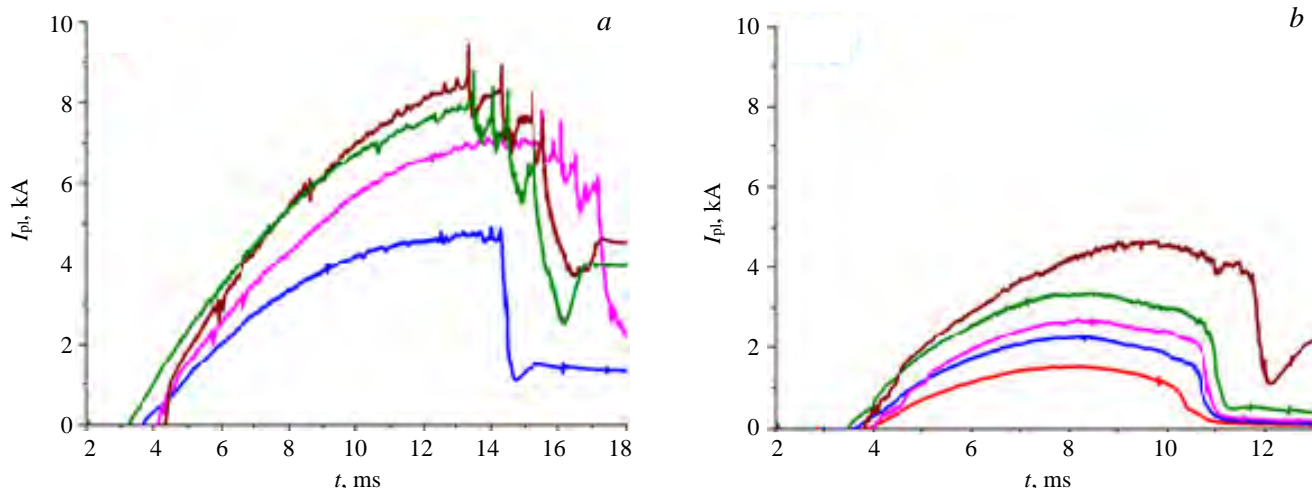


Fig. 23. Evolution of the plasma current in hydrogen (a) and helium (b) plasmas for several charging voltages U_{CD} : — 400, — 500, — 600, — 700, — 750 V

crease in the plasma current and the compression of the plasma column due to a displacement of its axis, the edge safety factor $q(a)$ falls below 2, which leads to the development of MHD-instability. For hydrogen, this effect is more notable than for helium. It seems that the helium discharge with the largest current drive is similar to the hydrogen discharge with the lowest.

Analysis of magnetic fluctuations measured by Mirnov Coils. Fast Fourier transform (FFT) technique was used to analyze magnetic oscillations. For the Fourier transform $\mathcal{F}(f)$ of the signals (time series) the power spectrum or power spectral density (PSD) is defined as: $P_{11}(f) = \mathcal{F}_1(f)\mathcal{F}_1^*(f)$ where the asterisk denotes a complex conjugate. For two different signals with $\mathcal{F}_1(f), \mathcal{F}_2(f)$ the cross-spectrum is defined as: $P_{12}(f) = \mathcal{F}_1(f)\mathcal{F}_2^*(f)$. In general, $P_{12}(f)$ is a complex function, so it may be presented as follows:

$$P_{12}(f) = |P_{12}(f)|e^{i\Phi_{12}(f)}, \tag{12}$$

where $|P_{12}(f)|$ is absolute value of cross-spectrum and $\Phi_{12}(f, t) = \arctg\left\{\frac{\text{Im}(P_{12})}{\text{Re}(P_{12})}\right\}$ is cross-phase between two signals.

The coherence between two signals is the normalized cross-spectrum [33]:

$$C_{12}(f) = \frac{|P_{12}(f)|}{\sqrt{P_{11}(f)P_{22}(f)}}. \tag{13}$$

An example of power spectrograms for magnetic signals of Mirnov Coils is shown in fig. 24 together with plasma current and loop voltage during whole discharge. Time-averaged PSD for chosen time periods is shown near each spectrogram. A coherent fluctuation of magnetic field with the maximum amplitude at $f \sim 25$ kHz is excited from 8 ms up to the appearance of plasma current oscillations at the final stage of the discharge around 13 ms.

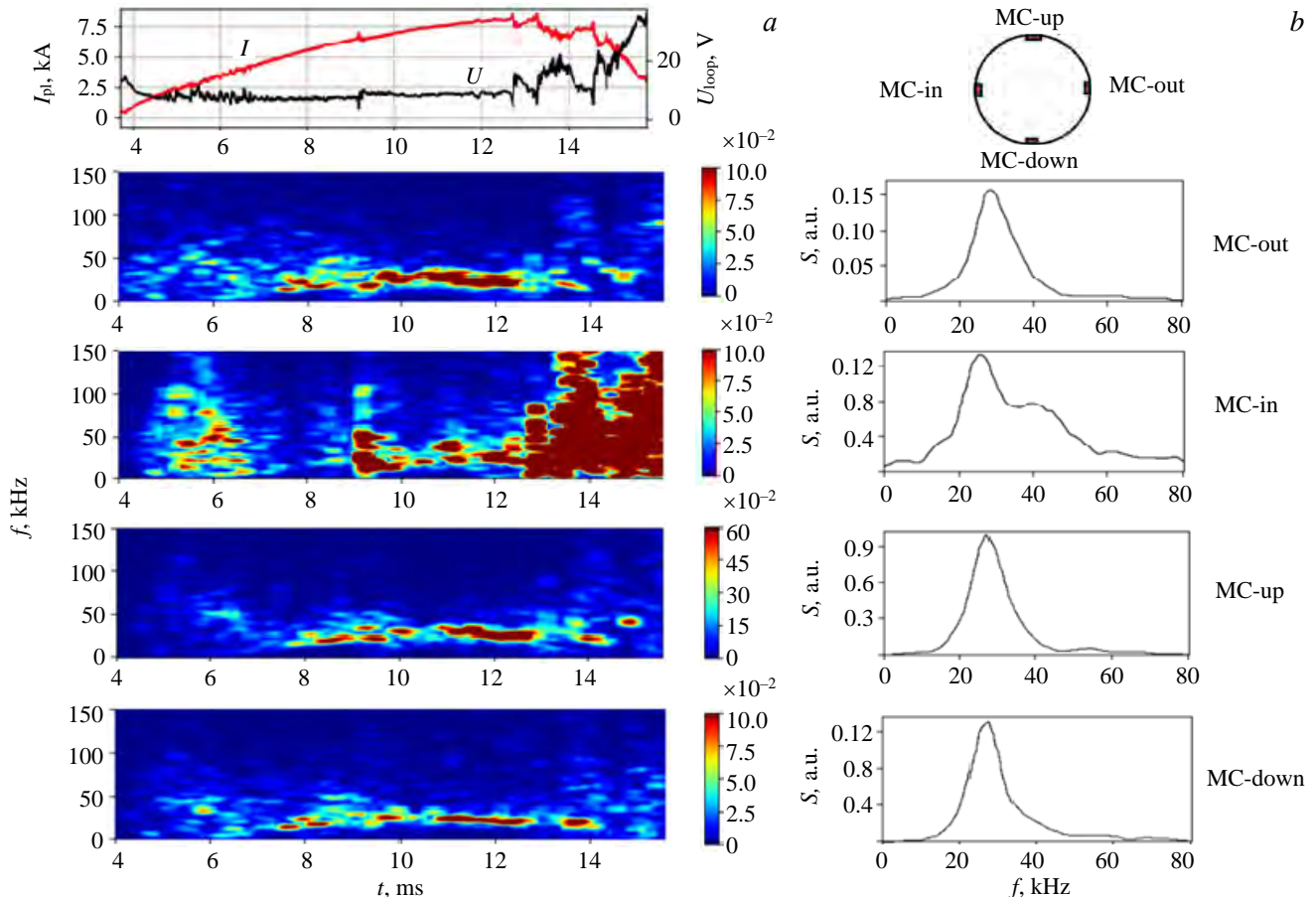


Fig. 24. Power spectrograms, H № 33 087 (a) and time-averaged (10 ms < t < 12.5 ms) power spectra (b) of the Mirnov Coil signals. Coherent magnetic fluctuation is excited in the range 20—40 kHz

However, the coil MC-in less clearly reproduces such coherent fluctuations, but shows some broadband turbulence at the final stage of the discharge. The results of cross-coherence between MC signals are shown in fig. 25.

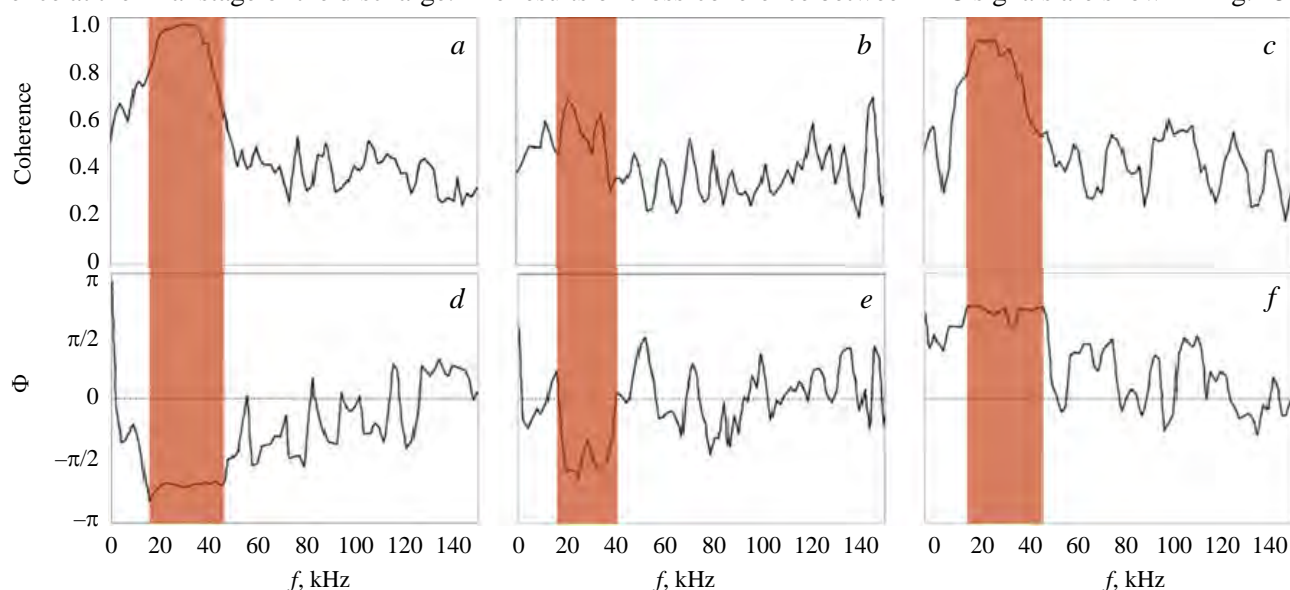


Fig. 25. Cross-coherence (*a*) and cross-phase (*b*) for shot № 33 087. Coherent magnetic fluctuation in the range 20—40 kHz has statistically valuable coherence and non-random cross-phase, time window: $10.0 < t < 12.5$, MC-out|MC-up — *a*, *d*; MC-out|MC-in — *b*, *e*; MC-out|MC-down — *c*, *f*

Top series of graphs shows high coherency at $f \sim 20$ —40 kHz for coil pairs MC-out|MC-up and MC-out|MC-down. The coherence MC-out|MC-in is lower, so only three signals MC-out, MC-up and MC-down were used for poloidal mode number m reconstruction. Cross-phases for each pair of coils represents phase for the second coil in the pair for zero phase in the first coil. Fig. 25 shows the following phases for signals (tab. 2).

Table 2. Phases for signals

Mirnov Coil	MC-out	MC-up	MC-in	MC-down
Phase	0	$-3\pi/4$	$-\pi$	$3\pi/4$
Poloidal angle	0	$\pi/2$	π	$-\pi/2$

That represents the poloidal mode number $m = 3$ for this instability.

In contrast to H-shots the He-shots show a sort of quasi-coherent fluctuations in the range 30—150 kHz, which present a hot topic for plasma research in the medium-size machines [34—36] as well as in small devices [37—39]. An example of spectrogram is shown in fig. 26. Figure shows the quiescent period in the phase of the

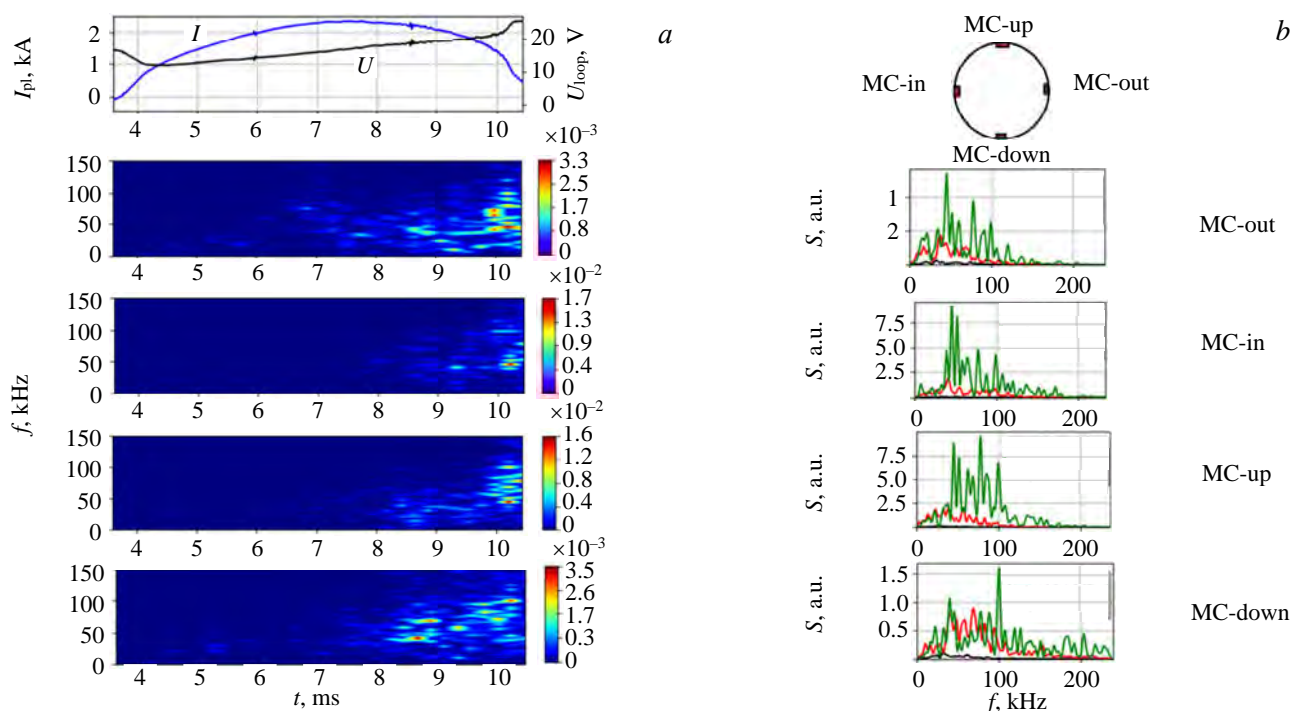


Fig. 26. Power spectrograms, H № 33 052 (*a*) and time-averaged power spectra, — — $3.6 < t < 8.0$; — — $8.0 < t < 10.0$; — — $10.0 < t < 10.4$; (*b*) of the Mirnov Coil signals. Quasi-coherent magnetic fluctuation is excited in the range 30—150 kHz

I_{pl} raise (3.6—8 ms), then an appearance of quasi-coherent fluctuations (red curves) in the phase of the I_{pl} decay, and further development of some broadband turbulence at the very end of the discharge (green curves), again, resembling the observations from the medium-size machine [40, 41].

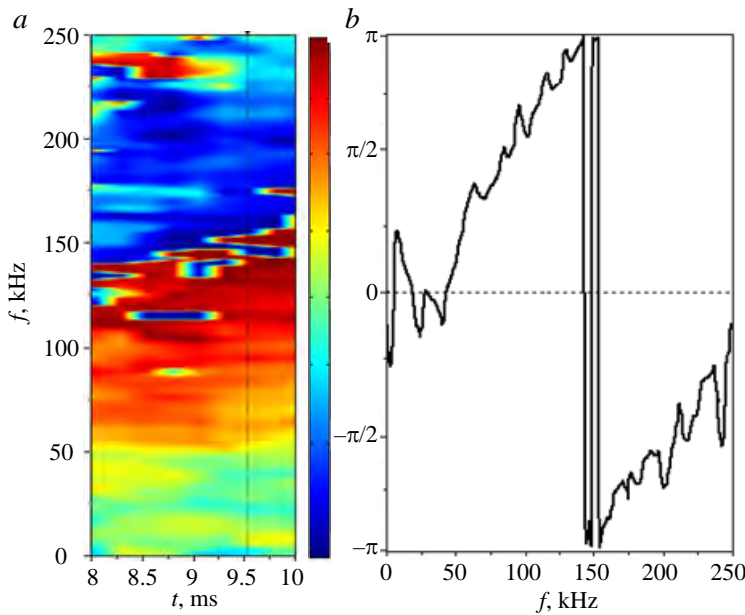


Fig. 27. Cross-phase spectrogram of MC-out|MC-down signals (a) and cross-phase spectrum for $t = 9.51$ ms (b), shot № 33 052

The analysis of the MC data gives the systematic structure of the cross-phase versus frequency in the stage of the I_{pl} decay ($8 \text{ ms} < t < 10 \text{ ms}$), as shown in the cross-phase spectrogram in fig. 27, a. The cross-phase dependence on frequency shown in fig. 27, b has a linear character. It resembles the direct propagation of broadband ($0 < f < 250 \text{ kHz}$) magnetic perturbation from one probe to another one with a finite velocity. Remarkably, the cross-phase passes through π at 150 kHz and then continue the linear coupling. Note that the increase of the frequency, that passes π , from 120 kHz to 150 kHz indicates the increase in the turbulence rotation during considered time interval.

for broadband magnetic turbulence in typical hydrogen and helium discharges. It shows the coherent magnetic mode with the maximum amplitude at $f \sim 25 \text{ kHz}$ in hydrogen, see fig. 26, contrasting with a systematic linear-like structure along the line, starting from the origin (0, 0). The latter indicates the direct propagation of broadband ($0 < f < 250 \text{ kHz}$) magnetic perturbation from one probe to another one. This poloidal propagation might be considered as a poloidal magnetic turbulence rotation with a finite velocity [42].

Fig. 28 shows two-dimensional frequency-cross-phase power spectra $S(\Phi, f)$

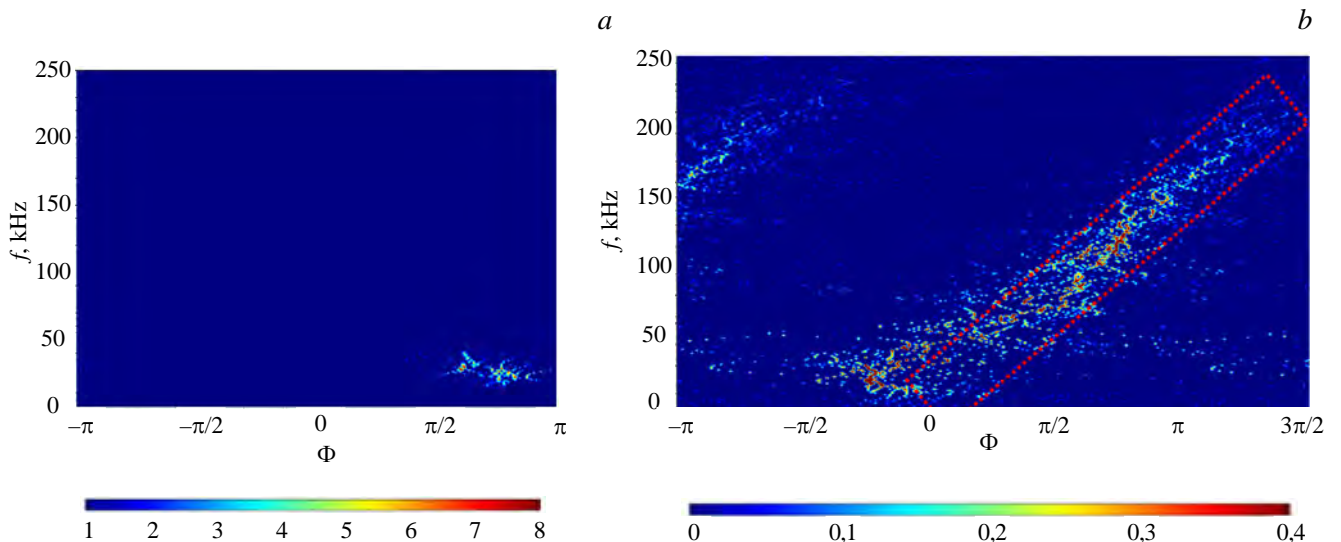


Fig. 28. Two-dimensional power spectra $S(\Phi, f)$ for broadband magnetic turbulence in typical hydrogen, № 33 087 (a) and helium, № 33 012 (b) discharge

Long-range correlations of the edge plasma fluctuations. Long-range correlations indicate any type of global mode of plasma oscillations including Geodesic Acoustic Modes [43]. Electric and magnetic probes in the GOLEM tokamak are located at a distance of a quarter of a torus and at different poloidal angles (see fig. 1).

Analysis of the coherence and cross-phases between the magnetic oscillations measured by Mirnov Coils and the floating potential oscillations measured by Langmuir probe is shown in fig. 29 and presents a mode with a frequency about 20—40 kHz, clearly visible on all four MCs, in most of hydrogen shots, as coherent magnetic fluctuation (see fig. 24, 25). These fluctuation is observed in the quiet stage of the discharge, when the plasma current has not yet reached its maximum and the quenching instabilities typical of a hydrogen discharge have not yet been excited. It should be mentioned that the long-range correlations sometimes occur in a more extended frequency range (20—60 kHz).

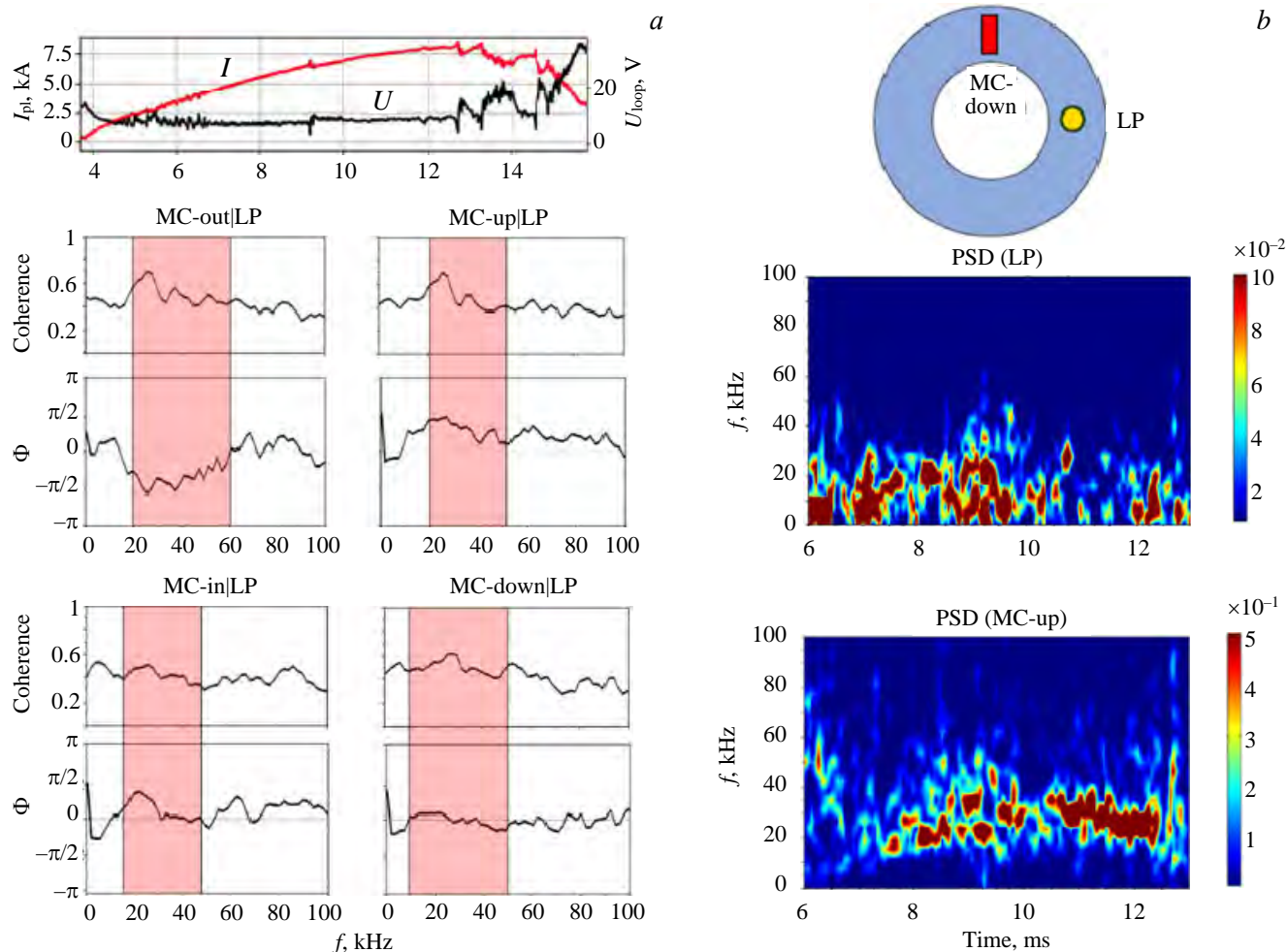


Fig. 29. Observation of the long-range correlation for coherent magnetic oscillations. Coherence and cross-phase between plasma potential by Langmuir probe and magnetic oscillations by Mirnov coils (a) averaged over $6 \text{ ms} < t < 13 \text{ ms}$. The long-range coherence in the range 20—60 kHz exceeds the confidence level of 0.3. Power spectral density of Langmuir probe and one of MCs signals (b), H № 33 087

In contrast to a hydrogen discharge, a helium discharge develops without any noticeable long-range correlations.

SUMMARY

Experiments have shown that with the same preset discharge parameters (gas pressure, current drive voltage, magnetic field, etc.) plasma scenarios in hydrogen and in helium in GOLEM are radically different. In hydrogen plasma magnetic instabilities usually occur near the maximum plasma current, that lead to the disruption and plasma termination, while the helium plasma quietly extinguishes by itself due to the exhaust of the magnetic flux in the primary winding of tokamak transformer.

The main links between the plasma discharge parameters were confirmed: the discharge duration and electron temperature increase with plasma current, which in turn increases with gas pressure. In addition, electron energy confinement time exceeds τ_e scaling for GOLEM by a factor of 1.4. It is shown that there is a range of

pressure and voltage parameters of the current drive, where the main parameters of the discharge (edge and central electron temperatures, plasma current) are similar for both gases. However, on the whole, it can be concluded that the discharge energy in helium is lower than in hydrogen. However, it can be concluded that the absorption of the ohmic power is somewhat worse, because of this, in general, the parameters of helium discharges are lower than in hydrogen.

The presence of long-range toroidal/poloidal correlations between electric potential and magnetic perturbation was observed and the existence of broadband magnetic turbulence was demonstrated for the first time.

ACKNOWLEDGEMENTS

Authors would like to thank Ruslan Begishev, Mikhail Gorbun and Nikita Vadimov for participating in the experiments. GOLEM operation is supported by IAEA research contract F13019 «Network of Small and Medium Size Magnetic Confinement Fusion Devices for Fusion Research». MHD turbulence and long-range correlation studies were supported by Russian Science Foundation, project 19-12-00312.

REFERENCES

1. **Manas P., Angioni C., Kappatou A. et al.** The confinement of helium tokamak plasmas, impact of electron heating, turbulent transport and zonal flows. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, p. 014002.
2. **Waltz R.E., Dewar R.L., Garbet X.** Theory and simulation of rotational shear stabilization of turbulence. — *Phys. Plasmas*, 1998, vol. 5, p. 1784.
3. **Van Oost G., Bulanin V.V., Donné A.J.H. et al.** Multi-machine studies of the role of turbulence and electric fields in the establishment of improved confinement in tokamak plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2007, vol. 49, p. A29—A44.
4. **Nakata M., Nunami M., Sugama H.** Multi-machine studies of the role of turbulence and electric fields in the establishment of improved confinement in tokamak plasmas. — *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 118, p. 165002.
5. **Gryaznevich M., Van Oost G., Peleman P. et al.** Results of Joint Experiments and other IAEA activities on research using small tokamaks. — *Nucl. Fusion*, 2009, vol. 49, p. 104026.
6. **Van Oost G., Adámek J., Antoni V. et al.** Turbulent transport reduction by $E \times B$ velocity shear during edge plasma biasing: recent experimental results. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2003, vol. 45, p. 621—643.
7. **Gryaznevich M. et al.** Characteristics of the core and edge plasma turbulence in small Tokamaks. — *Iranian Physical J.*, 2008, vol. 2—3, p. 1—7.
8. **Gryaznevich M.P., Stöckel J., Van Oost G. et al.** Contribution of joint experiments on small tokamaks in the framework of IAEA Coordinated Research Projects to mainstream Fusion Research. — *Plasma Sci. Technol.*, 2020, vol. 22, p. 055102.
9. **Van Oost G., Gryaznevich M., Del Bosco E. et al.** Joint experiments on the tokamaks CASTOR and T-10. — *AIP Conf. Proc.*, 2008, vol. 996, p. 24.
10. **Van Oost G., Gunn J.P., Melnikov A. et al.** The role of radial electric fields in the tokamaks TEXTOR-94, CASTOR, and T-10. — *Czechoslovak J. of Physics*, 2001, vol. 51 (10), p. 957—975.
11. **Gryaznevich M., Van Oost G., Stöckel J. et al.** Contribution to fusion research from IAEA Coordinated Research Projects and Joint Experiments. — *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, p. 104019.
12. **Fujisawa A. et al.** Experimental progress on zonal flow physics in toroidal plasmas. — *Nucl. Fusion*, 2007, vol. 47, p. S718.
13. **Melnikov A.V. et al.** Investigation of the plasma potential oscillations in the range of geodesic acoustic mode frequencies by heavy ion beam probing in tokamaks. — *Czech. J. Phys.*, 2005, vol. 55, p. 349.
14. **Melnikov A.V. et al.** Correlation properties of geodesic acoustic modes in the T-10 tokamak. — *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2015, vol. 591, p. 012003.
15. **Melnikov A.V. et al.** Investigation of geodesic acoustic mode oscillations in the T-10 tokamak. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2006, vol. 48, p. S87.
16. **Fujisawa A. et al.** Identification of zonal flows in a toroidal plasma. — *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 93, p. 65002.
17. **Alonso J.A. et al.** Observation of oscillatory radial electric field relaxation in a helical plasma. — *Phys. Rev. Lett.*, 2017, vol. 118, p. 185002.
18. **Melnikov A.V. et al.** Heavy ion beam probing — diagnostics to study potential and turbulence in toroidal plasmas. — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, p. 072004.
19. **Melnikov A.V. et al.** ECRH effect on the electric potential and turbulence in the TJ-II stellarator and T-10 tokamak plasmas. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2018, vol. 60, p. 084008.
20. **Svoboda V., Zhekova M., Dimitrova M., Marinova P., Podolnik A., Stockel J.** Operational Domain in hydrogen plasmas on the GOLEM tokamak. — *J. of Fusion Energy*, 2019, vol. 38, p. 253—261.
21. **Svoboda V. et al.** Operational Domain in Hydrogen Plasmas on the GOLEM Tokamak. — *J. of Fusion Energy*, 2019, vol. 38, p. 253—261.

22. **Svoboda V., Huang B., Mlynar J. et al.** Multi-mode remote participation on the GOLEM tokamak. — Fusion Eng. Des., 2011, vol. 86, p. 1310—1314.
23. **Hutchinson I.H.** Principles of plasma diagnostics. — New York: Cambridge University Press, 1987. 440 p.
24. **Mirnov S.V.** A probe method for measuring the displacement of the current channel in cylindrical and toroidal discharge vessels. — J. Nucl. Energy. Part C Plasma Phys., 1965, vol. 7, p. 325.
25. **Adámek J. et al.** Diagnostics of magnetized low temperature plasma by ball-pen probe. — Nukleonika, 2012, vol. 57(2), p. 297—300.
26. **Mácha P.** Měření základních parametrů okrajového plazmatu pomocí kombinované ball-pen a Langmuirovy sondy na tokamaku GOLEM. — Bachelor Thesis.
27. **Valovic M.** Convective losses during current initiation in tokamaks. — Nuclear Fusion, 1987, vol. 27, p. 599.
28. **Lloyd B., Carolan P.G., Warrick C.D.** ECRH-assisted start-up in ITER. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1996, vol. 38 (9), p. 1627.
29. **Brotankova J., Dthesis Ph.** <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Library/GOLEM/PhDthesis/JanaBrotankovaPhDthesis.pdf>.
30. **Goldston R.J.** Energy confinement scaling in tokamaks: some implications of recent experiments with ohmic and strong auxiliary heating PPLR. 1984. <https://www.osti.gov/servlets/purl/5208115>.
31. **Parker R.R., Greenwald M., Luckhardt S.C., Marmor E.S., Porkolab M., Wolfe S.M.** Progress in tokamak research at mit. 1985. https://dspace.mit.edu/bitstream/handle/1721.1/94844/85ja014_full.pdf?sequence=1.
32. **Hillaret J.** <https://clck.ru/ScMwn> (golem/wiki/scaling.png).
33. **Smith D.E., Powers E.J., Caldwell G.S.** Fast-fourier-transform spectral-analysis techniques as a plasma fluctuation diagnostic tool. — IEEE Trans. on Plasma Sci., 1974, vol. 2 (4), p. 261—272.
34. **Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Soldatov S.V. et al.** Summary of experimental core turbulence characteristics in ohmic and electron cyclotron resonance heated discharges in T-10 tokamak plasmas. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45 (10), S203—S226.
35. **Drabinskiy M.A., Eliseev L.G., Khabanov P.O. et al.** Radial structure of quasi-coherent mode in ohmic plasma of the T-10 tokamak. — J. of Phys.: Conf. Series, 2019, vol. 1383, p. 012004.
36. **Kramer-Flecken A. et al.** Turbulence studies with means of reflectometry at TEXTOR. — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, p. 1143.
37. **Kuznetsov Yu.K., Nascimento I.C., Silva C. et al.** Long-distance correlations in TCABR biasing experiments. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 063004.
38. **Malaquias A., Henriques R.B., Nedzelsky I.S.** Inversion methods for the measurements of mhd-like density fluctuations by heavy ion beam diagnostic. — J. of Instr., 2015, vol. 10 (09), p. 09024.
39. **Melnikov A.V., Markovic T., Eliseev L.G. et al.** Quasicoherent modes in the COMPASS tokamak. — Plasma Phys. and Control. Fusion, 2015, vol. 57, p. 065006.
40. **Vershkov V.A., Shelukhin D.A., Subbotin G.F. et al.** Density fluctuations as an intrinsic mechanism of pressure profile formation. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 063014.
41. **Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F. et al.** 3D structure of density fluctuations in the T-10 tokamak and new approach for current profile estimation. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59 (6), p. 066021.
42. **Eliseev L., Melnikov A., Perfilov S. et al.** Two point correlation technique for the measurements of poloidal plasma rotation by heavy ion beam probe. — Plasma and Fusion Research, 2012, vol. 7, p. 2402064.
43. **Basu D. et al.** Geodesic acoustic mode (GAM) like oscillations and RMP effect in the STOR-M tokamak. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, p. 024001.



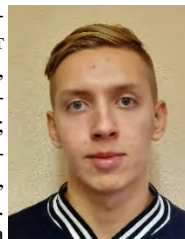
Георгий Александрович Саранча, аспирант; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

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

970107@bk.ru



Иван Александрович Емекеев, студент; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

emekeev.ia@phystech.edu



Станислав Алексеевич Ганин, аспирант, инженер; НИЯУ «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

stas.ganin.97@mail.ru



Даниэла Кропачкова, бакалавр; бакалавриат Чешского технического университета в Праге, Бржехова 7, 115 19 Прага 1, Чешская Республика

DaniKropack@seznam.cz



Иван Сергеевич Кудашев, аспирант; НИЯУ «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

wave880@gmail.com



kulagin.vladimir.1@yandex.ru

Владимир Владимирович Кулагин, аспирант, инженер; НИЯУ «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



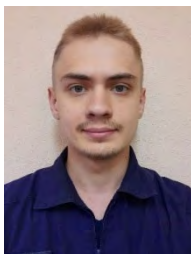
martina.lauerova@gmail.com

Мартина Лауэрова; Международный бакалавриат, гимназия «Nový PORG», 14200, Прага 4, Под Крчским лесем 1300/25, Чешская республика



Melnikov_07@yahoo.com

Александр Владимирович Мельников, заместитель руководителя отделения, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, четырежды лауреат премии им. И.В. Курчатова, лауреат премии Л.А. Арцимовича РАН; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИЯУ «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия



krohalev.od@phystech.edu

Олег Дмитриевич Крохалев, магистрант; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



stockel@ipp.cas.cz

Ян Штокель, д. техн. н., заслуженный специалист в области физики замагнитенной плазмы; Чешский технический университет в Праге, Бржехова 7, 115 19 Прага 1, Чешская Республика



Vojtech.Svoboda@jfi.cvut.cz

Войтех Свобода, с.н.с., руководитель лаборатории токамака GOLEM; Чешский технический университет в Праге, Бржехова 7, 115 19 Прага 1, Чешская Республика

Никита Сергеевич Сергеев, аспирант; НИЯУ «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; лаборант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
nickbebeskis@gmail.com

Статья поступила в редакцию 1 августа 2021 г.
После доработки 28 августа 2021 г.
Принята к публикации 28 сентября 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 92—110.

УДК 538.945

НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ВВОДЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

*В.Р. Романовский**НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Обсуждается проблема стабильности переменного тока, вводимого в высокотемпературный сверхпроводник при его неинтенсивном охлаждении. Условия возникновения неустойчивости сформулированы в зависимости от взаимосвязанного изменения его электродинамического состояния с температурой. Показано, что перед возникновением неустойчивых состояний пиковые значения напряжённости электрического поля, тока и температуры сверхпроводника оказываются выше соответствующих значений, которые определяют теплоэлектродинамическую границу устойчивости токов, постоянно протекающих по сверхпроводнику (так называемых токов срыва). Установлено, что при вводе в сверхпроводник переменного тока может происходить интенсивная стабильная диссипация энергии, которая не учитывается в существующей теории потерь. Данные устойчивые режимы могут быть определены как перегруженные режимы. Проведённый анализ показывает, что существуют характерные времена, определяющие временные интервалы стабильного существования переменного тока в перегруженном режиме. Сформулированы основные теплоэлектродинамические механизмы их существования. Они объясняют наличие высоких значений стабильного перегрева сверхпроводника и индуцированного электрического поля перед возникновением неустойчивости при вводе переменного тока. Существование стабильных перегруженных режимов значительно расширяет рамки практического использования высокотемпературных сверхпроводников.

Ключевые слова: сверхпроводник, транспортный ток, вольт-амперная характеристика, тепловая стабильность.

INSTABILITIES IN TECHNICAL SUPERCONDUCTORS DURING AC CHARGING

*V.R. Romanovskii**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The problem of stability of an alternating current introduced into a high-temperature superconductor under conditions of its non-intensive cooling is studied. The conditions for the occurrence of current instability during the input of a current that changes in time according to a sinusoidal law are studied depending on the change in its electrodynamic state with temperature. It is shown that before the appearance of unstable states, the peak values of the electric field strength, current, and temperature of the superconductor are higher than the corresponding values that determine the thermal-electrodynamic boundary of the stability of currents constantly flowing through the superconductor. It is established that in superconductors with a stable input of alternating current, an intense stable energy dissipation occurs, which is not taken into account in the existing theory of losses. These stable modes can be defined as overloaded modes. The analysis shows that there are characteristic times that determine the time intervals of the stable existence of the alternating current in the overloaded mode. The main thermal-electrodynamic mechanisms of their existence are formulated. They explain the presence of high values of stable superconductor overheating and the induced electric field before the occurrence of instability of the input alternating current. The existence of stable overloaded modes significantly expands the scope of practical use of high-temperature superconductors.

Key words: superconductor, transport current, volt-ampere characteristic, thermal stability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-111-116

ВВЕДЕНИЕ

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают высокими критическими свойствами и, в первую очередь, высоким критическим магнитным полем. Поэтому развиваются новые магнитные технологии, позволяющие достигать мегавысоких магнитных полей [1—3]. В настоящее время для исследования свойств материалов возможно использование статических магнитных полей свыше 20 Тл. В частности, для создания статического магнитного поля в 23 Тл вполне достаточно безкриогенного (так называемого cryogen-free) сверхпроводящего магнита [4].

Одной из особенностей ВТСП-магнитов является возможное существование устойчивых токовых режимов, которые могут быть закритическими, когда допустимое электрическое поле и введённый ток превышают априори заданные критическое электрическое поле и критический ток. Наличие закритических режимов показывает, что предельная пропускная способность ВТСП по току не подтверждается условно заданными «критическими» параметрами ВТСП, которые, тем самым, не имеют физического смысла [5, 6]. Кроме того, известно, что режимы работы ВТСП могут быть стабильными при импульсных перегрузках по току или при вводе переменного тока, когда пиковый рабочий ток может быть зна-

чительно больше критического тока сверхпроводника [7—10]. В данной работе сформулированы основные теплоэлектродинамические механизмы, лежащие в основе формирования устойчивых перегруженных режимов переменного тока, вводимого в ВТСП.

МОДЕЛЬ

Как и в классической работе [11], рассмотрим проблему ввода переменного тока в бесконечно длинную сверхпроводящую пластину ($-a < x < a$, $-b < y < b$, $-\infty < z < \infty$, $b \gg a$) при её неинтенсивных условиях охлаждения, которые возникают внутри сверхпроводящих магнитов с плотной обмоткой, когда между витками имеет место косвенный теплообмен. Пусть она будет помещена в постоянное внешнее магнитное поле, параллельное его поверхности в направлении оси y , которое полностью заполнило его поперечное сечение S ($S = 4ab$). Предположим, что ток вводится в направлении оси y и изменяется во времени по синусоидальному закону с пиковым значением I_m , а его собственное магнитное поле пренебрежимо меньше, чем внешнее магнитное поле. В общем случае для понимания механизмов формирования стабильных перегруженных режимов переменного тока и их разрушения следует использовать трёхмерную нестационарную модель. Для того чтобы не проводить громоздких вычислений, анализ формирования стабильных перегруженных режимов будем основывать на предположении, что температура и электрическое поле распределены равномерно по сечению сверхпроводника, т.е. воспользуемся так называемым нуль-мерным приближением. Оно позволяет использовать упрощённое уравнение теплового баланса, принимая во внимание соответствующее изменение тока в сверхпроводнике. Предположим также, что изменение продольного магнитного поля пренебрежимо мало, теплообмен между сверхпроводником и хладагентом происходит при постоянном коэффициенте теплопередачи, вольт-амперная характеристика сверхпроводника описывается степенным уравнением, в котором зависимость критического тока от температуры аппроксимируется линейной зависимостью.

В рамках данных допущений мгновенные изменения температуры и электрического поля в ВТСП зависят только от изменения тока со временем. Поэтому следующая система уравнений

$$C(T)dT/dt = -h(T - T_0)/a + E(t)I(t)/S, \quad T(0) = T_0; \quad (1)$$

$$E(t) = E_c [I(t)/(J_c S)]^n, \quad J_c(T) = J_{c0} (T_{cb} - T)/(T_{cb} - T_0), \quad I(t) = I_m \sin 2\pi f t \quad (2)$$

может быть использована для описания эволюции теплового и электрического состояний сверхпроводника при вводе переменного тока. Здесь C — удельная теплоёмкость ВТСП; I — вводимый ток; E_c — условно заданная критическая напряжённость электрического поля, используемая для определения критической плотности тока J_c ; n — показатель нарастания вольт-амперной характеристики; h — коэффициент теплопередачи; f — частота изменения вводимого тока.

В проводимом далее анализе в качестве сверхпроводящего материала рассматривался $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. В этом случае критическая плотность тока J_{c0} и критическая температура T_{cb} принимались равными $J_{c0} = 1,52 \cdot 10^4$ А/см² и $T_{cb} = 26,12$ К согласно результатам, представленным в [11] для ленты $\text{Ag}/\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, которые были получены при $E_c = 10^{-6}$ В/см, $T_0 = 4,2$ К и фоновом магнитном поле $B = 10$ Тл. Температурная зависимость теплоёмкости $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ была рассчитана как и в [12]. Соответственно исследование проводилось для следующих параметров: $n = 10$, $a = 10^{-3}$ см, $b = 10^{-2}$ см, $T_0 = 4,2$ К. В этом случае критический ток сверхпроводника и ток разрушения сверхпроводимости (ток срыва) равны $I_c = 0,61$ А и $I_q = 0,87$ А соответственно. Соответствующие значения электрического поля и температуры перед тепловым срывом ввода тока равны $E_q = 9 \cdot 10^{-5}$ В/см, $T_q = 6,16$ К. Данные параметры разрушения сверхпроводимости током, вводимым с постоянной скоростью, вытекают из результатов, представленных в [12]. Коэффициент теплоотдачи, как и в [13], принимался равным $h = 10^{-3}$ Вт·см⁻²·К⁻¹. Он соответствует условиям косвенного охлаждения, которые наблюдаются в плотных обмотках [1—3].

РЕЗУЛЬТАТЫ

Кривые 1 и 2 на рис. 1 соответствуют неустойчивой эволюции электрического поля и температуры сверхпроводника при вводе в него переменного тока. Видно, что нестабильные режимы переменного тока могут существовать как при вводе, так и выводе тока. Кривые 3—5 на рис. 1 описывают устойчивую эволюцию электрического поля и температуры. Они имеют характерный вид, который наблюдается в экспериментах. Видно, что при таких стабильных токовых нагрузках существуют высокие максимальные значения напряжённости электрического поля $|E_{\max}|$ и температуры T_{\max} , когда пиковый ток I_m больше не только критического тока I_c , но и тока срыва I_q . Соответственно пиковое значение наведённого электрического поля во много раз превышает априорно выбранное критическое значение электрического поля, а перегрев практически равен около 7 К в случае, когда неинтенсивно охлаждаемый сверхпроводник не имеет стабилизирующей матрицы. Однако при таких токовых перегрузках сверхпроводящие свойства не разрушаются.

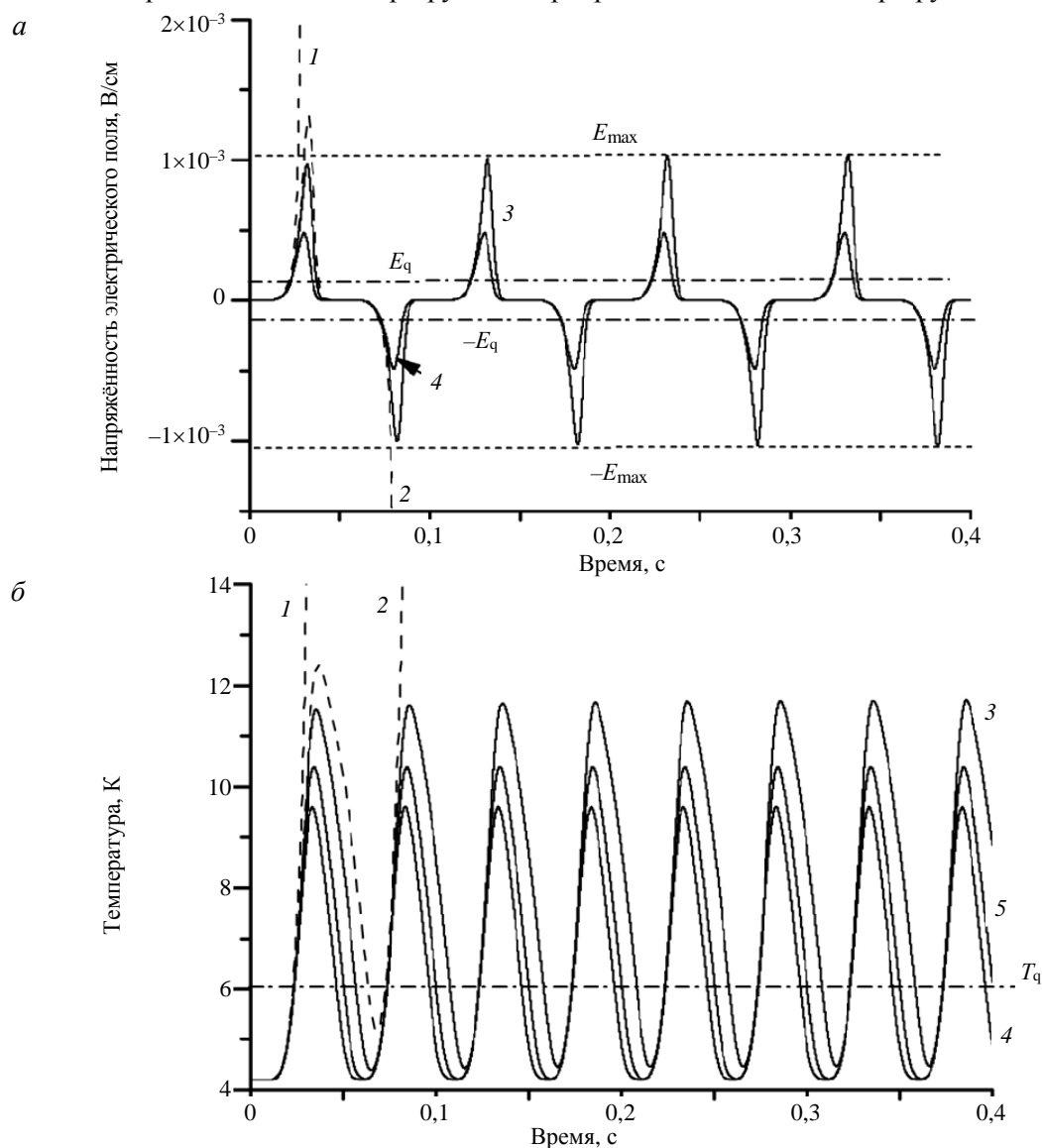


Рис. 1. Изменение во времени напряжённости электрического поля (а) и температуры сверхпроводника (б) при различных пиковых значениях вводимого тока и $f = 10$ Гц: 1 — $I_m = 0,95$ А; 2 — $I_m = 0,94$ А; 3 — $I_m = 0,939$ А; 4 — $I_m = 0,935$ А; 5 — $I_m = 0,937$ А

В целом результаты, представленные на рис. 1, показывают, что изменение температуры или электрического поля в сверхпроводнике во время ввода переменного тока принимает форму, типичную для переходных стабильных и нестабильных явлений, наблюдаемых в режимах ввода постоянного тока, когда метастабильное сверхпроводящее состояние либо сохраняется, либо разрушается [5, 6]. Как следствие, существует предельный пиковый ток, ниже которого сверхпроводник сохраняет своё сверхпроводящее состояние, а выше которого сверхпроводимость разрушается. Согласно этой особенности, максимальное значение пикового тока соответствует верхнему допустимому значению тока, устойчиво вводимого в сверхпроводник, несмотря на его высокий стабильный перегрев и, следовательно, высокие стабильные тепловые потери.

На рис. 2 показаны характерные циклы формирования перегруженных режимов переменного тока, а именно следующие особенности характеризуют формирование стабильных перегруженных режимов.

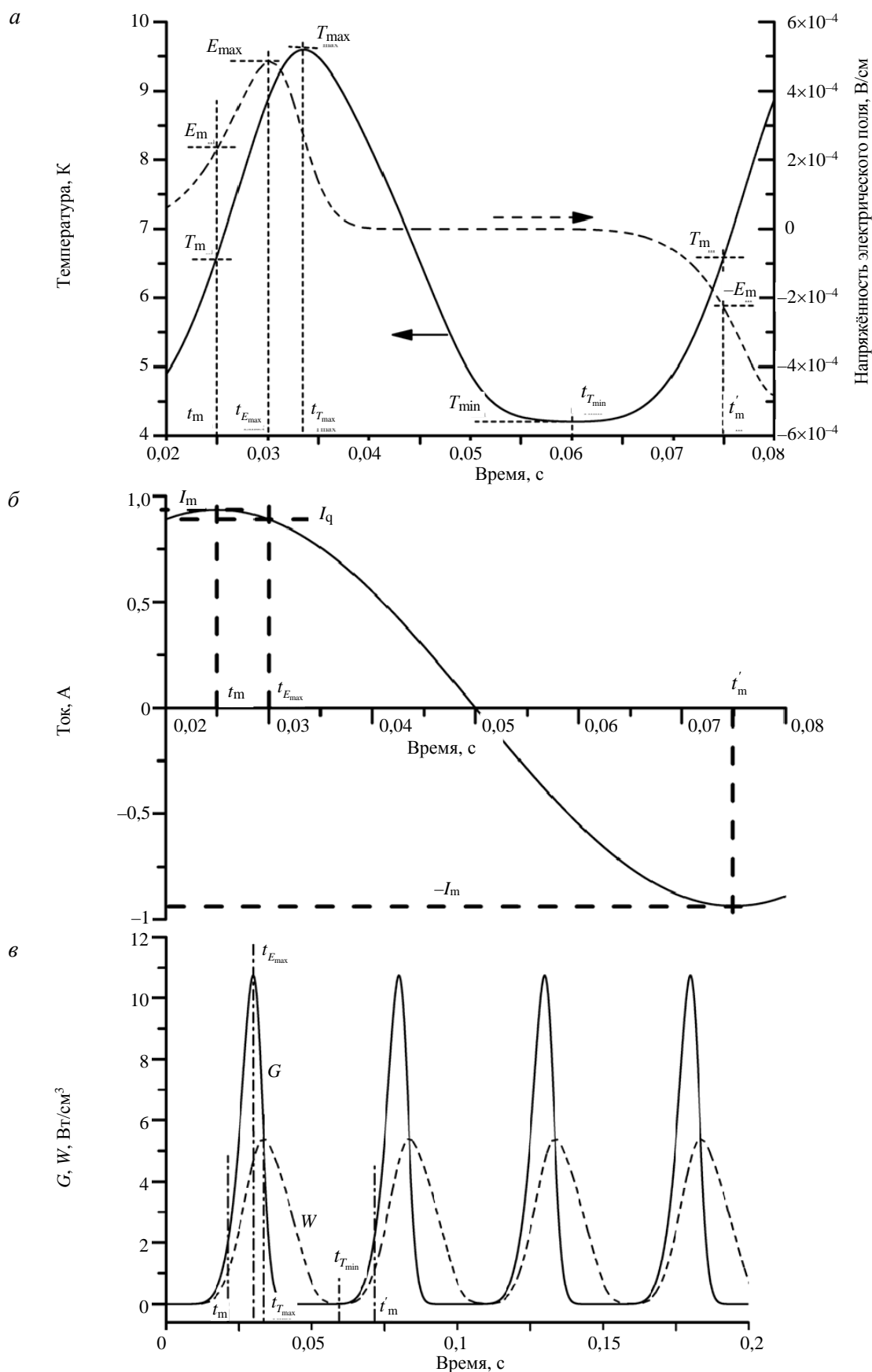


Рис. 2. Теплоэлектродинамические циклы формирования стабильного перегруженного режима при $I_m = 0,935$ А и $f = 10$ Гц: а — изменение температуры и напряжённости электрического поля; б — изменение тока; в — изменение джоулева тепловыделения и теплового потока в хладагент

Во-первых, на начальной стадии, которая существует сразу после достижения пикового значения вводимого тока I_m , которое достигается при $t = t_m$, электрическое поле и температура всё ещё увеличиваются от соответствующих значений E_m и T_m (см. рис. 2, а), хотя вводимый ток начинает уменьшаться (см. рис. 2, а). Этот этап перегруженного режима существует в интервале времени $t_m < t < t_{E_{\max}}$, где $t_{E_{\max}}$ — время, когда электрическое поле достигает максимума (см. рис. 2, а). В результате в интервале времени $t_m < t < t_{E_{\max}}$ выделение тепла в сверхпроводнике ($G = EJ$) превышает тепловой поток в хладагент ($W = h(T - T_0)/a$). Тем не менее тепловой поток в хладагент достигает максимума при $t = t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, в).

Следует подчеркнуть, что вводимый ток на этой стадии нестабилен, поскольку он превышает ток теплового разрушения сверхпроводимости ($I(t) > I_q$ при $t_m < t < t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, б)). Однако формирование этого состояния не приводит к возникновению неустойчивости. Причины такого поведения следующие. В первую очередь уменьшается вводимый ток (см. рис. 2, б). Кроме того, развитие электрического состояния существенно зависит от температурной зависимости удельной теплоёмкости при $E > E_c$, как это было показано в [5, 6]. В результате в рассматриваемом случае она играет исключительную роль в допустимом росте электрического поля и температуры при $t > t_m$, а именно расчёты показывают, что увеличивающаяся с температурой удельная теплоёмкость сверхпроводника стабилизирует высокий рост температуры при $t > t_m$.

Во-вторых, индуцированное электрическое поле начинает убывать при $t > t_{E_{\max}}$ (см. рис. 2, а). Эта вторая стадия существует потому, что уменьшающийся вводимый ток переходит границу нестабильных состояний (см. рис. 2, б) и на этой стадии $I(t) < I_q$. Она существует в интервале $t_{E_{\max}} < t < t_{T_{\max}}$, когда уменьшающееся во времени тепловыделение всё ещё превышает увеличение во времени теплоотвода, как это следует из рис. 2, в. Здесь $t_{T_{\max}}$ — время, когда температура сверхпроводника достигает максимума, при котором тепловыделение становится равным тепловому потоку в хладагент. Как следствие, температура сверхпроводника на этой стадии продолжает расти (см. рис. 2, а).

В-третьих, совместное уменьшение электрического поля и вводимого тока (см. рис. 2, а, б) приводит к такому рассеиванию джоулева тепловыделения, в результате которого уменьшается тепловой поток в хладагент (см. рис. 2, в). Этот третий этап начинается при $t > t_{T_{\max}}$. Для него характерно понижение температуры (см. рис. 2, а). Таким образом, при $t > t_{T_{\max}}$ происходит стабильное уменьшение вводимого тока, электрического поля и температуры. Временная граница этой стадии возникает при $t_{T_{\min}}$, после чего тепловыделение начинает превышать теплоотвод. Это очередная стадия, когда температура сверхпроводника начинает повышаться. В конце этого этапа рост температуры приобретает резко нарастающий характер до соответствующего значения T_m , при котором электрическое поле и ток равны пиковым значениям $-E_m$ и $-I_m$ соответственно (см. рис. 2, б). Следующие этапы ввода тока повторяют описанные циклы, и формирование устойчивого перегруженного режима ввода переменного тока продолжается.

ВЫВОДЫ

Многие эксперименты показывают, что режимы работы ВТСП могут быть стабильными при перегруженных токовых нагрузках, амплитуда которых значительно превышает критический ток сверхпроводника. Они имеют место при вводе переменного тока. Показано, что формирование устойчивых перегруженных режимов переменного тока имеет четыре стадии, которые определяются тремя характерными временными интервалами. В результате рабочий режим переменного тока ВТСП может сохранять сверхпроводящее состояние во время перегруженных режимов ввода и вывода или, наоборот, переходить в нестабильное состояние во время ввода или вывода тока. Эта особенность определяет наличие максимального значения пикового тока устойчивых перегрузочных режимов переменного тока при заданной частоте и условиях охлаждения. Во всех случаях это значение выше не только критического тока сверхпроводника, но и соответствующего тока теплового разрушения сверхпроводимости (тока срыва), определяющего границу устойчивости тока, вводимого в сверхпроводник с постоянной скоростью. Соответственно пиковые значения электрического поля и температуры при стабильных состояниях также

превышают соответствующие значения, предшествующие тепловому разрушению сверхпроводимости при протекании по сверхпроводнику постоянного тока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nishijima G., Awaji S., Hanai S. et al.** 18.1 T cryocooled superconducting magnet with a Bi2223 high- T_c insert. — *Fusion Engin. Design*, 2006, vol. 81, p. 2425—2432.
2. **Weijers H.W., Trociewitz U.P., Markiewicz W.D. et al.** High field magnets with HTS conductors. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2009, vol. 20, p. 576—582.
3. **Friend C.M., Miao H., Huang Y. et al.** The development of high field magnets utilizing Bi-2212 wind & react insert coil. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2009, vol. 20, p. 583—586.
4. **Watanabe K., Awaji S., Nishijima K. et al.** Current-carrying capacity of YBa₂Cu₃O₇-coated conductors for a 30 T superconducting magnet. — *Appl. Phys. Express*, 2009, vol. 2, p. 113001.
5. **Romanovskii V.R., Watanabe K.** — In: *Superconducting Magnets and Superconductivity*. Editors H. Tovar and J. Fortier. New York: Nova Science Publishers Inc. (USA), 2009, p. 293—399.
6. **Romanovskii V.R.** — In: *Superconductivity: Theory, Materials and Applications*, Editor V.R. Romanovski. New York: Nova Science Publishers Inc. (USA), 2012, p. 111—198.
7. **Seong-Woo Yim, Hyo-Sang Choi, Ok-Bae Hyun et al.** Quench characteristics of HTS tapes with alternating currents above their critical currents. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2003, vol. 13, p. 2968—2971.
8. **Ishiyama A., Yanai M., Morisaki T. et al.** Transient thermal characteristics of cryocooler-cooled HTS coil for SMES. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, vol. 15, p. 1879—1882.
9. **Lue J.W., Gouge M.J., Duckworth R.C.** Over-current testing of HTS tapes. — *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, 2005, vol. 15, p. 1835—1838.
10. **Ahn M.C., Yang S.E., Park D.K.** Current limiting characteristics of coated conductors with various stabilizers. — *Cryogenics*, 2007, vol. 47, p. 425—430.
11. **Stekly Z.J.J., Zar J.L.** Stable superconducting coils. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1965, NS-12, p. 367—372.
12. **Romanovskii V., Lavrov N. et al.** Stable and unstable thermo-current states of high temperature superconductors. — *J. Phys.:Conf. Ser.*, 2008, vol. 97, p. 012017
13. **Bellis R.H., Iwasa Y.** Quench propagation in high T_c superconductors. — *Cryogenics*, 1994, vol. 34, p. 129—144.



Романовский Владимир Рэманович, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор, почётный работник науки и техники РФ, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 7 июля 2021 г.

После доработки 14 сентября 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 111—116.

УДК 538.945

**АНАЛИЗ ДОПУСТИМЫХ ТОКОВЫХ НАГРУЗОК РЕЗИСТИВНЫХ ТОКОВВООДОВ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ***М.Н. Макаренко, В.Р. Романовский**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Обсуждается проблема выбора материала для резистивных токовводов сверхпроводящих магнитов. Исследован широкий диапазон их рабочих режимов. Показано, что медь является далеко не лучшим металлом для изготовления токовводов, особенно работающих при токах выше оптимальных. При этих режимах они склонны к быстрому перегреву, тогда как токовводы из сплавов могут выдерживать токовые нагрузки, в несколько раз превышающие оптимальный ток. Более того, в отсутствие тока теплопритоки от токовводов, изготовленных из сплавов, на 50% ниже, чем у меди, что является их безусловным преимуществом. Физическая причина этого эффекта — сильная температурная зависимость удельного сопротивления меди, что приводит к положительной обратной связи в процессе повышения температуры токовводов. Наряду с этим токовводы, изготовленные из сплавов, имеют и другие преимущества: существенно большее время их перегрева, а также более широкие возможности для увеличения охлаждающей поверхности.

Ключевые слова: токоввод, токовая нагрузка, температура, теплопритоки, электрическое сопротивление, теплопроводность, медь, латунь, нержавеющая сталь.

**ANALYSIS OF PERMISSIBLE CURRENT LOADS OF RESISTIVE CURRENT LEADS
OF SUPERCONDUCTING MAGNET SYSTEMS***M.N. Makarenko, V.R. Romanovskii**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The problem of material selection for resistive current leads of superconducting magnets is discussed. A wide range of their operating modes is investigated. It is shown that copper is by no means the best metal for making current leads, especially for currents above the optimum. At these modes they are prone to rapid overheating, whereas alloy current leads can withstand current loads several times higher than the optimum current. Moreover, in the absence of current, heat fluxes from conductors made of alloys are 50% lower than those made of copper, which is their undoubted advantage. The physical reason for this effect is the strong temperature dependence of the resistivity of copper, which results in a positive feedback in the temperature rise of current leads. Alongside this, current leads made of alloys also have other advantages: their overheating time is significantly longer, and there is also more scope for increasing the cooling surface.

Key words: current lead, current load, temperature, heat fluxes, electrical resistance, thermal conductivity, copper, brass, stainless steel.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-117-122

ВВЕДЕНИЕ

Все сверхпроводящие устройства, работающие при криогенной температуре, как правило, соединены с источниками питания с помощью токовводов. Теплоприток от холодного конца токоввода в криогенную область может составлять значительную часть общих потерь тепла. Поэтому его необходимо свести к минимуму. Хорошо известно, что эти потери определяются джоулевым нагревом и теплопроводностью вдоль токоввода. Оба компонента связаны между собой законом Видемана—Франца. Поэтому для любой заданной геометрии токовводов и условий их охлаждения существует минимальное отношение теплового потока Q к оптимальному значению тока I_{opt} , которое может быть рассчитано численно или даже аналитически [1—7].

Как было показано ранее [1], значения Q/I_{opt} являются одинаковыми для всех металлов, которые подчиняются закону Видемана—Франца. Этот закон по крайней мере с 20%-ной точностью верен для большинства резистивных материалов (медь, латунь, нержавеющая сталь) [7] в широком диапазоне температуры хладагента (от комнатной температуры до температуры жидкого гелия). Как правило, токовводы изготавливаются из меди [5]. Однако медные токовводы склонны к перегреву даже при незначительном (менее чем на 20%) превышении оптимального тока. Низкая перегрузочная способность медных токовводов является результатом сильной температурной зависимости их удельного сопротивления (особенно для чистой меди при низкой температуре). Это приводит к положительной обратной связи в процессе повышения температуры токоввода: рост температуры приводит к увеличению удельного электрического сопротивления и, следовательно, джоулева тепловыделения, что, в свою очередь, вызы-

вает дополнительное увеличение температуры токоввода. В результате, как было показано в [7], токовводы, изготовленные из сплавов (например, латуни или даже нержавеющей стали) могут выдержать существенно большую токовую перегрузку. Более того, для сверхпроводящих устройств с прерывистым циклом ввода-вывода тока некоторый выигрыш в усреднённых по времени теплопритоках может быть получен в результате использования перегруженных токовых режимов. В статье анализируются преимущества и ограничения токовводов, изготовленных из различных резистивных материалов.

МОДЕЛЬ

Рассмотрим токоввод, который имеет постоянное сечение S и длину L . Численное моделирование его теплового состояния проведём для случаев, когда токоввод либо охлаждается, либо нет испаряющимся хладагентом. Согласно [1, 5] для описания теплового состояния токоввода используем следующее стационарное одномерное уравнение теплопроводности

$$\frac{d}{dx} \left[k(T) \frac{dT}{dx} \right] - \beta \frac{mC_p}{S} \frac{dT}{dx} + \frac{I^2}{S^2} \rho(T) = 0 \quad (1)$$

с граничными условиями

$$T(0) = T_0, \quad T(L) = T_L \quad (2)$$

на холодном и тёплом концах токоввода соответственно.

Здесь T — температура в произвольной точке токоввода ($0 < x < L$); I — рабочий ток; T_0 — температура холодного конца; T_L — температура тёплого конца; m — скорость испарения газа; β — коэффициент эффективности охлаждения токоввода [1], позволяющий описать его тепловое состояние как без охлаждения ($\beta = 0$), так и при идеальном охлаждении ($\beta = 1$), когда температура токоввода равна температуре охлаждающего газа; C_p — теплоёмкость газообразного хладагента при нормальном давлении; k и ρ — теплопроводность и удельное электрическое сопротивление токоввода соответственно. Как и в [2, 3, 5], будем предполагать, что их значения удовлетворяют закону Видемана—Франца, т.е. имеет место соотношение

$$k(T)\rho(T) = 2,45 \cdot 10^{-8} T. \quad (3)$$

Расчёты проводились для токовводов, изготовленных из меди с $RRR = 52$ (медь марки М1), латуни и нержавеющей стали, при различных значениях $I/I_{\text{опт}}$. При этом удельное электрическое сопротивление меди будем вычислять согласно [8], т.е. используя формулу

$$\rho(T) = 3,4 \cdot 10^{-10} + \begin{cases} 0,3792 \cdot 10^{-14} T^3, & 4,2 \text{ K} < T < 78 \text{ K} \\ 0,18 \cdot 10^{-8} + 0,7059 \cdot 10^{-10} (T - 78), & T \geq 78 \text{ K} \end{cases} \quad [\text{Ом} \cdot \text{м}].$$

Для латуни и нержавеющей стали температурные зависимости $\rho(T)$ опишем соотношениями

$$\rho(T) = \frac{1073,881 + T}{251,5024 - 0,2080677T} 10^{-8} [\text{Ом} \cdot \text{м}]; \quad \rho(T) = 1,6 \cdot 10^{-12} T^2 + 2,57 \cdot 10^{-10} T + 4,89 \cdot 10^{-7} [\text{Ом} \cdot \text{м}]$$

соответственно, аппроксимируя табличные данные, приведённые в [9].

Исследуем два предельных режима охлаждения токоввода: без охлаждения и при идеальном охлаждении газообразным гелием для двух значений температуры на холодном конце. Последнюю примем равной либо $T_0 = 4,2 \text{ K}$, т.е. рассмотрим токоввод, предназначенный для ввода тока в низкотемпературные сверхпроводящие устройства, либо равной $T_0 = 65 \text{ K}$, т.е. для токоввода, изготовленного для высокотемпературных сверхпроводящих устройств. Массовый расход газообразного гелия m определим из условия $mr = Q_c$, где r — скрытая теплота парообразования охлаждающей жидкости и $Q_c = Sk(T)dT/dx|_{x=0}$ — тепловой поток на холодном конце токоввода. Физически это означает, что при $T_0 = 4,2 \text{ K}$ испарение гелия определяется только тепловым потоком от холодного конца токоввода,

т.е. используется так называемая концепция «свой газ». Температуру тѐплого конца токовода во всех случаях примем равной $T_L = 300$ К, а для описания физических свойств гелия воспользуемся общепринятыми значениями $r = 20,6$ кДж·кг⁻¹, $C_p = 5,22$ кДж·кг⁻¹·К⁻¹.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределение температуры вдоль тоководов, изготовленных из меди или латуни, при различных значениях I/I_{opt} и T_0 показано на рис. 1. При этом рис. 1, а соответствует $T_0 = 4,2$ К при идеальном охлаждении, рис. 1, б — при $T_0 = 4,2$ К и без охлаждения, рис. 1, в — при $T_0 = 65$ К и идеальном охлаждении, рис. 1, г — при $T_0 = 65$ К и без охлаждения.

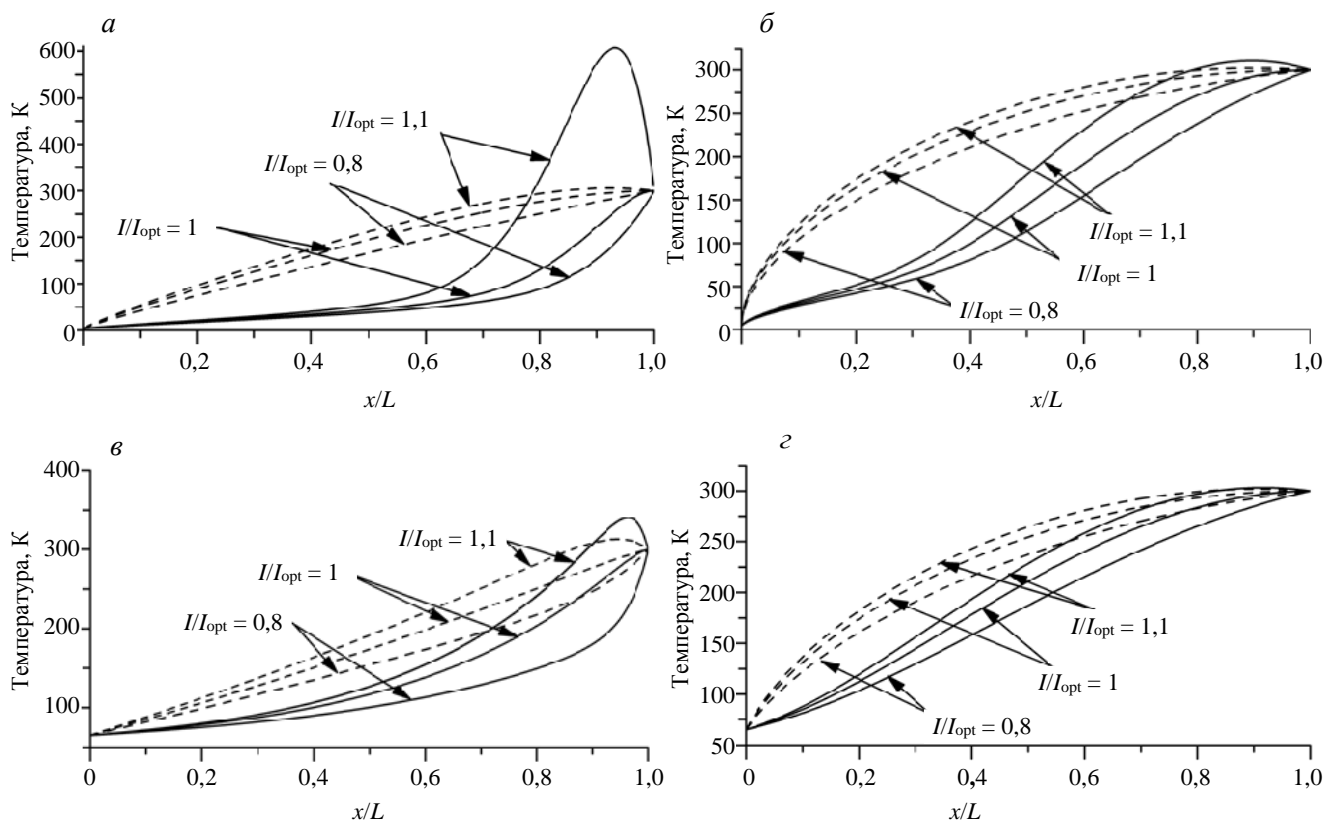


Рис. 1. Распределение температуры вдоль тоководов при различных значениях температуры холодного конца, рабочих токов и условиях охлаждения: а — идеальное охлаждение ($\rho = 1$), $T_0 = 4,2$ К; б — без охлаждения ($\rho = 0$); $T_0 = 4,2$ К; в — идеальное охлаждение ($\rho = 1$), $T_0 = 65$ К; г — без охлаждения ($\rho = 0$); $T_0 = 65$ К; — — — медь; - - - - латунь

В табл. 1 приведены:

— электрическое сопротивление токовода, усреднённое по его длине ($\langle \rho \rangle = \int_0^L \rho(T) d(x/L)$);

— среднее значение температуры токовода ($\langle T \rangle = \int_0^L T(x) d(x/L)$);

— отношение оптимальных значений геометрических факторов $g = (S/L)_{opt}$, определённых для латуни (g_a) и меди (g_{cu}).

Т а б л и ц а 1. Сравнение оптимальных тоководов при $T_0 = 4,2$ К и идеальном охлаждении

Материал	$\langle \rho \rangle$, ρm	$\langle T \rangle$, К	g_{alloy}/g_{cu}
Медь	$7,9 \cdot 10^{-9}$	160	1
Латунь	$4,3 \cdot 10^{-8}$	10	5,4

Максимальная температура T_{\max} в зависимости от величины токовой нагрузки $I/I_{\text{опт}}$ для токовыводов из различных материалов при $T_0 = 4,2$ и $T_0 = 65$ К показана на рис. 2.

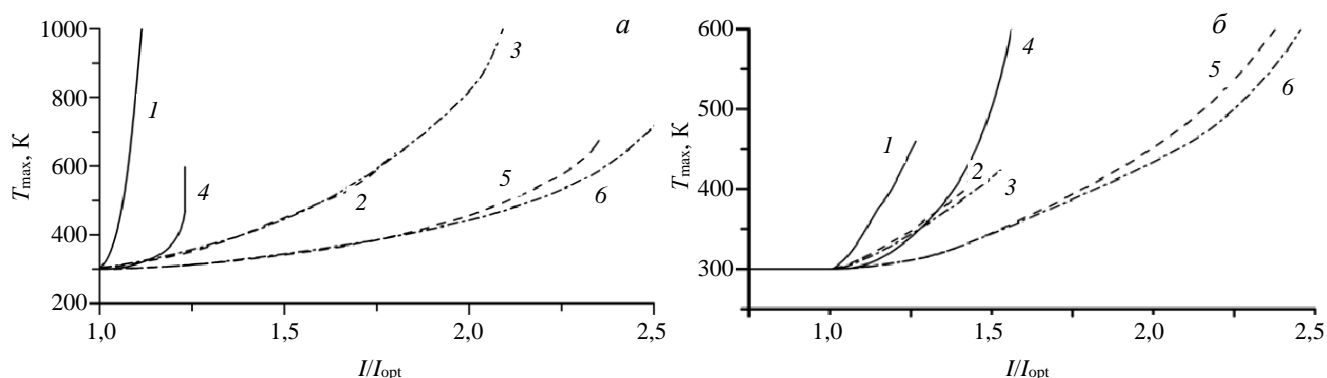


Рис. 2. Максимальная температура токовыводов, изготовленных из различных резистивных материалов, в зависимости от токовой нагрузки при различных условиях охлаждения: а — 1, 2, 3 — идеальное охлаждение, 4, 5, 6 — без охлаждения, 1, 4 — медь, 2, 5 — латунь, 3, 6 — нержавеющая сталь ($T_0 = 4,2$ К, $T_L = 300$ К); б — 1, 2, 3 — идеальное охлаждение, 4, 5, 6 — без охлаждения, 1, 4 — медь, 2, 5 — латунь, 3, 6 — нержавеющая сталь ($T_0 = 65$ К, $T_L = 300$ К)

Относительные величины теплопритоков на холодном конце токовывода для различных условий охлаждения в зависимости от нормированного тока показаны на рис. 3 для всех трёх рассматриваемых резистивных материалов.

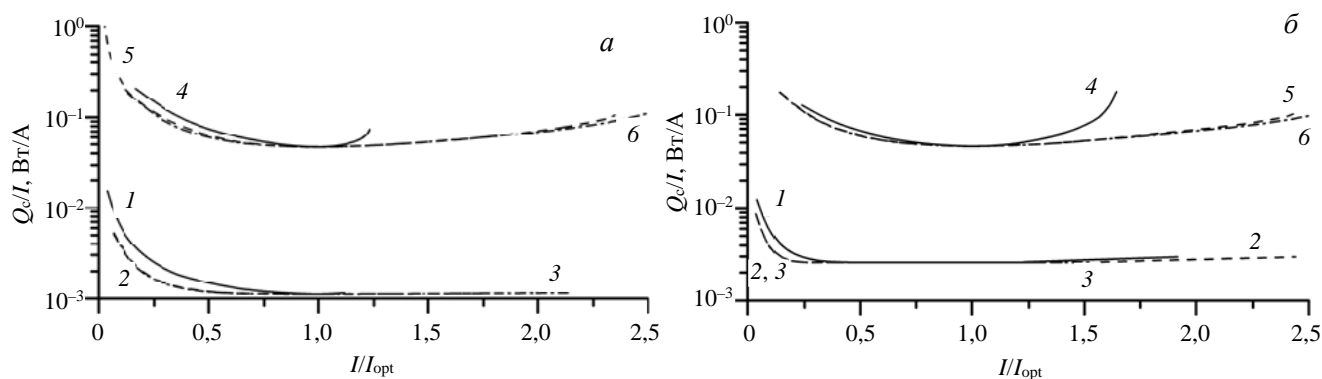


Рис. 3. Теплопритоки в зависимости от токовой нагрузки для различных условий охлаждения. Обозначения, как на рис. 2

Отношение теплопритока на холодном конце токовывода в отсутствие тока ($I = 0$) к теплопритоку при $I = I_{\text{опт}}$ приведено в табл. 2 и 3 для $T_0 = 4,2$ и $T_0 = 65$ К соответственно.

Т а б л и ц а 2. Значения $Q_{I=0}/Q_{\text{опт}}$ при 4,2 К

Материал	Идеальное охлаждение	Без охлаждения
Медь	0,55	0,73
Латунь	0,34	0,53
Нержавеющая сталь	0,33	0,55

Т а б л и ц а 3. Значения $Q_{I=0}/Q_{\text{опт}}$ при 65 К

Материал	Идеальное охлаждение	Без охлаждения
Медь	0,20	0,65
Латунь	0,12	0,53
Нержавеющая сталь	0,12	0,52

Как следовало ожидать и наглядно демонстрирует рис. 1, при оптимальной токовой нагрузке ($I/I_{\text{опт}} = 1$) теплообмен между его тёплым концом и окружающей средой отсутствует ($Q = dT/dx|_{x=L} = 0$). При токах $I/I_{\text{опт}} < 1$ существует некоторый теплоприток в токовывод ($Q = dT/dx|_{x=L} > 0$), в то время как при $I/I_{\text{опт}} > 1$ существует конечный теплоприток из токовывода ($Q = dT/dx|_{x=L} < 0$). В последнем случае возникающий перегрев токовывода приводит к тому, что вблизи его тёплого конца возникает максимальная температура. Во всех случаях для медных токовыводов градиенты температуры намного больше и T_{\max} ближе к тёплому концу токовывода, чем для токовыводов, изготовленных из сплавов.

Основное отличие в поведении перегруженных токовводов, изготовленных из разных материалов, показано на рис. 2. Видно, что токовводы, изготовленные из сплавов, могут выдержать даже двойную токовую нагрузку с температурой нагрева до $T_{\max} \leq 450$ К, в то время как токовая нагрузка медных токовводов более чем на 20% приводит к их сильному перегреву. Такая низкая перегрузочная способность медных токовводов (особенно из чистой меди при низкой температуре) обусловлена положительной обратной связью между температурой токоввода и его сопротивлением, когда в результате джоулева тепловыделения повышение температуры токоввода сопровождается соответствующим увеличением сопротивления меди.

В некоторых случаях необходимость использования токовводов с большим сечением может ограничить их применение, если они изготовлены из сплавов. Это можно рассматривать как их недостаток. Однако следует обратить внимание, что в случае токовводов, изготовленных из сплавов, их поверхность охлаждения может быть без особого труда сделана в несколько раз больше, чем у медных токовводов. Действительно, в первом приближении площадь теплообмена обратно пропорциональна сечению, т.е. для токовводов из латуни или нержавеющей стали она может быть во много раз больше по сравнению с токовводами из меди.

Другим важным преимуществом токовводов, изготовленных из сплавов, являются их большие времена перегрева τ , т.е. время их нагрева до максимально допустимой температуры в экстремальных случаях (скажем, при потере охлаждающей жидкости). Оценим τ в рамках простейшей модели, рассматривая токоввод как адиабатически изолированный стержень, подвергающийся джоулеву нагреву. В этом случае соответствующее уравнение теплового баланса можно записать в виде $\langle \rho \rangle J^2 S L \tau = C S \Delta T$.

Здесь ΔT — допустимое повышение средней температуры; $\langle \rho \rangle$ — среднее значение удельного электрического сопротивления токоввода; J — плотность тока; C — средняя объёмная теплоёмкость. Это уравнение можно переписать в виде

$$\tau = C \langle \rho \rangle \Delta T L^2 U^{-2}, \quad (4)$$

где U — падение напряжения вдоль токоввода при его нагреве.

Для медных токовводов значение ρ_{Cu} приблизительно равно 20 с при $L = 1$ м и $U = 1$ В. Согласно формуле (4) соотношение между характерными временами для токовводов, изготовленных из латуни и меди, определяется как $\rho_{\text{лат}}/\rho_{\text{Cu}} \sim \rho_{\text{лат}}/\rho_{\text{Cu}}$, т.е. $\rho_{\text{лат}}/\rho_{\text{Cu}} \gg 1$ (около 4,4). Данная проблема особенно важна для обеспечения работоспособности сверхпроводящей части гибридных токовводов, т.е. токовводов, содержащих сверхпроводящую часть.

Высокие значения постоянных времени перегрева делают токовводы из сплавов предпочтительнее и в импульсных режимах ввода тока. В частности, были проанализированы импульсные рабочие режимы сильно перегруженных токовводов из латуни, которые являлись прототипом токовводов для обмоток (как тороидальной, так и полоидальных) установки типа KSTAR (корейский токамак со сверхпроводящими магнитами). При оптимальном токе, равном 13 кА, эти токовводы, как показали расчёты, могут устойчиво выдержать токовую нагрузку более, чем 26 кА, т.е. могут оставаться работоспособными при $I/I_{\text{opt}} > 2$.

В отдельных случаях при изготовлении токовводов может быть использована медь с очень низкими значениями RRR (около 5). Этот подход был успешно использован при проектировании и создании токовводов для магнитов детектора ATLAS в ЦЕРНе [10] с рабочим током, равным 20 кА.

Как следует из рис. 3, для всех рассматриваемых металлов минимальные теплопритоки на холодном конце $(Q_c/I)_{\text{мин}}$ практически одинаковы для рассмотренных предельных режимов охлаждения. Отметим, что этот результат ранее был получен аналитически в [1]. На рис. 3 также показано, что для токовводов из сплавов значения Q_c/I_{opt} в относительно широком диапазоне изменения тока остаются практически постоянными. Это означает в том числе, что токовводы из сплавов менее чувствительны к точности расчётов. Сравнивая рис. 3, а и б, видно, что в целом значения Q_c/I для $T_0 = 4,2$ и $T_0 = 65$ К одного порядка.

Ещё одно и весьма важное преимущество токовводов, изготовленных из сплавов, иллюстрируют табл. 2 и 3. Для $T_0 = 4,2$ и $T_0 = 65$ К теплопритоки на холодном конце в отсутствие тока значительно ниже (практически на 50%), чем у медных токовводов как при идеальном охлаждении, так и без охлаждения.

Обсуждённые закономерности справедливы для токовводов на постоянном токе. В случае ввода переменного тока необходимо учитывать дополнительные потери. В первом приближении потери на токах

промышленной частоты не зависят от материала токовводов, так как более высокая плотность потерь на переменном токе в медных токовводах компенсируется их меньшим объёмом.

Отметим, что наш анализ не учитывал потери из-за сопротивлений контактов в рабочей области сверхпроводящих устройств.

ВЫВОДЫ

Исследованный широкий диапазон рабочих режимов для традиционных резистивных токовводов, охлаждаемых жидким гелием, показывает, что медь по сравнению со сплавами (латунь или нержавеющая сталь) является далеко не лучшим материалом для изготовления токовводов, особенно работающих при токах, которые выше, чем оптимальный ток. Некоторым недостатком токовводов, изготовленных из латуни или нержавеющей стали, являются их более высокие оптимальные значения S/L . При той же длине их сечение должно быть в несколько раз больше. Тем не менее список преимуществ токовводов, изготовленных из сплавов, намного больше. Они заключаются в следующем:

- значительно выше устойчивость к токовым перегрузкам;
- нечувствительность теплопритоков на холодном конце, нормированных на транспортный ток Q/I_{opt} , в широком диапазоне изменения токов;
- значительно более низкие теплопритоки на холодном конце в отсутствие тока;
- значительно большие времена перегрева;
- широкие возможности для увеличения площади теплоотдачи.

Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» и ГК «Росатом» в рамках федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Keilin V.E., Klimenko E.Yu.** Investigation into high current leads in liquid helium applications. — *Cryogenics*, 1966, vol. 6, № 8, p. 222—228.
2. **Inai N.** Temperature distribution along a gas cooled cryogenic lead wire. — *Ibid.*, 1969, vol. 11, № 4, p. 115—118.
3. **Lock J.M.** Optimization of current leads into a cryostat. — *Ibid.*, 1969, vol. 11, № 12, p. 438—442.
4. **Tsao C.K.** Power loss and temperature distribution of a gas-cooled cryogenic current lead. — *Ibid.*, 1974, vol. 14, № 11, p. 601—606.
5. **Wilson M.N.** *Superconducting Magnets*. — Oxford: Clarendon, 1983, ch. 11.
6. **Kofler H., Ramsauer F.** Influence of copper quality on overload performance of current leads. — *Cryogenics*, (ICEC-14 Proceedings), 1992, vol. 32, № 10, p. 410—413.
7. **Gavrilin A.V., Keilin V.E.** Overloaded Current Leads. — In: *MT-15 Proceedings*. Beijing, China. Science Press, 1998, p. 1254—1257.
8. **Сенин В.В.** Теплопроводность и электрическое сопротивление гиперпроводников. — *ИФЖ*, 1975, т. XXIX, № 6, с. 1108—1109.
9. **Кожевников И.Г., Новицкий Л.А.** Теплофизические свойства материалов при низких температурах. — М.: Машиностроение, 1982.
10. **Dudarev A.V., ten Kate H.H.J., Boxman E.W., Keilin V.E. et al.** 20,5 kA current leads for Atlas barrel toroid superconducting magnets. — *IEEE Appl. Supercon.*, 2002, vol. 12, № 1, p. 1289—1292.



Марина Николаевна Макаренко, заместитель начальника лаборатории сверхпроводниковых и криогенных устройств; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: panina-marina@yandex.ru



Владимир Романович Романовский, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 2 сентября 2021 г.

После доработки 24 сентября 2021 г.

Принята к публикации 28 сентября 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 117—122.

ПАМЯТИ МИХАИЛА ВАСИЛЬЕВИЧА КРИВОШЕЕВА
4.01.1937—30.04.2021



На 85-м году жизни скончался Михаил Васильевич Кривошеев, крупный специалист в области безопасности реакторов термоядерного синтеза и системного анализа, кандидат физико-математических наук, помощник ректора Санкт-Петербургского государственного политехнического университета Петра Великого. В течение многих лет он был учёным секретарём Объединённого научного совета по проблемам энергетики Санкт-Петербургского научного центра РАН (где до последнего времени председателем был академик В.А. Глухих) и учёным секретарём Научного совета по проблемам возобновляемых источников энергии (председатель д. техн. н., проф. В.В. Елистратов). С 2003 г. он был членом редколлегии журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез». Ветеран атомной энергетики и промышленности.

М.В. Кривошеев родился в Ленинграде в 1937 г. Окончил факультет электроники Ленинградского политехнического института им. М.И. Калинина. В 1960—1971 гг. работал старшим инженером кафедры физической электроники ЛПИ им. М.И. Калинина, защитил диссертацию (к.ф.-м.н.). Он достойный предстатель научной школы академика В.Е. Голанта в области физики и техники высокотемпературной плазмы.

На рубеже 1960—1970-х гг. в Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова (НИИЭФА) были приглашены Л.В. Дубовой и А.В. Комин из ИЯФ СО РАН, В.А. Овсянников из ФТИ им. А.Ф. Иоффе и М.В. Кривошеев из ЛПИ им. М.И. Калинина. Кроме того, была принята на работу большая группа инженеров и физиков, окончивших ЛПИ, ЛЭТИ, МВТУ, Ленинградский и Новосибирский университеты. Это помогло существенно расширить тематику исследований по проблеме управляемого термоядерного синтеза и повысить их научно-методический уровень. С 1971 г. М.В. Кривошеев последовательно работал старшим инженером, научным сотрудником, старшим научным сотрудником, ведущим научным сотрудником НИИЭФА. В это время в институте разрабатывалась и внедрялась идеология системного параметрического анализа и оптимизационного проектирования, т.е. комплексное рассмотрение установок с учётом множественных связей между подсистемами. Основной задачей был поиск «ниши» различных направлений термоядерной энергетики в существующей и перспективной структуре ядерной энергетики и энергетики на основе органического топлива.

В термоядерной тематике М.В. Кривошеев занимался открытыми ловушками различных типов (совместно с ИЯФ), компактными тороидами (тема ПУЛЬСАТОР, установки с $D-^3\text{He}$ -топливом, руководитель В.А. Бурцев), системами с кумулирующим лайнером (совместно с ФИАЭ) и лазерным синтезом (совместно с ФИАН, анализом гибридной термоядерной установки на основе лазерного термоядерного синтеза). В это время он стал постоянным автором журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез». Тогда же в лаборатории системного анализа (руководитель А.В. Комин) был начат анализ перспектив термоядерной энергетики на основе систем синтез-деление при использовании в blankets, кроме лития, также урана и тория. Эти исследования, продолженные на современном уровне, остаются актуальными и сегодня (Е.П. Велихов, В.Ф. Цибульский, Б.В. Кутеев и др.).

С началом работ по проектам ИНТОР — ИТЭР М.В. Кривошеев становится их активным участником, занимаясь проблемами безопасности и анализом аварийных ситуаций. В 1996 г. он соавтор доклада «Характеристики безопасности реактора ИТЭР», представленного международной рабочей группой, проектирующей ИТЭР, на 16-й Международной конференции по термоядерной энергии в Монреале (Канада). В том же году он вместе с генеральным директором ИТЭРа Р. Аймаром представляет доклад в Наке (Япония) на совещании Технического комитета МАГАТЭ по работам в области термоядерной безопасности. Этот доклад был опубликован в журнале *Journal of Fusion Energy*. В 2000 г., когда было принято решение о существенном изменении параметров ИТЭРа, Михаил Васильевич представил в Гархинге (Германия) предложения российской делегации о требованиях по безопасности к новому (усовершенствованному) реактору ИТЭР.

Одновременно на родине он активно участвует в разработке проектов первоочередных нормативных документов для разработки термоядерных реакторов. В НИИЭФА коллектив авторов подготовил уникальную монографию «Основы проектирования магнитных термоядерных реакторов (613 страниц), в которой был систематизирован и обобщён более чем полувековой опыт проектирования и создания в нашей стране исследовательских установок управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием. Михаил Васильевич написал для этой монографии главу «Безопасность термоядерных реакторов» (32 страницы). Эта книга была напечатана в 2016 г., переведена на английский язык и напечатана на английском языке издательством «Эльзевир» в 2018 г.

В 1990—2009 гг. Михаил Васильевич работал заместителем главного редактора журнала *Plasma Devices and Operations* (изд-во. Taylor & Francis). Михаил Васильевич охотно делился интересными результатами своих исследований в частности, возможностями использования ветроэнергетического потенциала Санкт-Петербурга и Ленинградской области, целесообразности строительства ВЭС на острове Котлин и на площадках защитной дамбы от наводнений.

В последнее время он вновь вернулся к приложениям системного анализа и занимался вопросами комплексного развития энергообеспечения регионов. В качестве примера приведём опубликованную им (совместно с М.П. Фёдоровым) в журнале «Научно-технические ведомости СПб государственного политехнического университета» (2013, № 4-1(183), с. 31—40) статью «Возможности формирования энергобаланса Северо-Запада России на основе местных ресурсов». В ней для Северо-Западного Федерального округа ими оценены возможности достижения энергетической независимости и потенциал замещения углеводородного топлива возобновляемыми источниками энергии при условии сохранения электрогенерации ЛАЭС.

Память о М.В. Кривошееве, пытливым исследователе и доброжелательном человеке, останется в сердцах коллег, знавших его.

ПАМЯТИ СЕРГЕЯ ЛЕОНИДОВИЧА НЕДОСЕЕВА
4.10.1937—2.09.2021



На 85-м году жизни скончался Сергей Леонидович Недосеев, крупный специалист в области инерциального термоядерного синтеза, лауреат Государственной премии в области науки и техники, член редакционной коллегии журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез».

Будучи студентом Московского физико-технического института, Сергей Леонидович Недосеев начал свою исследовательскую работу в Институте атомной энергии (ИАЭ) по изучению воздействия нейтронного излучения на полупроводниковые приборы в отделе А.А. Маркова. Когда в 1958 г. в МФТИ была основана кафедра физики и химии плазмы под руководством Д.А. Франк-Каменецкого, Сергей Леонидович увлёкся проблемами физики плазмы. Это была первая студенческая группа, прошедшая полный курс подготовки на кафедре. Его наставником в плазменных науках был В.Д. Русанов, объектом первых плазмофизических исследований был тэта-пинч. Результаты этой студенческой работы были опубликованы в ЖЭТФ.

В 1961 г. Сергей Леонидович закончил учёбу в МФТИ, получил диплом с отличием по специальности «радиофизика». Для того чтобы получить по распределению жильё, он распределился в г. Реутов к В.Н. Челомею. Там до 1965 г. он работал над безмашинным преобразованием

тепла в электричество. В 1965 г. появилась возможность вернуться в физику плазмы и поступить в заочную аспирантуру в ИАЭ, где в отделе Е.К. Завойского Сергей Леонидович стал исследовать турбулентный нагрев плазмы током в пробкотроне. Руководителем его диссертационной работы стал академик Е.К. Завойский. В 1970 г. С.Л. Недосеев по тематике турбулентного нагрева защитил кандидатскую диссертацию.

С начала программы «Ангара» Сергей Леонидович активно включился в работу по созданию комплекса «Ангара 5-1», обеспечил концентрацию электромагнитной мощности на лайнерную нагрузку. Под его руководством в его лаборатории импульсных электрофизических установок была создана важнейшая для установки «Ангара 5-1» технология создания проволочных и пенных лайнеров. Сергей Леонидович Недосеев внёс значительный вклад в научные достижения АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ». В 2000 г. по теме «Плазменные и энергетические потоки в быстрых самосжатых разрядах высокой мощности» защитил диссертацию на соискание степени доктора физико-математических наук.

Сергей Леонидович в научном плане был разносторонним человеком, занимался многими вопросами физики плазмы: плазменными двигателями, проектами термоядерных реакторов на основе инерциального удержания плазмы, физикой электронных пучков, транспортировкой электромагнитной энергии по вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией, использованием неравновесной холодной плазмы для получения новых материалов. Последние несколько лет он возглавлял группу биосовместимых матриц Отдела нанобиоматериалов и структур в НИЦ «Курчатовский институт». Он привнёс глубокий физический подход в развитие этой новой области науки и технологий. Материалы, разрабатываемые в его группе, были востребованы в различных областях биомедицины, в том числе в регенеративной и трансляционной медицине. Он был полон новых прорывных идей, которые, к сожалению, во многом не успел реализовать.

Всего через 7 лет после окончания МФТИ Сергей Леонидович вернулся на кафедру уже преподавателем и проработал на ней более полувека. Он приложил много сил к развитию и расширению тематик кафедры, введению студентов в профессию. Был харизматичным человеком и блестящим лектором, десятки и сотни слушавших его студентов до сих пор помнят своё общение с ним. При этом он всегда считал и пропагандировал, что именно сегодняшняя его работа самая интересная и важная вещь в физике. Такая позиция окрыляла и развивала тех студентов, кому повезло иметь Сергея Леонидовича непосредственным научным руководителем. За годы работы на кафедре физики и химии плазмы МФТИ Сергей Леонидович с товарищами воспитал целую плеяду учеников, которые ныне обеспечивают плазменные исследования в Курчатовском институте, в ТРИНИТИ на установке «Ангара 5-1», строят Международный термоядерный экспериментальный реактор ИТЭР и занимают руководящие посты в Госкорпорации «Росатом».

Сергей Леонидович стал лауреатом Государственной премии в области науки и техники 1997 г., лауреатом премий МАИК за лучшие статьи по физике плазмы. Он автор около 100 научных статей и многих изобретений.

Сергей Леонидович отличался научной принципиальностью и ответственностью. Он был надёжным товарищем, добрым и отзывчивым, весёлым и доброжелательным. В молодые годы Сергей Леонидович был чемпионом Баку по лёгкой атлетике, брал призы в легкоатлетической эстафете Курчатовского института, был участником первых целинных студенческих отрядов. Сергей Леонидович был активным членом Научного совета ТРИНИТИ, диссертационного совета НИЦ «Курчатовский институт», редакционной коллегии журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез».

Коллеги навсегда сохранят память о Сергее Леонидовиче.

ПАМЯТИ ИГОРЯ ЕВГЕНЬЕВИЧА ЛЮБЛИНСКОГО
23.05.1947—06.10.2021



С чувством глубокой и искренней скорби сообщаем, что 6 октября 2021 г. после тяжёлой непродолжительной болезни ушёл из жизни наш коллега и друг, замечательный человек и учёный с мировым именем, начальник отдела НПО «Красная Звезда» Игорь Евгеньевич Люблинский, который тесно и плодотворно сотрудничал с нашей редколлегией. За последние пять лет он был соавтором семи статей в нашем журнале.

В 1971 г. Игорь Евгеньевич закончил МИФИ с присвоением квалификации «инженер-физик» по специальности металловедение и металлофизика; в 1980 г. защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата технических наук, имеет учёное звание старшего научного сотрудника.

С момента окончания МИФИ Люблинский И.Е. работал по специальности в атомной отрасли — сначала в МИФИ, а с 1984 г. в НПО «Красная Звезда» в должности старшего научного сотрудника, начальника лаборатории. В последние годы работал в должности начальника отдела.

Научная и экспериментально-производственная деятельность Люблинского И.Е. была связана с исследованием свойств и применением щелочных металлов в ядерных энергетических системах. Под руководством и при его непосредственном участии в настоящее время успешно разрабатывается инновационная идея использования литиевых систем в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС). Разработанные и созданные в рамках этого нового направления по ФЦП «Ядерные энерготехнологии нового поколения на период 2010—2015 годов и на перспективу до 2020 года» образцы литиевых устройств

успешно испытывались и применялись на российских термоядерных установках Т-10— НИЦ «Курчатовский институт», Т-11М — АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ». Под руководством Люблинского И.Е. в 2009—2014 годах успешно реализован международный проект создания модуля литиевого дивертора для казахстанского материаловедческого токамака КТМ, других литиевых устройств для зарубежных токамаков FTU, Compass и стелларатора TJ-2.

Работы, проводимые в последние годы при участии и под руководством Люблинского И.Е., определяют передовые рубежи в мировой практике УТС и являются общепризнанными за рубежом.

Люблинский И.Е. являлся участником международных и российских конференций по направлению УТС, является автором более 150 статей в отечественных и зарубежных изданиях, соавтором двух монографий и более 10 патентов на изобретения.

Люблинский И.Е. награждён медалями «Ветеран труда», «В память 850-летия Москвы», знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности» и знаком имени И.В. Курчатова IV степени.

Нас постигла тяжёлая утрата — ушёл из жизни замечательный учёный и человек, преданный науке. Светлая память об Игоре Евгеньевиче навсегда сохранится в наших сердцах.

**ПЕРЕЧЕНЬ АВТОРОВ И НАЗВАНИЯ СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ
В ВАНТ. СЕР. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ, 2021, Т. 44**

А

- Агрень О.** (см. Моисеенко В.Е.) 2021, вып. 2, с. 111
- Агрень О.**, Моисеенко В.Е. ТРЁХМЕРНЫЕ КАТУШКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КОМПАКТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С МИНИМАЛЬНОЙ ИНДУКЦИЕЙ И МИНИМАЛЬНОЙ ЭЛЛИПТИЧНОСТЬЮ ТРУБОК МАГНИТНОГО ПОТОКА ПЛАЗМЫ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ С МАГНИТНЫМИ ПРОБКАМИ 2021, вып. 2, с. 118
- Агрень О.** (см. Моисеенко В.Е.) 2021, вып. 2, с. 133
- Александрова И.В.**, Корешева Е.Р. КРИОГЕННЫЕ МИШЕНИ УДАРНОГО ПОДЖИГА: МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕДУРЫ ЗАПОЛНЕНИЯ ВОДОРОДНЫМ ТОПЛИВОМ МЕТОДОМ ДИФФУЗИИ 2021, вып. 3, с. 94
- Амиров В.Х.**, Ахметов Т.Д., Горбовский А.И., Дейчули П.П., Иванов А.А., Капитонов В.А., Шиховцев И.В. КАЛОРИМЕТР-ПРИЁМНИК ИНЖЕКТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ МЕГАВАТТНОГО ДИАПАЗОНА 2021, вып. 4, с. 80
- Ананьев С.С.**, Длугач Е.Д., Клищенко А.В. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЕМО-ТИН НА ИНЖЕКЦИЮ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ И СПОСОБЫ ЭКРАНИРОВКИ ИНЖЕКТОРОВ 2021, вып. 1, с. 45
- Ананьев С.С.**, Днестровский А.Ю., Кукушкин А.С. КОМПЛЕКСНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТОКОВ ТОПЛИВА В ПЛАЗМЕ И СИСТЕМАХ ИНЖЕКЦИИ И ОТКАЧКИ ДЛЯ ДЕМОСТРАЦИОННОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО ИСТОЧНИКА НЕЙТРОНОВ ДЕМО-ТИН 2021, вып. 2, с. 65
- Ананьев С.С.** (см. Панасенков А.А.) 2021, вып. 2, с. 86
- Ананьев С.С.** (см. Иванов Б.В.) 2021, вып. 4, с. 5
- Ананьев С.С.** (см. Длугач Е.Д.) 2021, вып. 4, с. 63
- Анашкин И.О.** (см. Иванов Д.П.) 2021, вып. 1, с. 57
- Андреев В.Ф.**, Балашов А.Ю., Белов А.М., Игонькина Г.Б., Семенов П.С., Соколов М.М., Степин А.В., Сушков А.В., Хайрутдинов Э.Н. МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА ТОКАМАКЕ Т-15МД С УЧЁТОМ НАВЕДЁННЫХ ТОКОВ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ 2021, вып. 4, с. 25
- Ануфриев Е.А.** (см. Скоков В.Г.) 2021, вып. 2, с. 161
- Алимов В.Х.** (см. Голубева А.В.) 2021, вып. 3, с. 63
- Апсэ В.А.** (см. Куликов Г.Г.) 2021, вып. 2, с. 21
- Апсэ В.А.** (см. Куликов Г.Г.) 2021, вып. 2, с. 124
- Афанасенко Р.С.**, Вуколов К.Ю., Вуколов Д.К., Морозов А.А. РОЛЬ НЕЙТРОННЫХ РАСЧЁТОВ В РАЗРАБОТКЕ ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК ИТЭР 2021, вып. 3, с. 5
- Ахметов Т.Д.** (см. Амиров В.Х.) 2021, вып. 4, с. 80

Б

- Балашов А.Ю.** (см. Андреев В.Ф.) 2021, вып. 4, с. 25
- Бахарев Н.Н.** (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 3, с. 37
- Бахарев Н.Н.** (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 4, с. 43
- Бачурина Д.М.** (см. Гаспарян Ю.М.) 2021, вып. 2, с. 158
- Беграмбеков Л.Б.** (см. Гаспарян Ю.М.) 2021, вып. 2, с. 158
- Белов А.М.** (см. Андреев В.Ф.) 2021, вып. 4, с. 25
- Белозеров О.С.**, Данько С.А., Хромов С.А. К МЕХАНИЗМУ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ 2021, вып. 1, с. 136
- Бобьрь Н.П.** (см. Голубева А.В.) 2021, вып. 3, с. 63
- Бондаренко Г.Г.** (см. Боровицкая И.В.) 2021, вып. 3, с. 82
- Бондарчук Э.Н.** (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 3, с. 37
- Бондарчук Э.Н.** (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 4, с. 43

- Боровицкая И.В.**, Коршунов С.Н., Мансурова А.Н., Бондаренко Г.Г., Люблинский И.Е. ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ИОНОВ АРГОНА И ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВАНАДИЯ И СПЛАВОВ НА ЕГО ОСНОВЕ (ОБЗОР) 2021, вып. 3, с. 82
- Борщеговский А.А.** (см. Кирнева Н.А.) 2021, вып. 3, с. 24
- Быков Т.А.**, Иванов А.А., Касатов Д.А., Колесников Я.А., Кошкарёв А.М., Остринов Г.М., Макаров А.Н., Щудло И.М., Соколова Е.О., Таскаев С.Ю. ИСТОЧНИК БОЛЬШИХ ПОТОКОВ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ УСКОРИТЕЛЯ 2021, вып. 2, с. 145
- В**
- Варфоломеев В.И.** (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52
- Велихов Е.П.**, Гольцев А.О., Давиденко В.Д., Ельшин А.В., Ковалишин А.А., Родионова Е.В., Цибульский В.Ф. ПРИЕМЛЕМОСТЬ ЗАМЫКАНИЯ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ 2021, вып. 1, с. 5
- Вертков А.В.** (см. Захаренков А.В.) 2021, вып. 4, с. 43
- Воробьёв В.А.** (см. Ковалев А.О.) 2021, вып. 1, с. 18
- Воронин А.В.** (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52
- Вуколов Д.К.** (см. Афанасенко Р.С.) 2021, вып. 1, с. 57
- Вуколов К.Ю.** (см. Афанасенко Р.С.) 2021, вып. 3, с. 5
- Высоких Ю.Г.** (см. Ковалев А.О.) 2021, вып. 1, с. 18
- Г**
- Гаркуша И.Е.** (см. Моисеенко В.Е.) 2021, вып. 2, с. 111
- Гаспарян Ю.М.**, Бачурина Д.М., Беграмбеков Л.Б., Крат С.А., Курнаев В.А., Литновский А.М., Огородникова О.В., Писарев А.А., Севрюков О.Н., Сучков А.Н. ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ НИЯУ МИФИ ПО СОЗДАНИЮ ГИБРИДНЫХ СИСТЕМ СИНТЕЗА-ДЕЛЕНИЯ (краткое сообщение) 2021, вып. 2, с. 158
- Голубева А.В.**, Хрипунов Б.И., Алимов В.Х., Преснякова Н.Н., Бобырь Н.П., Чернов В.М. СЕЛЕКТИВНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ СТАЛИ ЭК-181 (РУСФЕР) 2021, вып. 3, с. 63
- Гольцев А.О.** (см. Велихов Е.П.) 2021, вып. 1, с. 5
- Горбовский А.И.** (см. Амиров В.Х.) 2021, вып. 4, с. 80
- Горяинов В.Ю.** (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52
- Грязневич М.**, Николай А., Чуюнов В. и команда ООО «Токамак Энерджи». ПРОГРЕСС НА ST40 В НАПРАВЛЕНИИ ОПТИМИЗАЦИИ ПРОИЗВОДСТВА НЕЙТРОНОВ 2021, вып. 2, с. 107
- Гуреев В.М.** (см. Хрипунов Б.И.) 2021, вып. 3, с. 75
- Гусев В.К.** (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52
- Гутьеррес-Тапиа К.** (см. Лопес-Бруна Д.) 2021, вып. 1, с. 91
- Д**
- Давыденко В.И.** (см. Велихов Е.П.) 2021, вып. 1, с. 5
- Данько С.А.** (см. Белозеров О.С.) 2021, вып. 1, с. 136
- Дедов А.В.** (см. Захаренков А.В.) 2021, вып. 4, с. 54
- Дейчули П.П.** (см. Амиров В.Х.) 2021, вып. 4, с. 80
- Демидов Д.Н.** (см. Сивак А.Б.) 2021, вып. 1, с. 106
- Демидов Д.Н.** (см. Сивак А.Б.) 2021, вып. 2, с. 148
- Демидов А.С.** (см. Захаренков А.В.) 2021, вып. 4, с. 54
- Длугач Е.Д.** (см. Ананьев С.С.) 2021, вып. 1, с. 45
- Длугач Е.Д.** КОД ВTR ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ 2021, вып. 1, с. 68
- Длугач Е.Д.** (см. Панасенков А.А.) 2021, вып. 2, с. 86
- Длугач Е.Д.**, Панасенков А.А., Кутеев Б.В., Филимонова Е.А. ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА НЕЙТРАЛЬНЫМ ПУЧКОМ В НЕЙТРОННОМ ИСТОЧНИКЕ ТИН-СТ 2021, вып. 2, с. 100

Длугач Е.Д. , Кутеев Б.В., Ананьев С.С. ЛУЧЕВАЯ МОДЕЛЬ ПУЧКА ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ	2021, вып. 4, с. 63
Днестровский А.Ю. (см. Медведев С.Ю.)	2021, вып. 2, с. 15
Днестровский А.Ю. (см. Ананьев С.С.)	2021, вып. 2, с. 65
Драбинский М.А. (см. Иванов Д.П.)	2021, вып. 1, с. 57
Древаль Н.Б. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Дроздов В.В. (см. Медведев С.Ю.)	2021, вып. 2, с. 15
Е	
Елисеев Л.Г. (см. Лопес-Бруна Д.)	2021, вып. 1, с. 91
Ельшин А.В. (см. Велихов Е.П.)	2021, вып. 1, с. 5
Ж	
Жильцов Н.С. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Жильцов Н.С. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Жильцов Н.С. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Журавлев К.В. (см. Захаренков А.В.)	2021, вып. 4, с. 54
З	
Заманов Н.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Захаренков А.В. , Локтионов В.Д., Дедов А.В., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Демидов А.С., Журавлев К.В., Польский В.И. ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭНЕРГОНАПРЯЖЕННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИЙ	2021, вып. 4, с. 54
И	
Иванов А.А. (см. Амиров В.Х.)	2021, вып. 4, с. 80
Иванов Б.В. , Ананьев С.С. ОЦЕНКА УРОВНЯ ГОТОВНОСТИ ТЕХНОЛОГИЙ ТРИТЕОВОГО ЦИКЛА В РОССИИ НА ПРИМЕРЕ ПРОЕКТА ГИБРИДНОГО РЕАКТОРА ДЕМО-ТИН	2021, вып. 4, с. 5
Иванов В.А. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Иванов Д.П. , Анашкин И.О., Драбинский М.А., Коробов К.В., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Новиков С.И. КОНЦЕПЦИЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ КОМПАКТНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТОКАМАКА С ПОЛЕМ 5 ТЛ	2021, вып. 1, с. 57
Игонькина Г.Б. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
К	
Кавин А.А. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Кавин А.А. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Капитонов В.А. (см. Амиров В.Х.)	2021, вып. 4, с. 80
Касатов Д.А. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Кашук Ю.А. (см. Ковалев А.О.)	2021, вып. 1, с. 18
Кирнева Н.А. , Борщеговский А.А., Куянов А.Ю., Пименов И.С., Рой И.Н. ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ 140 ГГЦ ДЛЯ ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ Т-15МД	2021, вып. 3, с. 24
Киселёв Е.О. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Киселёв Е.О. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Киселёв Е.О. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Клищенко А.В. (см. Ананьев С.С.)	2021, вып. 1, с. 45
Ковалев А.О. , Родионов Р.Н., Портнов Д.В., Воробьёв В.А., Высоких Ю.Г., Обуховский С.Ю., Кашук Ю.А. АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ДИАГНОСТИКИ ДМНП ИТЭР	2021, вып. 1, с. 18
Ковалишин А.А. (см. Велихов Е.П.)	2021, вып. 1, с. 5
Ковтун Ю.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Кожурин А.А. , Семенец Ю.М., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э. Двумерная транспортная модель нейтралов на основе вероятностей прохода и ухода потоков с группами по энергиям	2021, вып. 1, с. 80

Козуля М.М. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Койдан В.С. (см. Хрипунов Б.И.)	2021, вып. 3, с. 75
Колесников Я.А. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Конин А.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Конин А.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Корешева Е.Р. (см. Александрова И.В.)	2021, вып. 3, с. 94
Коробов К.В. (см. Иванов Д.П.)	2021, вып. 1, с. 57
Коровин В.Б. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Коршунов С.Н. (см. Боровицкая И.В.)	2021, вып. 3, с. 82
Кошкарёв А.М. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Красюк А.Ю. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Крат С.А. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Кругликов А.Е. (см. Куликов Г.Г.)	2021, вып. 2, с. 124
Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Апсэ В.А., Куликов Е.Г. ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ РОЛЬ ТЕРМОЯДЕРНОГО НЕЙТРОННОГО ИСТОЧНИКА В ЯДЕРНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ	2021, вып. 2, с. 21
Куликов Е.Г. (см. Куликов Г.Г.)	2021, вып. 2, с. 21
Куликов Е.Г. (см. Куликов Г.Г.)	2021, вып. 2, с. 124
Куликов Г.Г., Шмелев А.Н., Кругликов А.Е., Апсэ В.А., Куликов Е.Г. ТЕРМОЯДЕРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ ИСТОЧНИК — ЭФФЕКТИВНЫЙ НАРАБОТЧИК НЕТРАДИЦИОННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА	2021, вып. 2, с. 124
Курнаев В.А. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Курскиев Г.С. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Кукушкин А.С. (см. Ананьев С.С.)	2021, вып. 2, с. 65
Кутеев Б.В., Пашков А.Ю., Филимонова Е.А., Шпанский Ю.С. КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТЯР ИЛИ ТИН	2021, вып. 1, с. 27
Кутеев Б.В. 4-я МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ПОДКРИТИЧЕСКИМ ГИБРИДНЫМ СИСТЕМАМ СИНТЕЗА-ДЕЛЕНИЯ	2021, вып. 2, с. 5
Кутеев Б.В., Шпанский Ю.С. и команда DEMO-FNS. РАЗВИТИЕ ГИБРИДНЫХ СИСТЕМ «СИНТЕЗ-ДЕЛЕНИЕ» И ИХ ИНТЕГРАЦИЯ В ЯДЕРНУЮ ЭНЕРГЕТИКУ РОССИИ	2021, вып. 2, с. 7
Кутеев Б.В. (см. Медведев С.Ю.)	2021, вып. 2, с. 15
Кутеев Б.В. (см. Панасенков А.А.)	2021, вып. 2, с. 86
Кутеев Б.В. (см. Длугач Е.Д.)	2021, вып. 2, с. 100
Кутеев Б.В. (см. Шленский М.Н.)	2021, вып. 2, с. 139
Кутеев Б.В. (см. Скоков В.Г.)	2021, вып. 2, с. 161
Кутеев Б.В. (см. Длугач Е.Д.)	2021, вып. 4, с. 63
Курскиев Г.С. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Курскиев Г.С. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Куянов А.Ю. (см. Кирнева Н.А.)	2021, вып. 3, с. 24

Л

Линге И.И. О РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПОСЛЕДСТВИЯХ ЗАМЫКАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА	2021, вып. 1, с. 13
Литновский А.М. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Лозин А.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Локтионов В.Д. (см. Захаренков А.В.)	2021, вып. 4, с. 54
Лопес-Бруна Д., Гутьеррес-Тапия К., Мартинель Х.Х., Мельников А.В., Елисеев Л.Г., Хабанов Ф.О., Пастор И., Тафайя Д. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ TJ-II: СРАВНЕНИЕ НЕОКЛАССИЧЕС-	2021, вып. 1, с. 91

СКИХ МОДЕЛЕЙ С ИЗМЕРЕНИЯМИ

- Лукаш В.Э.** (см. Кожурин А.А.) 2021, вып. 1, с. 80
Лысенко С.Е. (см. Иванов Д.П.) 2021, вып. 1, с. 57
Люблинский И.Е. (см. Боровицкая И.В.) 2021, вып. 3, с. 82
Люблинский И.Е. (см. Захаренков А.В.) 2021, вып. 4, с. 54

М

- Макаренко М.Н., Романовский В.Р.** АНАЛИЗ ДОПУСТИМЫХ ТОКОВЫХ НАГРУЗОК РЕЗИСТИВНЫХ ТОКОВОДОВ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ 2021, вып. 2, с. 161
Макаров А.Н. (см. Быков Т.А.) 2021, вып. 2, с. 145
Мансурова А.Н. (см. Боровицкая И.В.) 2021, вып. 3, с. 82
Мартинель Х.Х. (см. Лопес-Бруна Д.) 2021, вып. 1, с. 91
Мартыненко Ю.В. ПОВРЕЖДЕНИЕ ПЛАСТИН ДИВЕРТОРА ИТЭР ПРИ СРЫВАХ 2021, вып. 3, с. 111
Мартынов А.А. (см. Медведев С.Ю.) 2021, вып. 2, с. 15
Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Кутеев Б.В., Днестровский А.Ю., Дроздов В.В. ТОКАМАКИ С ВНЕШНИМИ Х-ТОЧКАМИ: ПРЕДЕЛЫ УСТОЙЧИВОСТИ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ 2021, вып. 2, с. 15
Мельников А.В. (см. Иванов Д.П.) 2021, вып. 1, с. 57
Мельников А.В. (см. Лопес-Бруна Д.) 2021, вып. 1, с. 91
Минаев В.Б. (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52
Минаев В.Б. (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 3, с. 37
Минаев В.Б. (см. Минеев А.Б.) 2021, вып. 4, с. 43
Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курские Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ (GLOBSYS) ДЛЯ СЛЕДУЮЩЕГО ШАГА ПРОГРАММЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ И СОПОСТАВЛЕНИЕ С ДАННЫМИ РАЗРЯДА ГЛОБУС-М2 2021, вып. 3, с. 37
Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов, Н.С., Курские Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю. ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ СЛЕДУЮЩЕГО ШАГА ПРОГРАММЫ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М. ВЕРИФИКАЦИЯ РЯДА ПОДСИСТЕМ КОДА ПО ДОСТИГНУТЫМ И ПРОГНОЗИРУЕМЫМ ДАННЫМИ НА УСТАНОВКАХ NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U И ST40 2021, вып. 4, с. 43
Моисеенко В.Е., Черницкий С.В., Агрэн О., Древаль Н.Б., Славный А.С., Ковтун Ю.В., Лозин А.В., Павличенко Р.О., Шаповал А.Н., Коровин В.Б., Козуля М.М., Заманов Н.В., Красюк А.Ю., Сюсько Ю.В., Гаркуша И.Е. РАЗРАБОТКА КОНЦЕПЦИИ СТЕЛЛАТОРНО-ПРОБКОТРОННОЙ ГИБРИДНОЙ УСТАНОВКИ СИНТЕЗА-ДЕЛЕНИЯ 2021, вып. 2, с. 111
Моисеенко В.Е. (см. Агрэн О.) 2021, вып. 2, с. 118
Моисеенко В.Е., Черницкий С.В., Агрэн О. ВЫГОРАНИЕ АМЕРИЦИЯ И КЮРИЯ В ТЕРМОЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ 2021, вып. 2, с. 133
Морозов А.А. (см. Афанасенко Р.С.) 2021, вып. 3, с. 5
Мухин Е.Е. (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52

Н

- Николаи А.** (см. Грязневич М.) 2021, вып. 2, с. 107
Новиков С.И. (см. Иванов Д.П.) 2021, вып. 1, с. 57
Новохацкий А.Н. (см. Ткаченко Е.Е.) 2021, вып. 3, с. 52

О	
Обудовский С.Ю. (см. Ковалев А.О.)	2021, вып. 1, с. 18
Огородникова О.В. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Остринов Г.М. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
П	
Павличенко Р.О. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Панасенков А.А., Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В. АНАЛИЗ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ ИНЖЕКТОРА БЫСТРЫХ АТОМОВ ДЛЯ ТОКАМАКА ТИН-СТ	2021, вып. 2, с. 86
Панасенков А.А. (см. Длугач Е.Д.)	2021, вып. 2, с. 100
Пастор И. (см. Лопес-Бруна Д.)	2021, вып. 1, с. 91
Патров М.И. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Пашков А.Ю. (см. Кутеев Б.В.)	2021, вып. 1, с. 27
Петров Ю.В. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Петров Ю.В. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Петров Ю.В. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Пименов И.С. (см. Кирнева Н.А.)	2021, вып. 3, с. 24
Писарев А.А. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Польский В.И. (см. Захаренков А.В.)	2021, вып. 4, с. 54
Портнов Д.В. (см. Ковалев А.О.)	2021, вып. 1, с. 18
Преснякова Н.Н. (см. Голубева А.В.)	2021, вып. 3, с. 63
Р	
Родин И.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Родин И.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Родионов Р.Н. (см. Ковалев А.О.)	2021, вып. 1, с. 18
Родионова Е.В. (см. Велихов Е.П.)	2021, вып. 1, с. 5
Рой И.Н. (см. Кирнева Н.А.)	2021, вып. 3, с. 24
Романовский В.Р. НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ТЕХНИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ВВОДЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА	2021, вып. 4, с. 111
Романовский В.Р. (см. Макаренко М.Н.)	2021, вып. 2, с. 161
С	
Сахаров Н.В. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Сахаров Н.В. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Сахаров Н.В. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Севрюков О.Н. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Семенец Ю.М. (см. Кожурин А.А.)	2021, вып. 1, с. 80
Семенов Е.В. (см. Хрипунов Б.И.)	2021, вып. 3, с. 75
Семенов П.С. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
Сергеев В.Ю. (см. Скоков В.Г.)	2021, вып. 2, с. 161
Сивак А.Б., Демидов Д.Н., Сивак П.А. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕДИ: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ	2021, вып. 1, с. 106
Сивак А.Б., Сивак П.А. УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВАКАНСИОННОЙ ПОРЫ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В ОЦК-МЕТАЛЛАХ Fe И V — МЕТОДЫ РАСЧЁТА	2021, вып. 1, с. 119
Сивак А.Б., Демидов Д.Н., Сивак П.А. ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ЖЕЛЕЗЕ: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ	2021, вып. 2, с. 148
Сивак П.А. (см. Сивак А.Б.)	2021, вып. 1, с. 119
Сивак П.А. (см. Сивак А.Б.)	2021, вып. 2, с. 148
Скоков В.Г., Сергеев В.Ю., Ануфриев Е.А., Кутеев Б.В. СРАВНЕНИЕ ВАРИАНТОВ ЛИТИЕВОГО ДИВЕРТОРА ДЛЯ ТОКАМАКА ДЕМО-ТИН (краткое сообщение)	2021, вып. 2, с. 161

Славный А.С. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Соколов М.М. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
Соколова Е.О. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Степин А.В. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
Сучков А.Н. (см. Гаспарян Ю.М.)	2021, вып. 2, с. 158
Сушков А.В. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
Сюсько Ю.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Т	
Танчук В.Н. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Танчук В.Н. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Таскаев С.Ю. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
Тафайя Д. (см. Лопес-Бруна Д.)	2021, вып. 1, с. 91
Тельнова А.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Тельнова А.Ю. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Ткаченко Е.Е., Курский Г.С., Жильцов Н.С., Воронин А.В., Горяинов В.Ю., Мухин Е.Е., Толстяков С.Ю., Варфоломеев В.И., Гусев В.К., Минаев В.Б., Новохацкий А.Н., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Киселёв Е.О., Щеголев П.Б. ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 ПО ДАННЫМ ДИАГНОСТИК ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	2021, вып. 3, с. 52
Толстяков С.Ю. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Трофимов В.А. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
У	
Унежев В.Н. (см. Хрипунов Б.И.)	2021, вып. 3, с. 75
Ф	
Филатов О.Г. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 3, с. 37
Филатов О.Г. (см. Минеев А.Б.)	2021, вып. 4, с. 43
Филимонова Е.А. (см. Кутеев Б.В.)	2021, вып. 1, с. 27
Филимонова Е.А. (см. Длугач Е.Д.)	2021, вып. 2, с. 100
Х	
Хабанов Ф.О. (см. Лопес-Бруна Д.)	2021, вып. 1, с. 91
Хайрутдинов Р.Р. (см. Кожурин А.А.)	2021, вып. 1, с. 80
Хайрутдинов Э.Н. (см. Андреев В.Ф.)	2021, вып. 4, с. 25
Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Гуреев В.М., Семенов Е.В., Унежев В.Н., Цветков А.А. ВОЗДЕЙСТВИЕ УСКОРЕННЫХ ПРОТОНОВ И ПЛАЗМЫ НА ПОВЕРХНОСТЬ ВОЛЬФРАМА	2021, вып. 3, с. 75
Хрипунов Б.И. (см. Голубева А.В.)	2021, вып. 3, с. 63
Хромов С.А. (см. Белозеров О.С.)	2021, вып. 1, с. 136
Ц	
Цветков А.А. (см. Хрипунов Б.И.)	2021, вып. 3, с. 75
Цибульский В.Ф. (см. Велихов Е.П.)	2021, вып. 1, с. 5
Ч	
Черницкий С.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Черницкий С.В. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 133
Чернов В.М. (см. Голубева А.В.)	2021, вып. 3, с. 63
Чукбар К.В. САМОУСКОРЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПОТОКА ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ	2021, вып. 3, с. 107
Чуянов В. (см. Грязневич М.)	2021, вып. 2, с. 107

Ш	
Шаповал А.Н. (см. Моисеенко В.Е.)	2021, вып. 2, с. 111
Шиховцев И.В. (см. Амиров В.Х.)	2021, вып. 4, с. 80
Шленский М.Н., Кутеев Б.В. ПРИМЕНЕНИЕ ГИБРИДНЫХ СИСТЕМ СИНТЕЗА-ДЕЛЕНИЯ В ЯДЕРНОМ ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ	2021, вып. 2, с. 139
Шмелев А.Н. (см. Куликов Г.Г.)	2021, вып. 2, с. 21
Шмелев А.Н. (см. Куликов Г.Г.)	2021, вып. 2, с. 124
Шпанский Ю.С. (см. Кутеев Б.В.)	2021, вып. 1, с. 27
Шпанский Ю.С. (см. Кутеев Б.В.)	2021, вып. 2, с. 7
Щ	
Щеголев П.Б. (см. Ткаченко Е.Е.)	2021, вып. 3, с. 52
Щудло И.М. (см. Быков Т.А.)	2021, вып. 2, с. 145
А	
Agostinetti P. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Akhmetov T. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Angelone M. (see Orsitto F.P.)	2021, вып. 2, с. 78
В	
Bagryansky P. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Bruno F. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Burgio N., Carta M., Fabrizio V., Falconi L., Gandini A., Gatto R., Peluso V., Santoro E., Sciarretta M.B. SUBCRITICALITY MONITORING IN FUSION-FISSION HYBRID REACTORS	2021, вып. 2, с. 27
Bustreo C. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
С	
Cavazzana R. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Cardinali A. (see Ciotti M.)	2021, вып. 2, с. 57
Carta M. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Carta M. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42
Cemmi A. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42
Cemmi A. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Chen Ch. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Chen Z. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Chen Z (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Chen Z. (see Prikhodko V.V.)	2021, вып. 2, с. 166
Cherubini N. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42
Cherubini N. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Čížek J. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
Ciotti M., Panza F., Cardinali A., Gatto R., Ramogida G., Lomonaco G., Ricco G., Ripani M., Osipenko M. NOVEL HYBRID PILOT EXPERIMENT PROPOSAL FOR A FUSION-FISSION SUBCRITICAL COUPLED SYSTEM	2021, вып. 2, с. 57
Ciotti M (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Д	
Drozd A.S. (see Sarancha G.A.)	2021, вып. 4, с. 92
Е	
Emekeev I.A. (see Sarancha G.A.)	2021, вып. 4, с. 92
Escande D.F. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Ф	
Fabrizio V. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Fabrizio V. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42
Falconi L. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Falconi L. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42

Filippi F. (see Panza F.)		2021, вып. 2, с. 42
G		
Gaio E. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Gandini A. (see Burgio N.)		2021, вып. 2, с. 27
Ganin S.A. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Gann V.V. (see Ogorodnikova O.V.)		2021, вып. 2, с. 167
Gatto R. (see Burgio N.)		2021, вып. 2, с. 27
Gatto R. (see Ciotti M.)		2021, вып. 2, с. 57
Grasso G. (see Panza F.)		2021, вып. 2, с. 42
H		
Hruška P. (see Ogorodnikova O.V.)		2021, вып. 2, с. 167
I		
Iacovacci R. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Ivanov A. (see Yakovlev D.)		2021, вып. 2, с. 162
K		
Kameník J. (see Ogorodnikova O.V.)		2021, вып. 2, с. 167
Kotelnikov I. (see Yakovlev D.)		2021, вып. 2, с. 162
Kotelnikov I.A. (see Prikhodko V.V.)		2021, вып. 2, с. 166
Krokhalev O.D. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Kropackova D. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Kudashev I.S. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Kulagin V.V. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Kuzmin E. (see Yakovlev D.)		2021, вып. 2, с. 162
L		
Lauerova M. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Lombardi G. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Lomonaco G. (see Ciotti M.)		2021, вып. 2, с. 57
Lomonaco G. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Lunardon F. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
M		
Maistrello A. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Majerle M. (see Ogorodnikova O.V.)		2021, вып. 2, с. 167
Mancini E. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Mariani A. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Marzo G.A. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
Melnikov A.V. (see Sarancha G.A.)		2021, вып. 4, с. 92
Mingrone G. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159
O		
Ogorodnikova O.V., Majerle M., Čížek J., Simakov S., Gann V.V., Hruška P., Kameník J., Pospíšil J., Štefánek M., Vinš M., Štursa J. RADIATION DEFECT FORMATION IN BCC METALS IRRADIATED WITH HIGH ENERGY PROTONS, SELF-IONS AND NEUTRONS WITH DIFFERENT SPECTRA (short message)		2021, вып. 2, с. 167
Orsitto F.P. (see Panza F.)		2021, вып. 2, с. 42
Orsitto F.P., Romanelli M., Vinay M. HIGH FIELD TOKAMAKS AS COMPACT NEUTRON SOURCES		2021, вып. 2, с. 47
Orsitto F.P., Angelone M., Tardocchi M. DIAGNOSTICS AND CONTROL OF FUSION-FISSION HYBRID TOKAMAK-BASED REACTORS: THE TECHNOLOGY FOR MEASUREMENT SYSTEMS		2021, вып. 2, с. 78
Osipenko M. (see Ciotti M.)		2021, вып. 2, с. 57
Osipenko M. (see Piovan R.)		2021, вып. 2, с. 159

P	
Panza F. , Carta M., Cemmi A., Cherubini N., Fabrizio V., Falconi L., Filippi F., Grasso G., Orsitto F.P., Peluso V. SET UP OF A DETERMINISTIC CALCULATION MODEL FOR THE ANALYSIS OF FUSION-FISSION HYBRID SYSTEMS	2021, вып. 2, с. 42
Panza F. (see Ciotti M.)	2021, вып. 2, с. 57
Panza F. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Peluso V. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Peluso V. (see Panza F.)	2021, вып. 2, с. 42
Piovan R. , Agostinetti P., Bustreo C., Bruno F., Cavazzana R., Cemmi A., Cherubini N., Ciotti M., Escande D.F., Gaio E., Iacovacci R., Lombardi G., Lomonaco G., Lunardon F., Marzo G.A., Maistrello A., Mancini E., Mariani A., Mingrone G., Osipenko M., Panza F., Puiatti M.E., Ricco G., Ripani M., Valisa M., Vignaroli T., Zollino G., Zuin M. PILOT FFHR BASED ON A RFP AS A FUSION CORE (short message)	2021, вып. 2, с. 159
Pospíšil J. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
Prikhodko V. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Prikhodko V. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Prikhodko V.V. , Chen Z., Kotelnikov I.A., Yakovlev D.V., Yu J., Zeng Q. SIMULATION OF PLASMA PARAMETERS FOR ALIANCE PROJECT (short message)	2021, вып. 2, с. 166
Puiatti M.E. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
R	
Ramogida G. (see Ciotti M.)	2021, вып. 2, с. 57
Ricco G. (see Ciotti M.)	2021, вып. 2, с. 57
Ricco G. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Ripani M. (see Ciotti M.)	2021, вып. 2, с. 57
Ripani M. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Romanelli M. (see Orsitto F.P.)	2021, вып. 2, с. 47
S	
Santoro E. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Saranca G.A. , Drozd A.S., Emekeev I.A., Ganin S.A., Kropackova D., Kudashev I.S., Kulagin V.V., Lauerova M., Melnikov A.V., Sergeev N.S., Krokhalev O.D., Stockel J., Svoboda V. HYDROGEN AND HELIUM DISCHARGES IN THE GOLEM TOKAMAK	2021, вып. 4, с. 92
Sciarretta M.B. (see Burgio N.)	2021, вып. 2, с. 27
Sergeev N.S. (see Saranca G.A.)	2021, вып. 4, с. 92
Shikhovtsev I. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Simakov S. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
Song J. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Štefánik M. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
Stockel J. (see Saranca G.A.)	2021, вып. 4, с. 92
Štursa J. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
Svoboda V. (see Saranca G.A.)	2021, вып. 4, с. 92
T	
Tardocchi M. (see Orsitto F.P.)	2021, вып. 2, с. 78
V	
Valisa M. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Vignaroli T. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Vinay M. (see Orsitto F.P.)	2021, вып. 2, с. 47
Vinš M. (see Ogorodnikova O.V.)	2021, вып. 2, с. 167
W	
Wang Zh. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164

Wu Y. DEVELOPMENT AND APPLICATIONS OF HINEG HIGH INTENSITY NEUTRON SOURCES (short message)	2021, вып. 2, с. 163
Y	
Yakovlev D. , Akhmetov T., Bagryansky P., Chen Z., Ivanov A., Kotelnikov I., Kuzmin E., Prikhodko V., Shikhovtsev I., Zeng Q. DESIGN AND RESEARCH PROGRAM OF THE ALIANCE-T EXPERIMENT (short message)	2021, вып. 2, с. 162
Yakovlev D. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Yakovlev D.V. (see Prikhodko V.V.)	2021, вып. 2, с. 166
Yang W. , Zeng Q., Chen Ch., Chen Zh., Song J., Wang Zh., Yu J., Yakovlev D., Prikhodko V. SHIELDING DESIGN AND NEUTRONICS CALCULATION OF THE GDL BASED FUSION NEUTRON SOURCE ALIANCE (short message)	2021, вып. 2, с. 164
Yu J. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Yu J. (see Prikhodko V.V.)	2021, вып. 2, с. 166
Z	
Zeng Q. (see Yakovlev D.)	2021, вып. 2, с. 162
Zeng Q. (see Yang W.)	2021, вып. 2, с. 164
Zeng Q. (see Prikhodko V.V.)	2021, вып. 2, с. 166
Zollino G. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159
Zuin M. (see Piovan R.)	2021, вып. 2, с. 159

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Иванов Б.В., Ананьев С.С.</i> Оценка уровня готовности технологий тритиевого цикла в России на примере проекта гибридного реактора ДЕМО-ТИН	5
<i>Андреев В.Ф., Балашов А.Ю., Белов А.М., Игонькина Г.Б., Семенов П.С., Соколов М.М., Степин А.В., Сушков А.В., Хайрутдинов Э.Н.</i> Моделирование магнитных измерений на токамаке Т-15МД с учётом наведённых токов в вакуумной камере	25
<i>Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курские Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю.</i> Инженерно-физическая модель для следующего шага программы сферического токамака Глобус-М. Верификация ряда подсистем кода по достигнутым и прогнозируемым данным на установках NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40	43
<i>Захаренков А.В., Локтионов В.Д., Дедов А.В., Люблинский И.Е., Вертков А.В., Демидов А.С., Журавлев К.В., Польский В.И.</i> Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения энергонапряжённых элементов конструкций токамака	54
<i>Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Ананьев С.С.</i> Лучевая модель пучка для оптимизации параметров нейтральной инжекции	63
<i>Амиров В.Х., Ахметов Т.Д., Горбовский А.И., Дейчули П.П., Иванов А.А., Капитонов В.А., Шиховцев И.В.</i> Калориметр-приёмник инжектора быстрых атомов мегаваттного диапазона	80
<i>Саранча Г.А., Дрозд А.С., Емекеев И.А., Ганин С.А., Кропачкова Д., Кудашев И.С., Кулагин В.В., Лауэрова М., Мельников А.В., Сергеев Н.С., Крохалев О.Д., Штокель Я., Свобода В.</i> Разряды в водородной и гелиевой плазме токамака GOLEM	92
<i>Романовский В.Р.</i> Неустойчивости в технических сверхпроводниках при вводе переменного тока. 111	
<i>Макаренко М.Н., Романовский В.Р.</i> Анализ допустимых токовых нагрузок резистивных тоководов сверхпроводящих магнитных систем	117
Памяти Михаила Васильевича Кривошеева	123
Памяти Сергея Леонидовича Недосеева	125
Памяти Игоря Евгеньевича Люблинского	127
Перечень авторов и названия статей, опубликованных в ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44	129

CONTENTS

<i>Ivanov B.V., Ananyev S.S.</i> Russian tritium cycle technology readiness level analysis for the DEMO-FNS hybrid (fission-fusion) reactor.....	5
<i>Andreev V.F., Balashov A.Yu., Belov A.M., Igonkina G.B., Semenov P.S., Sokolov M.M., Stepin A.V., Sushkov A.V., Khairutdinov E.N.</i> Simulation of magnetic measurements on the tokamak T-15MD taking into account the eddy currents in the vacuum chamber	25
<i>Mineev A.B., Bondarchuk E.N., Kavin A.A., Konin A.Yu., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Trofimov V.A., Filatov O.G., Bakharev N.N., Zhilzov N.S., Kurskiev G.S., Kiselev E.O., Minaev V.B., Sakharov N.V., Petrov Yu.V., Telnova A.Yu.</i> Engineering-physical model (Globsys) for the next step of the Globus-M spherical tokamak program. Verification of some subsystems on achieved and predictable data from installations NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U and ST40.....	43
<i>Zakharenkov A.V., Loktionov V.D., Dedov A.V., Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Demidov A.S., Zhuravlev K.V., Polskiy V.I.</i> Application of dispersed gas-liquid flow for cooling energy-stressed structural elements tokamak.....	54
<i>Dlougach E.D., Kuteev B.V., Ananyev S.S.</i> Light beam model for neutral beam injection optimization	63
<i>Amirov V.Kh., Akhmetov T.D., Gorbovskiy A.I., Deychuli P.P., Ivanov A.A., Kapitonov V.A., Shikhovtsev I.V.</i> Calorimeter receiver of fast atoms injector of megawatt range	80
<i>Sarancha G.A., Drozd A.S., Emekeev I.A., Ganin S.A., Kropackova D., Kudashev I.S., Kulagin V.V., Lauerova M., Melnikov A.V., Sergeev N.S., Krokhalev O.D., Stockel J., Svoboda V.</i> Hydrogen and helium discharges in the GOLEM tokamak	92
<i>Romanovskii V.R.</i> Instabilities in technical superconductors during ac charging.....	111
<i>Makarenko M.N., Romanovskii V.R.</i> Analysis of permissible current loads of resistive current leads of superconducting magnet systems.....	117
In Memoriam of Michail Vasilievich Krivosheev	123
In Memoriam of Sergey Leonidovich Nedoseev.....	125
In Memoriam of Igor Evgenievich Lyblinsry.....	127
List of authors and titles of papers published in Problems of Atomic Science and Technology. Series Thermonuclear Fusion, 2021, vol. 44.....	129

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 44, выпуск 4

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 5.12.21. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 14. Уч.-изд. л. 13. Тираж 156. Индекс 3648. 9 статей. Заказ 37
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1