

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2022

Том 45
Выпуск 1



Отделение физики плазмы Европейского физического общества (ЕФО) приняло решение наградить премией Ханнеса Альфвена за 2021 г. члена редколлегии нашего журнала профессора Сергея Игоревича Крашенинникова (Факультет машиностроения и аэрокосмической техники Калифорнийского университета в Сан-Диего, США) за выдающийся вклад в физику плазмы приповерхностного слоя и дивертора в термоядерных установках с магнитным удержанием, включая физику «сгустков» плазмы (blobs), пыли и отрыва плазмы от пластин дивертора (divertor plasma detachment), а также эффектов атомной физики. Награждение состоится на 48-й Конференции ЕФО в Маастрихте, Нидерланды (27 июня — 1 июля 2022 г.), где лауреат премии выступит с лекцией. Альфвеновская премия, являющаяся одной из наиболее престижных международных премий в области физики плазмы, присуждается с 2000 г. До сих пор её получили пять наших соотечественников: В.Д. Шафранов, В.Е. Фортвов, В.П. Смирнов, С.В. Буланов и К.А. Разумова.

Редколлегия извещает авторов и читателей, что следующие статьи, опубликованные в нашем журнале в 2020 г., переведены на английский язык и опубликованы в специальном выпуске журнала *Physics of Atomic Nuclei*, 2021, vol. 84, № 7 (англоязычная версия журнала «Ядерная физика»):

— I.E. Lyublinski, A.V. Vertkov, M.Yu. Zharkov, A.V. Berlov, M.A. Ladyko, S.V. Mirnov, V.B. Lazarev, V.A. Vershkov, G.E. Notkin, A.V. Zakharenkov, I.L. Tazhibayeva, Yu.V. Ponkratov, Yu.N. Gordienko. Stationary operated lithium in-vessel elements of a tokamak (p. 1245—1251);

— B.I. Khripunov, V.S. Koidan, A.I. Ryazanov, V.M. Gureev, S.T. Latushkin, E.V. Semenov, V.G. Stolyarova. Impact of deuterium plasma flux on fusion reactor materials: radiation damage, surface modification, erosion (p. 1252—1258);

— Yu.V. Martynenko. Molten metal transport along the surface under the effect of plasma flows typical of transient processes in tokamaks (p. 1259—1265);

— V.M. Sharapov. Discharge chamber plasma-chemical conditioning in magnetic confinement fusion devices (review) (p. 1266—1271);

— A.I. Blokhin, V.M. Chernov. Nuclear physical properties of austenitic nickel and manganese steels under neutron irradiation in nuclear fission (fast) and fusion reactors (p. 1272—1284);

— V.Kh. Amirov, A.I. Gorbovskiy, V.I. Davydenko, P.P. Deychuli, A.A. Ivanov, V.A. Kapitonov, V.V. Mishagin, A.V. Sorokin, I.V. Shikhovtsev. Ion-optical system with ballistic focusing of a powerful deuterium atom beam injector for plasma heating (p. 1285—1290);

— V.R. Romanovskii. Instabilities in technical superconductors (p. 1291—1295);

— A.S. Navolotsky, V.I. Afanasyev, A.D. Melnik, M.I. Mironov, V.G. Nesenevich, S.Ya. Petrov, M.P. Petrov, F.V. Chernyshev, I.V. Aleksandrov, G.V. Marinin, D.V. Terent'ev, A.S. Filippov, A.V. Belov, E.I. Gapionok, I.V. Kedrov, A.Yu. Konin, B.V. Lyublin, M.V. Sukhanova, V.N. Tanchuk, A.A. Khitruk, A.A. Borisov, N.A. Deryabina, A.N. Mokeev. Neutron collimator for the diagnostic system of neutral particle analyzers of the ITER tokamak (p. 1296—1304);

— V.I. Khripunov. Radiation source terms and fields assessment at the T-15MD facility (p. 1305—1331);

— P.P. Khvostenko, E.N. Bondarchuk, A.A. Kavin, V.M. Leonov, A.N. Chudnovskiy. Calculations of settings in the protection and blocking circuits of the power supply system of electromagnetic windings and the duration of plasma discharges in T-15MD tokamak (p. 1332—1341);

— N.A. Kirneva, D.A. Kislov, I.N. Roy. On the choice of electron cyclotron heating frequency for T-15MD tokamak (p. 1342—1350);

— D.S. Sergeev, M.N. Nerush. Analysis of the possibility of measuring the electron plasma density of the T-15MD tokamak by probing with electromagnetic waves of the submillimeter range (p. 1351—1357);

— V.N. Dokuka, R.R. Khayrutdinov. Numerical study of plasma discharges in KTM tokamak in autumn campaign 2019 (p. 1358—1367).

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 45

Выпуск 1

МОСКВА — 2022

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>

Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,413

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 45

Issue 1

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

MOSCOW — 2022

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 two-year impact factor of the journal in RSCI: 0.413

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»

ПАВЕЛ МАТВЕЕВИЧ МОРОЗОВ

(к 115-летию со дня рождения)

В.А. Ветров, Ю.В. Мартыненко, В.А. Щепетиллов

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

PAVEL MATVEEVICH MOROZOV

(to the 115th anniversary of his birth)

V.A. Vetrov, Yu.V. Martynenko, V.A. Shchepetilov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

В многолетней истории Курчатовского института и атомной отрасли России (более 75 лет) начальный этап Атомного проекта СССР, период с 1945 по 1955 г., отмечен особой напряжённостью работ. Лишь немногие их участники оставили свои воспоминания. О роли и вкладе в общее дело других участников могут рассказать только публикации, сохранившиеся документы и воспоминания коллег.

Морозов П.М. (29.01.1907—15.09.1982) — один из учёных и специалистов, внёсших в области своей деятельности на начальном этапе советского атомного проекта определяющий вклад в обеспечение обороноспособности нашей страны.

Павел Матвеевич Морозов родился 29(16) января 1907 г. в многодетной крестьянской семье в селе Карповское Пронского уезда Рязанской губернии (в настоящее время село Карповское Пронского района Рязанской области).

В 1925 г. Павел Матвеевич приехал в Ленинград и начал трудовую деятельность сначала подсобным рабочим, а затем электриком на Прядильно-ткацкой фабрике имени Петра Анисимова.

В 1927 г. он поступил на вечернее отделение рабочего факультета Ленинградского государственного университета. Совмещая работу на фабрике с учёбой, окончил рабфак в 1931 г. В этом же году поступил на физический факультет Ленинградского университета. Специализировался Павел Матвеевич на кафедре электричества. Дипломная работа, в которой исследовалась термоионная эмиссия минералов (микроклин, спадумен, нефелин, диапсит, сильвин) и солей (сегнетова, литий хлористый), выполнена им под руководством профессора В.И. Павлова.

С 1928 г. П.М. Морозов член ВКП(б).

В 1932 г. Павел Матвеевич женился на Марии Ивановне Пятышевой (1910—2002 гг.), работавшей, как и П.М., на фабрике им. Петра Анисимова ткачихой. У них родились две дочери, Татьяна (1939—2014 гг.) и Вера (1941 г.).

По окончании обучения в 1936 г. П.М. был оставлен в аспирантуре, выполнил под руководством доцента к.ф.-м.н. В.М. Дукельского и защитил 28 июня 1939 г. кандидатскую диссертацию («Вторичная электронная эмиссия Ni, Mo, Pb, Sn и Bi»). Затем работал на факультете научным сотрудником (ассистентом) и преподавателем (доцентом). В июне 1940 г. выступил с докладом на конференции по катодным явлениям в вакууме и разреженных газах в Институте физики АН УССР (г. Киев).

В первые дни Отечественной войны Павел Матвеевич добровольно ушёл в действующую армию, участвовал в обороне г. Ленинграда как командир взвода управления 575-го отдельного зенитно-



артиллерийского дивизиона 281-й стрелковой дивизии Северного (Ленинградского) фронта. В конце ноября 1941 г. был демобилизован как научный работник по ходатайству руководства Ленинградского университета, вернулся в ЛГУ и продолжил исследовательскую и преподавательскую работу. В 1980 г. Павлу Матвеевичу вручены Удостоверение участника войны и медаль «Тридцать лет Победы в Великой Отечественной войне 1941—1945 гг.».

В феврале 1942 г. командирован в г. Москву, зачислен в Особое конструкторское бюро при ВЭИ (тогда Всесоюзный электротехнический институт) старшим научным сотрудником. В августе 1943 г. переведён Народным комиссариатом электропромышленности на завод № 632 для внедрения выполняемой им работы в производство (исследовались катоды для приборов ночного видения). На проводившейся в июле 1944 г. сессии Отделения физико-математических наук АН СССР, посвящённой вопросам электроники, выступил с докладом о физических свойствах кислородно-цезиевых фотокатодов.

В июне 1945 г. переведён по предложению Л.А. Арцимовича в Лабораторию № 2 АН СССР и включился в создание промышленной технологии электромагнитного разделения изотопов урана. Павел Матвеевич сосредоточился на экспериментах по разработке и испытаниям сильноточных ионных источников. Достигнутые им и его коллегами параметры пучков использовались для обоснования и осуществления проектов сначала экспериментальных, а затем полупромышленной и заводской (СУ-20) установок. В 1950 г. П.М. подготовил и защитил докторскую диссертацию («Ионный источник для электромагнитного разделения изотопов урана»).



Начало 1950-х годов

13 октября 1951 г. Распоряжением Совета Министров СССР П.М. Морозов был назначен заместителем директора завода № 418 (в настоящее время комбинат «Электрохимприбор», г. Лесной, Свердловская область). Одновременно он был утверждён заместителем научного руководителя завода по электромагнитному разделению изотопов (Л.А. Арцимовича) и начальником экспериментального отдела завода. Под его непосредственным руководством проводились освоение производственного процесса и дообогащение лёгкого изотопа лития (${}^6\text{Li}$) для первых водородных бомб РДСбс, РДС27 и РДС37 в течение четырёх лет — с 1951 по 1955 г.

В своих воспоминаниях о работе в этот период, в том числе о создании первой опытной модели атомной водородной бомбы — «слойки Сахарова», Игорь Николаевич Головин написал: «Правительство, Первое главное управление, КБ-11, да и ЛИПАН торжествовали. ...Посыпались обильные награды».

По решениям Президиума ЦК КПСС и СМ СССР от 31 декабря 1953 г. П.М. Морозов стал Лауреатом Сталинской премии вместе с Л.А. Арцимовичем и тремя министрами (1-й степени), а

также коллегами по ЛИПАН, заводу «Электрохимприбор» и сотрудниками других организаций (2-й и 3-й степени).

Указом Президиума Верховного Совета СССР, принятым с большой долей вероятности 4 января 1954 г. одновременно с Указом «О награждении Лаборатории измерительных приборов АН СССР орденом Ленина» и другими Указами (Указ не опубликован, известно о награждении 04.01.1954 орденом Ленина Арцимовича Л.А., Кикоина И.К., орденом Трудового Красного Знамени Миллионщикова М.Д., Соболева С.Л., Флёрова Г.Н.), Морозов П.М. награждён орденом Ленина.

Тем самым признаны и отмечены применимость электромагнитного метода в форме промышленной технологии для решения в создавшихся условиях одной конкретной задачи в обеспечении обороноспособности страны и важная роль при этом П.М. Морозова.

Распоряжением СМ СССР 31 января 1956 г. П.М. Морозов утверждён членом секции № 7 НТС Минсредмаша.

Ионные источники, сильноточные и не очень, потребовались атомной науке и технике и после решения изначальной для Курчатовского института проблемы создания ядерного оружия. П.М. Морозовым и коллективом руководимого им сектора 37 ИАЭ предложены и исследовались источники многозарядных ионов азота и углерода для синтеза трансурановых элементов эйнштейния и калифорния, высоковольтный источник молекулярных ионов водорода для установки «Огра». О работах советских учёных рассказывалось на 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.). В её трудах есть и доклады П.М. Морозова, в том числе об ионном источнике. С начала 1960-х годов основной темой стала разработка ионного электрореактивного двигателя, практически законченная проведением первого в нашей стране космического испытания на околоземной орбите модели «Зефир».

В последние годы жизни Павел Матвеевич вернулся к проблеме электромагнитного разделения изотопов. Возглавив в начале 1970-х годов работы по разработке и совершенствованию источников и приёмников ионов, созданию высокодисперсионных электромагнитных установок, Павел Матвеевич стал в институте по существу научным руководителем проблемы. Одной из задач являлось пополнение созданного в институте Государственного фонда стабильных изотопов элементами предельно высокого обогащения.

15 сентября 1982 г. П.М. Морозов завершил свой жизненный путь и похоронен на Ваганьковском кладбище в г. Москве

В биографии Павла Матвеевича есть несколько показательных моментов, являющихся отражением его высоких гражданских и человеческих качеств.

В начале 1940 г. в ходе повторного расследования дела П.И. Лукирского Павел Матвеевич не уклонился от участия в процессе и выступил как свидетель, знающий осуждённого (за якобы антисоветскую деятельность) «исключительно с положительной стороны...».

Только необыкновенному везению и ходатайству руководства Ленинградского университета можно приписать то, что доброволец П.М. Морозов смог продолжить успешно начатую исследовательскую и педагогическую работу.

Работая на Северном Урале, П.М. подготовил перевод процесса разделения при использовании солей лития на работу с паром металлического лития. Это позволяло значительно улучшить вакуумные условия в камерах и повысить производительность ионных источников, но требовало остановить производство для переборки модернизируемых источников. Берия, который каждый день узнавал по телефону количество наработанного лития, был взбешён остановкой производства. Приехавшая комиссия арестовала Павла Матвеевича и начала следствие. Целесообразность принятых решений была отмечена всеми, привлечёнными к расследованию, включая рабочих. Это помогло, и П.М. снова допустили к работе.

Павел Матвеевич обладал высоким чувством долга. Интересы государства для него были превыше всего. С высшей ответственностью относился к порученной работе.



Начало 1970-х годов

Был смел, решителен, независим, склонен к нестандартным решениям и эксцентричным поступкам, был гордым (без высокомерия) человеком, знавшим себе цену.

Как руководитель Павел Матвеевич был мудр, строг, требователен, никогда не забывал, что и кому поручал сделать, от сотрудников требовал точности и самоотдачи.

В отношениях с ведущими сотрудниками П.М. был корректен, считался с их мнением, но под них никогда не подлаживался, в случаях каких-то разногласий проявлял свою власть.

Павел Матвеевич был книголюбом, прекрасно знал русскую литературу и историю. Речь П.М. была образной, нередко с поговорками, пословицами и даже притчами.

Наряду с достижениями П.М. Морозова в научной и инженерной деятельности необходимо отметить и его активную педагогическую работу. Павел Матвеевич являлся консультантом и научным руководителем большого числа аспирантов и соискателей, из которых 11 человек защитили кандидатские диссертации по физико-математическим и техническим наукам, а пятеро стали затем докторами. В декабре 1961 г. решением ВАК П.М. Морозов утверждён в учёном звании профессора по специальности «Экспериментальная физика».

Трудовая и общественная деятельность П.М. Морозова отмечена высокими государственными наградами. К уже упомянутому добавим награждение медалями «За трудовую доблесть» (27 марта 1954 г.) и «За доблестный труд. В ознаменование 100-летия со дня рождения Владимира Ильича Ленина» (1970 г.).

Редакция журнала, отмечая 115-летие со дня рождения П.М. Морозова — одного из участников создания водородной бомбы на начальном этапе атомной эпопеи, стремится дать наиболее подробную информацию о нём и не допустить незаслуженного забвения этого выдающегося учёного Курчатовского института, призывает своих читателей и особенно сотрудников Курчатовского института подготовить и представить для публикации материалы о других участниках атомного проекта.

Владимир Александрович Ветров, с.н.с., к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Юрий Владимирович Мартыненко, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; martyn907@yandex.ru

Валерий Алексеевич Щепетиллов, н.с., в 1989 г. награждён серебряной медалью ВДНХ, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; vashchepet@mail.ru

УДК 621.039.623, 533.9.07

ТРАНСПОРТНЫЕ МОДЕЛИ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Ю.Н. Днестровский¹, А.В. Данилов¹, А.Ю. Днестровский¹, С.Е. Лысенко¹, А.В. Мельников^{1, 2, 3},
А.Р. Немец¹, М.Р. Нургалиев^{1, 2}, Г.Ф. Субботин¹, Н.А. Соловьев¹, Д.Ю. Сычугов⁴, С.В. Черкасов¹

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²НИЯУ МИФИ, Москва, Россия

³Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Московская обл., Россия

⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет ВМК, Москва, Россия

Оптическая толщина плазмы часто недостаточна для полного поглощения электромагнитных волн при нагреве на второй гармонике циклотронной частоты. Анализ экспериментов на установке Т-10 позволил найти критерий полного поглощения и построить транспортную модель для полного и неполного поглощения волн. Сформулированы условия эквивалентности разрядов в разных токамаках, а также в паре токамак—стелларатор W7-X. Для эквивалентных разрядов расчёты с помощью построенной модели для токамака Т-15МД совпадают с экспериментальными результатами измерений температур электронов и ионов в установке W7-X в широком диапазоне плотности плазмы. Подтверждённая модель используется для анализа будущих импульсов в установке Т-15МД.

Ключевые слова: токамак, стелларатор, электронно-циклотронный нагрев, численное моделирование.

TRANSPORT MODELS FOR PLASMA HEATING WITH SECOND HARMONIC OF ELECTRON-CYCLOTRON FREQUENCY

Yu.N. Dnestrovskij¹, A.V. Danilov¹, A.Yu. Dnestrovskij¹, S.E. Lysenko¹, A.V. Melnikov^{1, 2, 3},
A.R. Nemets¹, M.R. Nurgaliev^{1, 2}, G.F. Subbotin¹, N.A. Soloviev¹, D.Yu. Sychugov⁴, S.V. Cherkasov¹

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²NRNU MEPhI, Moscow, Russia

³Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow region, Russia

⁴Lomonosov MSU, Faculty of Computational Mathematics and Cybernetics, Moscow, Russia

The optical thickness of plasma is often insufficient to absorb completely electromagnetic waves when heated at the second harmonic of the electron-cyclotron frequency. The analysis of experiments in T-10 allowed us to find the criterion of complete absorption and to provide a transport model for complete and incomplete absorption of waves. The conditions for the equivalence of discharges in different tokamaks, as well as in a pair of tokamak—stellarator W7-X, are formulated. For equivalent discharges, calculations using the model for the T-15MD tokamak meet the measurements of electron and ion temperatures in the W7-X in a wide range of plasma densities. The confirmed model is used to analyze future T-15MD pulses.

Key words: tokamak, stellarators, electron-cyclotron heating, simulation.

DOI:10.21517/0202-3822-2022-45-1-9-28

ВВЕДЕНИЕ

Транспортная модель для температуры электронов и ионов, основанная на канонических профилях, была построена в работах [1, 2]. В этой стандартной модели канонические профили с простейшими граничными условиями использовались для определения критических градиентов в структуре потоков тепла и частиц. Однако в последующих работах [3, 4] было показано, что нагрев электронов на второй гармонике электронно-циклотронной частоты обладает рядом особенностей. Это потребовало разработки модифицированной модели для описания такого нагрева. В частности, пришлось ввести более плоские канонические профили, чем это было в стандартной модели. Математический аппарат уравнений модели канонических профилей позволяет естественно включить такую возможность. Такие более плоские канонические профили для краткости мы будем называть «квазиканоническими».

В работах [3, 4] предполагалось, что канонические профили температуры для электронов и ионов одинаковы. Это частично было связано с тем, что измерение температуры ионов на установке Т-10 проходило нерегулярно, и усмотреть различие в профилях температур было затруднительно. Однако в последние годы удалось наладить систематическое измерение профилей температуры ионов и появилась

возможность сравнения профилей температур в разных режимах [5, 6]. Анализ экспериментальных данных в [7] показывает, что профили температуры ионов в омических режимах и в режимах с центральным и смешанным ЭЦР-нагревом на второй гармонике электронно-циклотронной частоты ещё более плоские, чем профили температуры электронов. Для транспортной модели канонических профилей это означает, что они для температуры ионов также должны быть более плоскими, чем канонические профили для температуры электронов. Введение квазиканонических профилей в транспортную модель позволяет разумно описать поведение температур электронов и ионов как в омическом режиме, так и в различных режимах ЭЦР-нагрева. Физически это означает, что перенос энергии через электроны и ионы определяется турбулентностями разных типов.

Заметим, что на установке Т-10 нагрев ионов идёт только через обмен энергией с электронами. На установке нет средств для независимого от электронов нагрева ионного компонента. Поэтому выводы настоящей работы следует считать доказанными только для случая нагрева ионов через электронный компонент.

В статье порядок изложения следующий: обсуждаются основные особенности нагрева на второй гармонике электронно-циклотронной частоты; предложены критерии полного поглощения ЭЦР-волны; сформулированы эмпирические формулы для полного и частичного поглощения ЭЦР-волн; далее излагается модифицированная транспортная модель канонических профилей, включая ионный компонент плазмы; выбирается ансамбль импульсов установки Т-10 (база данных), состоящий из десяти импульсов с разными режимами ЭЦР-нагрева на второй гармонике и включающий профили температур электронов, ионов и плотности плазмы. По этой базе данных численно, методом поиска, находятся коэффициенты переноса, определяющие минимум квадратичных (RMS) отклонений расчётного профиля температуры от экспериментального для каждого импульса в отдельности. Усреднение этих коэффициентов по ансамблю позволяет построить транспортную модель для предсказательных расчётов. Применение этой модели к импульсам ансамбля показывает разумную точность построенной модели. Далее обсуждается разработка методов сравнения результатов расчётов по транспортной модели с экспериментальными результатами, полученными на стеллараторе W7-X. Здесь вводится понятие эквивалентных импульсов, для которых перенос энергии в токамаке и стеллараторе одинаков. Эти методы распространяются на сравнение результатов расчётов для двух эквивалентных импульсов с разных токамаков, и обосновывается инвариантность этих решений. Построенная транспортная модель используется для расчёта некоторых импульсов в установке Т-15МД [8, 9]. В заключение обсуждается математический смысл транспортной модели канонических профилей.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ О НАГРЕВЕ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

Сначала несколько слов об истории ЭЦР-нагрева на Т-10. В течение 1970—1980-х годов для нагрева электронов использовалась первая ЭЦР-гармоника, мода О1. К 1987 г. было установлено семь гиротронов с частотой 81,4 ГГц и четыре гиротрона с частотой 75 ГГц. Мощность каждого гиротрона была в диапазоне 0,2—0,3 МВт, так что общая мощность гиротронного комплекса превышала 2 МВт. Основные эксперименты проводились со следующими параметрами разрядов: ток плазмы $I = 0,19—0,21$ МА; магнитное поле $B_t = 2,8—2,9$ Тл; радиус лимитера $a = 0,32$ м; запас устойчивости $q_a \sim 5$. Средняя плотность (нормализованная на радиус лимитера) изменялась в диапазоне $\bar{n} = (2—4,6)10^{19} \text{ м}^{-3}$. В рекордных импульсах температура электронов достигала 9,5 кэВ [10].

Тем не менее низкое значение отсечки по плотности на первой гармонике затрудняло развитие экспериментов, поэтому в конце 1980-х годов было решено переходить на нагрев плазмы на второй гармонике с модой Х2. В начале 1990-х годов были установлены новые гиротроны, и с тех пор эксперименты по нагреву плазмы и генерации тока на установке Т-10 проводились на второй гармонике. В последние 10 лет два гиротрона с частотой 140 ГГц и мощностью 0,9 МВт вместе с одним гиротроном с частотой 129 ГГц и мощностью 0,5 МВт использовались в экспериментах с магнитным полем в диапазоне $B_t = 2,3—2,5$ Тл. Величина отсечки по плотности для гиротронов с частотой 140 ГГц составляет $n_{\text{cut}} = 1,23 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Сравним теперь некоторые результаты нагрева плазмы на модах О1 и Х2. На рис. 1 для установки Т-10 показана зависимость температуры электронов от средней плотности плазмы для набора импульсов с максимальной мощностью ЭЦР-нагрева, не превышающей величину $Q_{EC} = 2,3$ МВт. На этом рисунке видно, что температура импульсов с нагревом на второй гармонике ограничена сверху слегка наклонной прямой с максимальной температурой T_{thr} . Эту прямую естественно называть порогом для электронной температуры при ЭЦР-мощности, не превышающей определённой величины (в данном случае 2,3 МВт). Для краткости мы будем называть этот эффект «температурный порог».

Введём понятие эффективности нагрева как отношение

$$\eta = Q_{ab}/Q_{EC}, \tag{1}$$

где Q_{EC} и Q_{ab} — введённая и поглощённая ЭЦР-мощности. В эксперименте величина поглощённой мощности может быть измерена через скачок временной производной диамагнитного сигнала или/и через скачок временной производной полоидального β , получающегося при скачке радиального равновесия после включения ЭЦР-нагрева. К сожалению, эти измерения не очень надёжны и не всегда успешны.

Оценим зависимость эффективности поглощения волн на второй гармонике от средней плотности плазмы с помощью решения обратной для стандартной модели задачи определения профиля и абсолютного значения поглощённой мощности по экспериментально измеренным профилям температуры электронов и плотности плазмы. Обратная задача некорректна. Чтобы сделать её корректной, нужно задать класс допустимых функций, в котором следует искать её решение.

Будем считать поглощение СВЧ-волн на второй гармонике при небольшой плотности многопроходным. Поскольку стенка камеры гофрирована, то направление распространения пучка волн после отражения от стенки непредсказуемо. По-видимому, при каждом отражении от металлической стенки поглощается лишь малая доля мощности пучка волн. Это означает, что пучок может проходить через плазму десятки раз и при каждом проходе часть его мощности будет поглощаться в плазме на непредсказуемом радиусе. Поэтому для приближенного описания профиля поглощённой мощности естественно принять плоский по радиусу профиль. Будем считать, что эффективность нагрева η является искомым параметром, и будем его подбирать так, чтобы расчётный (оптимальный) профиль электронной температуры был по возможности близок к экспериментальному профилю. Решение обратной задачи не единственно, поскольку можно выбрать и другой класс допустимых функций. Чем меньше отклонение, тем больше вероятность того, что мы нашли хорошее приближение для профиля поглощённой мощности.

На практике мы иногда расширяем класс допустимых функций для профиля и величины поглощённой ЭЦР-мощности. В частности, мы можем использовать сумму плоской и пикированной функций с двумя произвольными параметрами для определения профиля оптимальной температуры. Пикированная функция описывает поглощение при первом прохождении пучка волн через плазму, а плоская функция описывает поглощение при последующих прохождениях пучка волн через плазму. В математике так найденное решение обратной задачи обычно называют квазирешением.

В качестве примера мы приведём здесь результаты диамагнитных измерений для импульса № 73 197. Эти измерения дали значение $\eta = 0,38$ при плотности $\bar{n} = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ($Q_{ab} = 0,85$ МВт, $Q_{tot} = Q_{OH} + Q_{EC} = 2,2$ МВт, где Q_{OH} и Q_{EC} — это омическая и вложенная ЭЦР-мощности). Наш анализ с помощью решения обратной задачи для стандартной транспортной модели в простейшем классе плос-

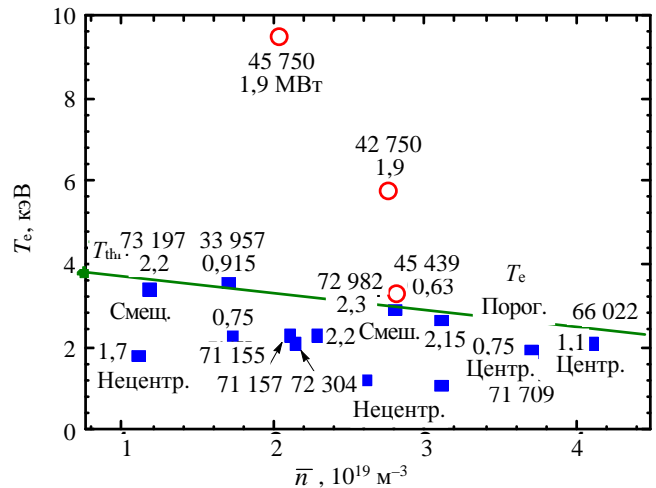


Рис. 1. Зависимость температуры электронов от средней плотности плазмы: \circ — импульсы с нагревом на первой гармонике, \blacksquare — с нагревом на второй гармонике. Цифры возле точек показывают номер импульса и введённую мощность ЭЦР в МВт. Указан также тип нагрева

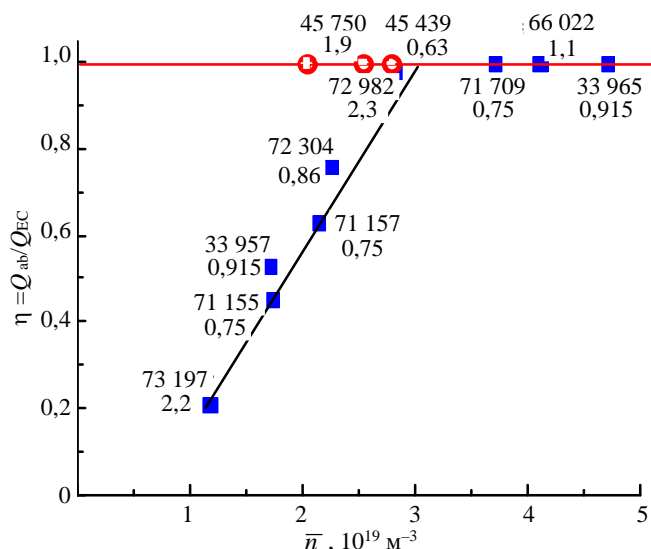


Рис. 2. Значения отношения η поглощённой ЭЦР-мощности Q_{ab} к введённой мощности Q_{tot} ($\eta = Q_{ab}/Q_{tot}$) в зависимости от средней плотности плазмы. Обозначения как на рис. 1

Отсюда мы получаем первый критерий полного поглощения ЭЦР-волн в установке Т-10:

$$\bar{n} > 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}. \tag{2}$$

Чтобы получить рис. 2, мы выбрали случайным образом несколько импульсов в полосе плотностей $1 \cdot 10^{19} < \bar{n} < 4,7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ с различными ЭЦР-мощностями и различными типами нагрева (табл. 1, 2). Затем мы решали обратные задачи для каждого выбранного импульса и нашли величины Q_{ab} и $\eta = Q_{ab}/Q_{EC}$. Это удивительно, но найденные таким образом значения η оказались расположенными возле прямой линии, возрастающей с увеличением плотности. Эти экспериментальные результаты привели нас к заключению о регулярном частичном поглощении ЭЦР-мощности.

Проблема ошибок поглощённой мощности разделяется на две части. Первая часть — это ошибки для каждого импульса в отдельности, вторая часть — это вертикальное рассеяние величин η для различ-

Т а б л и ц а 1. Поглощённая ЭЦР-мощность и точность решения прямой и обратной задач

№ импульса	$\bar{n}, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	$Q_{EC}, \text{ МВт}$	$Q_{ab}, \text{ МВт}$	η	Допустимые функции	$T_{ex}, \text{ кэВ}$	$d2T_{ex}, \%$
73 197	1,13	2,2	0,49	0,21	Flat	3,6	11
33 957	1,7	0,91	0,48	0,53	Flat + peaked	3,7	7,3
71 155	1,72	0,75	0,34	0,45	Flat	2,3	13
71 157	2,14	0,75	0,47	0,63	fFlat	2,11	8
72 304	2,25	0,85	0,65	0,76	Flat	2,36	20
72 982	2,8	2,3	2,3	1	Mixed	2,9	9
71 709	3,7	0,75	0,75	1	On-axis	1,9	7
66 022	4,1	1,1	1,1	1	On-axis	2,08	5
33 965	4,7	0,91	0,91	1	On-axis	2,0	7

Т а б л и ц а 2. Значения основных параметров выбранных импульсов

№ импульса	$T_{e0}, \text{ кэВ}$	$Q_{EC}, \text{ МВт}$	$T_{i0}, \text{ кэВ}$	$Q_{ei}, \text{ МВт}$	$\bar{n}, \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$
On-axis ECRH					
72 889	2,64	2,15	0,82	0,18	3,1
71 157	2,35	0,75	0,74	0,12	2,23
66 022	2,14	1,10	—	—	4,1
72 304	2,30	0,85	0,57	0,10	0,28
72 357	2,30	0,75	0,49	0,088	2,1
Off-axis ECRH					
72 769	1,06	0,76	0,72	0,20	3,1
72 983	1,20	0,76	0,1	0,4	2,6
73 204	1,80	1,70	0,43	0,038	1,08
Mixed ECRH					
72 982	3,4	1,8	0,58	0,10	2,1
73 197	3,63	2,20	0,43	0,038	1,13

ных допустимых функций дал значение $\eta = 0,22$. Разность значений η велика, но, во всяком случае, эксперимент подтвердил возможность частичного поглощения вложенной мощности.

На рис. 2 показаны значения эффективности η в зависимости от средней плотности плазмы для расширенного набора импульсов. Видно, что при нагреве на первой гармонике поглощается вся введённая мощность и $\eta = 1$. Для нагрева на второй гармонике с ростом плотности величина η постепенно возрастает и достигает значений порядка единицы при плотности порядка $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Рис. 2 объясняет причину появления температурного порога. В импульсах с плотностью $n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ поглощается не вся введённая мощность, поэтому температура в них невелика. Импульсы с нагревом на первой гармонике не имеют такого порога.

ных импульсов на рис. 2. Мы начнём с первой части. В табл. 1 первые пять строк содержат импульсы с частичным поглощением ЭЦР-мощности. Для них $\eta < 1$. Остальные четыре строки содержат импульсы с полным поглощением. Поэтому смысл величин отклонений $d2T_e$ (см. далее (26)) для импульсов из этих двух групп различен. Для первой группы мы должны решать обратные задачи для стандартной транспортной модели. Поэтому возможны лишь косвенные оценки ошибок, и величины $d2T_e$ здесь — это отклонение оптимальных профилей от экспериментальных профилей электронной температуры. Для второй группы мы решаем прямые задачи для стандартной модели. Поэтому величины $d2T_e$ — это отклонение рассчитанных профилей электронной температуры от экспериментальных профилей. Заметим, что значения $d2T_e$ порядка 10% вполне удовлетворительны, так как ошибки в экспериментальных профилях электронной температуры также на уровне 10%.

Вторая часть в общей проблеме ошибок — это вертикальное рассеяние величин η для различных импульсов на рис. 2. Хотя статистика здесь бедна, на рис. 2 показано, что рассеяние точек по вертикали от наклонной прямой находится на уровне 10—15%.

Очевидно, что температура порога T_{thr} зависит от имеющейся максимальной ЭЦР-мощности, так как поглощение растёт с температурой. Увеличивая вводимую мощность, можно преодолеть порог.

Приведём примеры. На установке ДИИ-D [11, 12] гиротронный комплекс имеет мощность до 3 МВт, и это, по-видимому, очень близко к преодолению порога. Обычно в экспериментах на этой установке включают совместно ЭЦР-нагрев и нагрев пучком горячих нейтралов (NBI). Суммарной мощности (3 МВт ЭЦР + 1 МВт NBI = 4 МВт) оказывается достаточно для преодоления порога, и температура электронов возрастает до 12 кэВ при плотности порядка $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

На стеллараторе W7-X [13, 14] мощности комплекса гиротронов 5 МВт достаточно для преодоления порога и достижения электронной температуры порядка 6 кэВ при плотности $3,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Анализ уравнений для поглощения и излучения электромагнитных волн [15] показывает, что поглощённая мощность зависит от оптической толщины плазмы, которая пропорциональна произведению плотности плазмы на температуру электронов (электронному давлению): $p_e \sim nT_e$. На рис. 3 для рассмотренных импульсов показаны экспериментальные значения этого произведения в центре плазменного шнура $p_{e0} = n_0T_{e0}$ в зависимости (как и на рис. 2) от средней плотности плазмы \bar{n} . Горизонтальная прямая

$$p_{e0} = n_0T_{e0} = 10 \quad (3)$$

разделяет импульсы с нагревом на второй гармонике на две группы. Здесь и далее плотность плазмы измеряется в 10^{19} м^{-3} , температура — в кэВ и магнитное поле в Тл. Сравнивая рис. 3 с рис. 2, мы видим, что в импульсах первой группы, соответствующих точкам, лежащим выше этой прямой, поглощается вся вводимая в плазму мощность, для них $\eta = 1$ и $p_{e0} > 10$. В импульсах второй группы, соответствующих точкам, лежащим ниже прямой, поглощается лишь часть мощности, для них $\eta < 1$. Поэтому величину, задаваемую формулой (3), мы будем называть критическим значением параметра p_{e0} .

Отметим пограничный характер импульса № 72 982 (см. табл. 1). Его плотность $\bar{n} = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, что слегка меньше предельного значения $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ на рис. 2. Однако для этого импульса параметр η равен единице. Это случилось потому, что для этого импульса электронная температура велика, а электронное давление $p_{e0} = n_0T_{e0}$ находится в полосе $9,5 < p_{e0} < 10$. Поэтому мы можем сказать, что этот импульс расположен близко к угловой точке на рис. 2, между областями с частичным и полным поглощением ЭЦР-мощности.

Известно, что продольное магнитное поле зависит от большого радиуса плазмы следующим образом: $B_l = B_0(R_0/R)$. Поэтому $\Delta B_l/B_l = -\Delta r/R$. Величина $\Delta B_l/B_l$ определяется шириной зоны резонанса по магнитному полю и является заданной величиной. Отсюда следует, что ширина зоны резонанса по малому радиусу равна

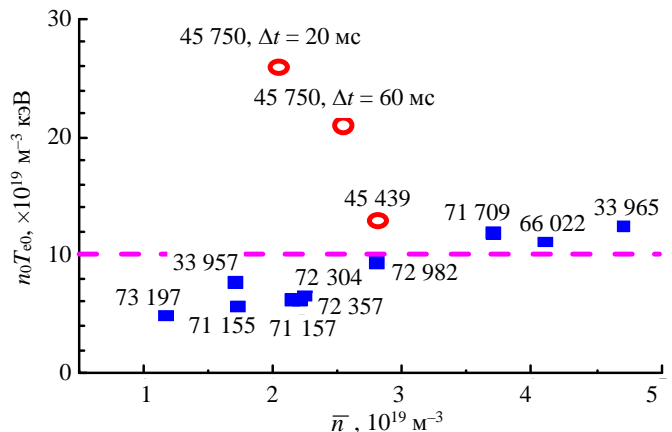


Рис. 3. Зависимость произведения $p_{e0} = n_0T_{e0}$ от средней плотности плазмы. Оптическая толщина плазмы пропорциональна этому произведению: — — критическая; выше — высокая, ниже — низкая оптическая толщина

$$\Delta r = (\Delta B_i / B_i) R. \tag{4}$$

Оптическая толщина плазмы также пропорциональна ширине зоны резонанса по малому радиусу. Учитывая, что прямая (3) разделяет импульсы на группы с полным и неполным поглощением для установки Т-10, получаем второй критерий полного поглощения для произвольного токамака

$$p_{e0} = n_0 T_{e0} > 10(R_0/R), \tag{5}$$

где R_0 — большой радиус установки Т-10, для которой построены рис. 1—3. Он равен $R_0 = 1,5$ м. В частности, для стелларатора W7-X, который мы будем обсуждать, где $R_0 = 5,5$ м, критическое значение параметра p_{e0} почти в 3,5 раза меньше, чем для Т-10. По данным рис. 2 можно найти абсолютные значения поглощённой мощности при известной величине введённой мощности. Рис. 3 не даёт таких значений, они получены на основе совсем других соображений. Но разделение импульсов с нагревом на второй гармонике на рис. 2, 3 на две совпадающие по составу группы подтверждает разумность анализа поглощения волн с помощью транспортных моделей.

Так как температурный порог — это нелинейный эффект, то дополнительная мощность требуется только для его преодоления. После преодоления порога дополнительная мощность может быть отключена, но полное поглощение сохранится. Такие эксперименты проводились на установке ДПП-D.

Таким образом, мы получили два критерия для полного поглощения ЭЦР-волн на второй гармонике. Первое для плотности плазмы (2) и второе для произведения плотности на температуру электронов (5). На установке Т-10 оба критерия почти всегда совпадают. Это означает, что импульсы удовлетворяют или не удовлетворяют критериям вместе. Это есть следствие узкой полосы ЭЦР-мощности на Т-10: $0,5 < Q_{EC} < 2,3$ МВт. На других установках ситуация может быть другой. В частности, эта проблема будет детально рассмотрена дальше на примере токамака Т-15МД. В этом случае нам даже придётся сделать уточняющее предположение: если хотя бы один из критериев не выполняется, то поглощение ЭЦР-волн частичное.

Построим теперь зависимости эффективности поглощения ЭЦР-волн от средней плотности плазмы. В работе [7] для эффективности нагрева η по результатам только установки Т-10 (с магнитным полем $B = 2,5$ Тл) на основе размерностных соотношений была построена эмпирическая формула

$$\begin{aligned} \eta &= 2(\omega_p/\omega_B)^2 \text{ при } (\omega_p/\omega_B)^2 < 0,5; \\ \eta &= 1 \text{ при } 0,5 < (\omega_p/\omega_B)^2 < 2; \\ \eta &= 0 \text{ при } 2 < (\omega_p/\omega_B)^2. \end{aligned} \tag{6}$$

Отметим, что в первой строке (6) эффективность нагрева обратно пропорциональна квадрату магнитного поля. Однако дальнейшие исследования на других установках показали, что обратная квадратичная зависимость от магнитного поля не реализуется. Зависимость от магнитного поля более слабая. Естественно использовать линейную обратную зависимость, т.е. формулу

$$\eta = \alpha \bar{n} / B. \tag{7}$$

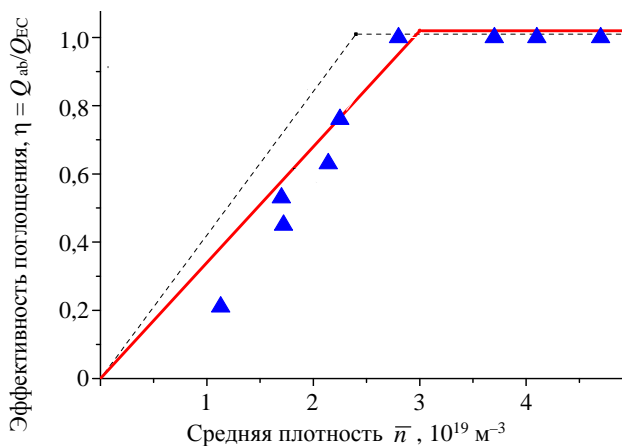


Рис. 4. Зависимость эффективности поглощения η от средней плотности плазмы \bar{n} в соответствии с формулами (8) для двух значений магнитного поля: $B_t = 2,5$ Тл (Т-10, —) и 2 Тл (Т-15МД, ----); ▲ — экспериментальные импульсы Т-10

Параметр α определяется по положению угловой точки на рис. 2 для импульсов Т-10. Он равен $\alpha = 2,5/3 = 0,83$. Таким образом, новая, более правильная эмпирическая формула имеет вид

$$\eta = 0,83 \bar{n} / B \text{ при } \bar{n} / B < 1; \tag{8}$$

$$\eta = 1 \text{ при } 1 < \bar{n} / B \text{ и } \bar{n} < n_{cut};$$

$$\eta = 0 \text{ при } 1 < \bar{n} / B \text{ и } \bar{n} > n_{cut},$$

где n_{cut} — плотность отсечки. К сожалению, формулу (8) записать в безразмерном виде пока не удаётся.

На рис. 4 показана зависимость эффективности поглощения η от средней плотности плазмы \bar{n} . Видно, что для Т-10 частичное поглощение появляется при плотностях $\bar{n} < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, для Т-15МД — при немного меньших плотностях $\bar{n} < 2,4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Основной параметр для описания поглощения ЭЦР-волн в плазме — это оптическая толщина τ . Величина однопроходного поглощения энергии волн η_E может быть записана в следующем виде:

$$\eta_E = 1 - \exp(-2\tau). \quad (9)$$

Для оптической толщины обычно используют формулу Р. Пратера ([16], выражение (17)):

$$\tau_{X2} = \pi^2 n_X \frac{\omega_p^2 v_t^2 L_B}{\omega_B^2 c^2 \lambda} f(J) g\left(\frac{\omega_p^2}{\omega_e^2}\right), \quad (10)$$

где τ_{X2} — оптическая толщина плазмы для необыкновенной волны моды X2; $n_X = 2$ для этой моды; v_t — тепловая скорость электронов плазмы; L_B — большой радиус плазмы; λ — длина волны излучения гиротронов; f и g — корректирующие факторы порядка единицы.

Наши оценки оптической толщины по формуле (10) для условий установки Т-10 ($\bar{n} = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, $B_t = 2,5 \text{ Тл}$, $T_e = 2 \text{ кэВ}$) дают для неё достаточно большие значения — $\tau_{X2} \sim 20$. Конечно, такие значения соответствуют полному и однопроходному поглощению ЭЦР-волн. Однако выражение Р. Пратера (10) не принимает во внимание эффект температурного барьера, поэтому возможность частичного поглощения остаётся и, как мы видели, реализуется.

Возможность полного поглощения без помощи других источников нагрева определяется второй строкой в формуле (8). Поэтому формула Р. Пратера (10) для моды X2 справедлива в области

$$1 < \bar{n}/B \text{ и } \bar{n} < n_{\text{crit}}. \quad (11)$$

В области малой плотности

$$\bar{n}/B < 1, \quad (12)$$

где нет полного поглощения из-за эффекта температурного барьера, формула (10) несправедлива.

Мы видим, что при неполном первичном поглощении и вторичном, многократном прохождении волны через плазму профиль поглощённой мощности становится случайным. Поэтому возникает вопрос о том, как же строить транспортную модель, если профиль и абсолютное значение поглощённой мощности неизвестны? В работе [4] в качестве основы построения модифицированной модели было принято обратное предположение, что профиль и абсолютное значение поглощённой мощности известны (могут быть рассчитаны по известным формулам или кодам), а свойства самой плазмы изменились. Мы также будем следовать по этому пути для импульсов Т-10 с частичным поглощением.

Так поставленная задача является некорректной. Мы, по существу, должны найти оператор, описывающий процессы переноса, при известной правой части (вложенной мощности) и заданном множестве ответов (экспериментальная база данных).

Для регуляризации задачи нужные нам свойства переноса энергии в этой «фиктивной» плазме могут быть восстановлены при выполнении двух условий:

— наличие достаточно большой базы экспериментальных данных о температуре электронов и ионов и плотности плазмы;

— наличие в потоке тепла сведений о желаемом классе профилей температуры.

Первое условие выполняется сбором необходимых данных по импульсам установки Т-10. Второе условие выполняется использованием канонических профилей в выражениях для потока тепла. Соответствующая транспортная модель строится далее.

Параллельно с моделью переноса энергии в электронном компоненте строится модель переноса энергии в ионном компоненте. База данных работы [4] с установки Т-10 не содержала информации о температуре ионов. Поэтому база данных, принятая в настоящей работе и содержащая сведения о температуре и электронов и ионов, включает, в основном, импульсы, не входившие в базу данных работы [4].

КРАТКИЕ СВЕДЕНИЯ О ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ

Обсуждаемая транспортная модель реализована в коде ASTRA [17]. В начальной стадии программы решается уравнение Грэда—Шафранова и находятся равновесие и натуральные координаты в рамках фиксированной границы плазмы. Радиальная координата ρ строится по тороидальному магнитному полю. Это общеизвестно, и в дальнейшем этой части модели мы не касаемся.

В настоящей работе мы принимаем предположение о том, что канонические профили температуры для электронов и ионов могут быть разными. Поэтому выражения для потоков тепла имеют вид [1, 2]

$$\Gamma_{\alpha} = -k_{\alpha}^{\text{PC}} T_{\alpha} \left(\frac{T'_{\alpha}}{T_{\alpha}} - \frac{T'_{c\alpha}}{T_{c\alpha}} \right) \text{H} \left(- \left[\frac{T'_{\alpha}}{T_{\alpha}} - \frac{T'_{c\alpha}}{T_{c\alpha}} \right] \right) \quad (\alpha = e, i), \quad (13)$$

где $T_{c\alpha}$ — канонический профиль температуры частиц сорта α ; $\text{H}(z)$ — функция Хевисайда ($\text{H}(z) = 1$ при $z \geq 0$, $\text{H}(z) = 0$ при $z < 0$); $T'_{\alpha} = \frac{dT_{\alpha}}{d\rho}$. Принято, что коэффициент жёсткости для электронной и ионной

температуры имеет вид

$$k_{\alpha}^{\text{PC}} = n\chi_{\alpha}^{\text{PC}} = C_{\alpha} \frac{1}{M} \left(\frac{a}{R} \right)^{0.75} q_{\text{cyl}} q \left(\rho = \frac{\rho_{\text{max}}}{2} \right) T_{\alpha} \left(\rho = \frac{\rho_{\text{max}}}{4} \right) \left(\frac{3}{R} \right)^{1/4} \left(\frac{\bar{n}}{B_0} \right) = \text{const}(\rho). \quad (14)$$

Здесь k_{α}^{PC} в $\text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; $\chi_{\alpha}^{\text{PC}}$ в $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; C_{α} и h_{α} — численные коэффициенты; M — относительная масса ионов; T — температура, кэВ; a и R — малый и большой радиус плазмы, м; B_0 — тороидальное магнитное поле, Тл; $q_{\text{cyl}} = \frac{5a^2 B_0}{IR}$; ρ — натуральная радиальная координата магнитной поверхности; ρ_{max} — значение координаты ρ на границе тороидальной плазмы; I — ток плазмы, МА.

Согласно [1, 2] канонический профиль для функции $\mu(\rho) = 1/q(\rho)$ определяет следующие уравнения Эйлера:

$$\rho^2 G \frac{\partial \mu_{\alpha}^2}{\partial \rho} + \lambda_{\alpha} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_{\alpha}) \right] + \frac{D_{\alpha} \rho}{V'} \frac{\partial \mu_{\alpha}}{\partial \rho} = 0. \quad (15)$$

Это два непересекающихся уравнения второго порядка ($\alpha = e, i$) при двух неизвестных параметрах λ_{α} и D_{α} для каждого уравнения (параметры Лагранжа), поэтому для выделения единственного решения для каждого уравнения требуются четыре граничных условия. Они имеют вид

$$\mu_{\alpha}(0) = \mu_{0\alpha}; \quad \mu'_{\alpha}(0) = 0; \quad \mu_{\alpha}(\rho_{\text{max}}) = \mu_{\alpha}; \quad \frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{\alpha a}}{G_{\alpha} \mu_{\alpha}^2} = U_{\alpha}, \quad (16)$$

где $\mu_0 = \mu_{0e}$ для электронов и $\mu_0 = \mu_{0i}$ для ионов, $\mu_{\alpha} = 1/q(\rho_{\text{max}})$.

Решение задачи (15), (16) мы будем обозначать индексом «с» снизу. В (16) $\mu_{0\alpha}$ — свободный параметр, задаваемый при решении физической задачи. До сих пор в наших работах мы выбирали $\mu_0 = 1$, что соответствует границе появления пилообразных колебаний $q(0) = 1$. Величина i_{α} в (16) — безразмерный канонический профиль тока, определяемый выражением

$$i_{\alpha} = \text{rot}_{\varphi}(\rho \mu_{\alpha}) = \frac{1}{V'} \frac{\partial}{\partial \rho} (V' G \rho \mu_{\alpha}). \quad (17)$$

Канонический профиль тока может быть разным для электронов и ионов. В (17) G — безразмерный метрический коэффициент, определяемый формулой

$$G = G(\rho) = R^2 < \frac{(\nabla \rho)^2}{r^2} >, \quad (18)$$

где скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по магнитной поверхности; r — расстояние до оси тора; $V' = \partial V / \partial \rho$; V — объём плазмы внутри магнитной поверхности; U_α — некоторая постоянная, равная единице для круглого плазменного цилиндра и определяемая в общем случае уравнением

$$\frac{\partial Z_\alpha(\rho)}{\partial \rho}(\rho = \rho_{\max}) = 0, \quad (19)$$

где

$$Z_\alpha(\rho) = \frac{\mu_{0\alpha}}{2} \frac{i_{c\alpha}(\rho)}{G(\rho)(\mu_{c\alpha}(\rho))^2}. \quad (20)$$

Условие (19) следует присоединить к граничным условиям (16). Уравнения (15) были впервые получены в [18], граничные условия (16), (19) — в [1].

Канонические профили для температуры определяются законом Ома, который имеет вид

$$T_{c\alpha}(\rho) = (i_{c\alpha}(\rho))^{2/3}. \quad (21)$$

Для плазмы с круглым сечением и большим аспектным отношением ($R/a \gg 1$) отношения между переменными упрощаются:

$$j_{c\alpha} = (\mu_{c\alpha})^2; T_{c\alpha} = (\mu_{c\alpha})^{4/3}. \quad (22)$$

Уравнения (15) с граничными условиями (16) и (19) следует решать отдельно для электронов и ионов, выбирая соответствующие значения μ_0 (мы принимаем для них обозначения μ_{0e} и μ_{0i}) и определяя параметры λ_α и C_α в ходе решения уравнений (15). Уравнения переноса тепла имеют вид

$$\frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (nT_\alpha) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho G_1 \Gamma_\alpha) = P_\alpha \quad (\alpha = e, i), \quad (23)$$

где P_α — источники тепла; $G_1 = \langle (\nabla \rho)^2 \rangle$.

Для оценки точности модели введём среднеквадратичную (RMS) величину отклонения $d2T_\alpha$ — расчитанного профиля электронной или ионной температуры T_α от экспериментальной температуры:

$$d2T_\alpha = \left(\int_0^1 d\rho \frac{(T_\alpha - T_\alpha^{\text{exp}})^2}{(T_\alpha^{\text{exp}})^2} \Big/ \int_0^1 d\rho \right)^{1/2}. \quad (24)$$

Для краткости величину $d2T_\alpha$ будем называть ошибкой моделирования.

ВЫБОР КОЭФФИЦИЕНТОВ, ВХОДЯЩИХ В ФОРМУЛЫ (13), (14)

Потоки тепла (13), (14) содержат следующие шесть коэффициентов:

$$\mu_{0e}, \mu_{0i}, C_e, C_i, h_e, h_i. \quad (25)$$

Не все они независимы по воздействию на переносы, поэтому некоторые из них можно исключить. Параметры μ_{0e} и μ_{0i} определяют форму профилей температур электронов и ионов, поэтому мы оставим их свободными. Параметры C_α и h_α определяют величину коэффициентов k_α^{PC} , поэтому какие-то из них можно положить постоянными. Таким образом, мы полагаем [1, 2]

$$C_e = 3,5; h_i = 0,5; k_e^0 = 0; k_i^0 = 0 \quad (26)$$

и выделяем для варьирования два коэффициента для электронов

$$\mu_{0e} \text{ и } h_e \quad (27)$$

и два коэффициента для ионов

$$\mu_{0i} \text{ и } C_i. \quad (28)$$

Для определения этих коэффициентов мы будем использовать моделирование импульсов выбранной базы данных T-10, которая содержит 10 импульсов с ЭЦР-нагревом в стационарном состоянии, с температурами электронов и ионов и плотностями плазмы. Основные параметры импульсов этой базы

данных приведены в табл. 2, 3. Для каждого импульса при моделировании мы будем подбирать коэффициенты, минимизирующие отклонения $d2T_e$ и $d2T_i$. Найденные таким образом коэффициенты (см. табл. 3) мы будем называть «оптимальными», а профили температур электронов и ионов «оптимальными профилями». Слова On-axis, Off-axis и Mixed в дальнейшем означают центральный, нецентральный и смешанный ЭЦР-нагрев соответственно.

Теперь можно приступить к построению транспортной модели. Для этого поступим следующим образом. По табл. 3 найдём среднеарифметические по всем импульсам значения коэффициентов h_e , μ_{0e} , C_i и μ_{0i} . Результаты такого усреднения собраны в табл. 4. Транспортную модель с такими коэффициентами будем называть «глобальной». Из табл. 4 видно, что $\mu_{0i} < \mu_{0e}$. Это означает, что в глобальной модели профили температуры ионов более плоские, чем профили температуры электронов.

Т а б л и ц а 3. Оптимальные значения коэффициентов (27), (28) для импульсов с ЭЦР-нагревом на второй гармонике

№ импульса	h_e	μ_{0e}	$d2T_e, \%$	C_i	μ_{0i}	$d2T_i, \%$
On-axis ECRH						
72 889	2,0	0,4	16	15	0,45	3
71 157	2,0	0,5	17	15	0,5	7
66 022	2,0	0,6	12	—	—	—
72 304	2,0	0,7	9	20	0,5	6
72 357	1,8	0,6	11	20	0,4	9
Off-axis ECRH						
72 769	2,1	0,55	6,0	17,5	0,6	5
72 983	2,1	0,60	5,5	20	0,6	5
73 204	2,5	0,55	3,0	20	0,5	8
Mixed ECRH						
72 982	1,7	0,75	12	25	0,45	9
73 197	1,6	0,55	10	20	0,45	7

Т а б л и ц а 4. Усреднённые коэффициенты (29), (30) глобальной модели

h_e	μ_{0e}	C_i	μ_{0i}
2	0,6	19	0,5

Затем проведём моделирование всех импульсов с помощью глобальной модели. Усреднённые RMS-отклонения для электронной и ионной температур, полученные по оптимальной и глобальной моделям, представлены в табл. 5. Видно, что отклонения по глобальной модели всего в 1,5 раза превышают отклонения по оптимальной модели, которая является наилучшей в классе параметров (27), (28).

Т а б л и ц а 5. Усреднённые квадратичные отклонения для электронного и ионного компонентов $d2T_e$ и $d2T_i$ по оптимальной и глобальной моделям, %

Optimal		Global	
$d2T_e$	$d2T_i$	$d2T_e$	$d2T_i$
10	6,6	14	9,7

В качестве примера рассмотрим импульс № 73 197 с малой плотностью $\bar{n} = 1,13 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ и положительным электрическим полем. В этом импульсе только около 20% введённой мощности 2,2 МВт поглощается электронами, а остальная мощность остаётся непоглощённой из-за малой оптической толщины плазмы. Однако, несмотря на большие потери, температура электронов с помощью глобальной модели восстанавливается с разумной точностью: RMS-ошибка для электронов составляет всего $d2T_e = 18\%$. Для ионов, для которых обменная с электронами мощность описывается классическими формулами и потому хорошо известна, величина RMS-ошибки составляет $d2T_i = 5\%$. Из табл. 5 видно также, что и в целом температура ионов моделируется более точно, чем температура электронов. Напомним, однако, что для оптимального моделирования нужно знать поведение экспериментальных профилей температур электронов и ионов, а для использования глобальной модели такого знания не

требуется. Таким образом, цель достигнута: глобальная модель может быть использована для моделирования импульсов в токамаке T-10 со средней точностью, определяемой выражением (24).

Заметим, что глобальная модель пригодна для импульсов, в которых температурный барьер ещё не преодолен. Это означает, что критерий (2) ещё не выполняется. Если источник мощности достаточно большой и температурный барьер преодолевается, то нужно использовать стандартную модель вместо глобальной модели. Коэффициенты стандартной модели приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Коэффициенты стандартной модели

h_e	μ_{0e}	C_i	μ_{0i}
0,5	0,6	19	0,5

Стандартная модель использовалась на T-10 для описания электронного компонента при нагреве на первой гармонике [10]. Сравнивая табл. 6 с табл. 4, мы видим, что стандартная модель отличается от глобальной модели всего одним параметром h_e . Однако это отличие очень сильное. Стандартная модель описывает плазму с хорошим удержанием и с полным поглощением ЭЦР-мощности, в то время как глобальная модель описывает фиктивную плазму с плохим удержанием, но с тем же полным поглощением мощности. Мы уже отмечали, что приходится так поступать, поскольку при нагреве на второй гармонике профиль и абсолютное значение поглощённой мощности неизвестны. Подчеркнём, что и стандартная, и глобальная модели не содержат свободных параметров, служащих для подгонки решений. Свободными остаются лишь граничные условия для температур электронов и ионов. Во всех последующих примерах они удовлетворяют условиям $T_e(a) < 0,05$ кэВ, $T_i(a) < 0,06$ кэВ.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЁТОВ ДЛЯ ТОКАМАКА T-15МД С РЕЗУЛЬТАТАМИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ W7-X

Модель, построенную в предыдущем разделе для токамака, мы попытаемся сравнить с недавними экспериментами на стеллараторе W7-X [13]. Это были эксперименты только с ЭЦР-нагревом с мощностью 5 МВт. В докладе [14] дано достаточно подробное описание результатов экспериментов для трёх импульсов с разными плотностями.

Возьмём в качестве примера токамак T-15МД. Для нас главный вопрос — как найти для этого токамака разряд, в некотором смысле «эквивалентный» разряду, использованному на стеллараторе W7-X? В каком смысле эквивалентный? Можно ли вообще это сделать?

Методом проб и ошибок такую пару разрядов удалось найти. Оказалось, что она определяется следующими пятью требованиями:

- значение параметра q_a для токамака должно совпадать со значением $2\pi/\iota_a$ для стелларатора (для стелларатора W7-X параметр ι_a изменяется в пределах 0,8—1,2);
- значение средней плотности должно быть одинаковым — мощности и профили ЭЦР-нагрева должны быть одинаковыми;
- критерии полного поглощения ЭЦР-волн для токамака (2) и (5) должны выполняться;
- разница в величинах тороидального магнитного поля не должна превышать 25—30%.

Результаты наших расчётов по стандартной модели показывают, что профили температуры электронов и ионов в эквивалентных разрядах попарно одинаковы. В этом и только в этом смысле токамак не отличается от стелларатора.

Для краткости разряды токамака, удовлетворяющие указанным требованиям, мы будем называть «эквивалентными» разрядам стелларатора. Как видно, в формулировку понятия эквивалентности не входит ни сравнение формы или объёмов плазмы, ни профили тока, ни профили функции $q(\rho)$ или $\iota(\rho)$.

Нетрудно понять, почему в условия эквивалентности разрядов не входит требование равенства объёмов. При уменьшении объёма плазмы и сохранении поглощённой мощности увеличивается величина вклада мощности на одну частицу пропорционально отношению объёмов. Но одновременно в такой же пропорции отношения объёмов плазмы ухудшается удержание энергии. И это является естественным свойством стандартной транспортной модели. В результате оба процесса взаимно компенсируются и

температура остаётся неизменной. То, что это реализуется в природе, доказано в нашей статье [7], где при одинаковой мощности нагрева в W7-X и T-15MD (5 МВт) и очень разных объёмах плазмы температура электронов и ионов попарно одинакова. Эта компенсация является причиной того, что в условия эквивалентности не входят размеры плазмы. Однако поскольку объёмы плазмы в эквивалентных разрядах могут быть разными, то и интегральные характеристики типа энергозапаса плазмы или энергетического времени жизни плазмы могут различаться.

В соответствии с указанными требованиями был выбран разряд токамака T-15MD с параметрами $B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$, эквивалентный упомянутому разряду установки W7-X. Значение $q_a = 4,9$ соответствует значению $\iota_a = 1,2$ для стелларатора.

Хотя обе переменные q и ι_a в установках являются функциями радиуса, по-видимому, требование (1) является достаточным условием для эквивалентности разрядов: совпадать должны лишь характерные значения этих параметров q_a и ι_a . В рассматриваемом примере они совпадают. Остальные требования в рассматриваемом примере также выполняются.

На рис. 5 показаны расчётные для токамака T-15MD и экспериментальные для стелларатора W7-X зависимости центральных температур электронов T_e и ионов T_i от средней плотности плазмы \bar{n} при ЭЦР-мощности $Q_{EC} = 5$ МВт. Видно, что соответствующие красные кривые для T-15MD и синие кривые для W7-X совпадают в широком диапазоне плотностей. Совпадение синих и красных кривых позволяет утверждать, что:

- переносы энергии в эквивалентных разрядах в токамаке и стеллараторе одинаковые;
- стандартная модель достаточно хорошо описывает процессы переноса в эквивалентных разрядах и в токамаке, и в стеллараторе.

На рис. 5 также видно, что температура ионов почти не зависит от плотности и очень слабо зависит от нагрева электронов. Этот факт может сильно затруднить работу установки ИТЭР. На реакторной стадии α -частицы отдают свою энергию, в основном, электронам, а ионам напрямую достаётся лишь около 10% энергии α -частиц. Поэтому это очень деликатный вопрос, как сойдётся баланс энергии ионов на этой стадии.

На рис. 6 для эквивалентных разрядов показаны расчётные профили электронной T_e и ионной температуры T_i для токамака T-15MD и экспериментальные профили тех же температур, полученные на стеллараторе W7-X для импульса с плотностью $\bar{n} = 3$. Показан также использованный в расчёте профиль вложенной ЭЦР-мощности P_{EC} . Такой профиль использовался нами при анализе импульсов T-10, входящих в табл. 2. Квадратичные RMS-отклонения для профилей температур, приведённых на рис. 6, составляют $dT_e = 12\%$ и $dT_i = 10\%$ соответственно.

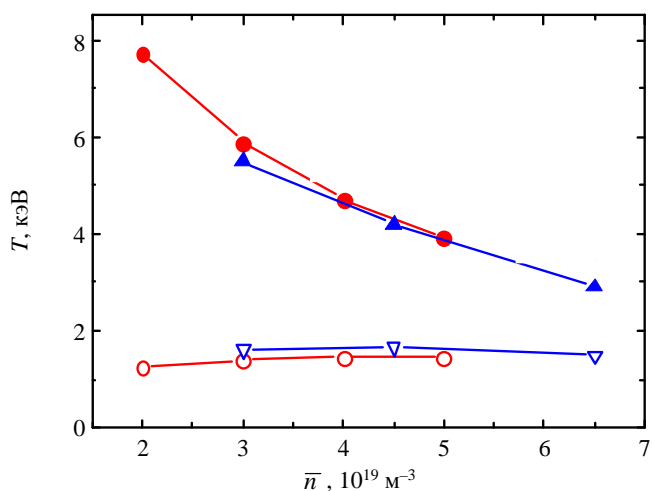


Рис. 5. Расчётные (—) для токамака T-15MD и экспериментальные (—) для стелларатора W7-X зависимости центральных температур электронов T_e (•, ▲) и ионов T_i (○, ▽) от средней плотности плазмы \bar{n} при ЭЦР-мощности $Q_{EC} = 5$ МВт для эквивалентных разрядов

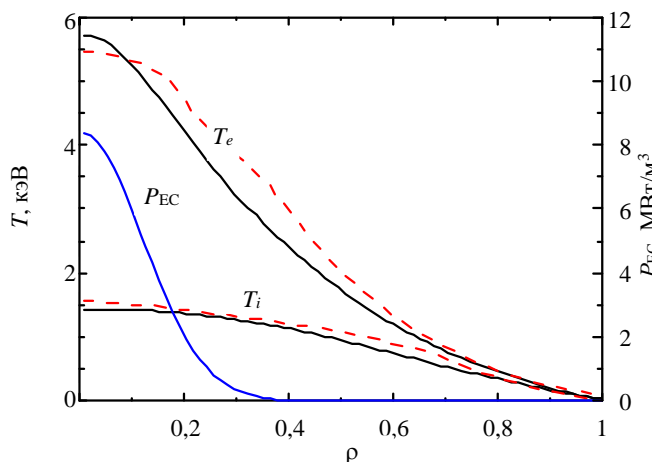


Рис. 6. Расчётные профили электронной T_e и ионной T_i температуры для токамака T-15MD (—) и экспериментальные профили тех же температур с установки W7-X (---) для импульса с $\bar{n} = 3$, P_{EC} — профиль вложенной ЭЦР-мощности (—)

ИНВАРИАНТНОСТЬ РЕШЕНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ КАНОНИЧЕСКИХ ПРОФИЛЕЙ ДЛЯ РАЗНЫХ ТОКАМАКОВ

В предыдущем разделе мы ввели понятие эквивалентных разрядов для токамака и стелларатора. Естественно, что такое же понятие можно ввести и для токамаков. Для двух разных токамаков два разряда мы будем называть эквивалентными, если выполняются следующие требования:

- значения q_a для двух разрядов разных токамаков должны быть одинаковыми;
- значение средней плотности должно быть одинаковым;
- мощности и профили ЭЦР-нагрева должны быть одинаковыми;
- критерии полного поглощения ЭЦР-волн (2) и (5) должны выполняться;
- разница в величинах магнитного поля не должна превышать 25—30%.

Тогда значения и профили температур электронов и ионов в этих режимах совпадают. Ещё раз отметим, что объём плазмы, а также профили тока и параметра q не входят в определение эквивалентных режимов.

В качестве примера были выбраны режим с параметрами токамака Т-15МД $B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$ и режим «синтетического» токамака с большим радиусом, равным $R = 2$ м. Для сохранения значения параметра q_a в синтетическом токамаке величина тока была уменьшена. Окончательная конфигурация параметров для этого токамака такова: $B = 1,9$ Тл; $I = 0,93$ МА; $q_a = 4,92$; $Q_{EC} = 5$ МВт; $R = 2$ м.

Результаты моделирования с помощью стандартной модели для Т-15МД для четырёх значений плотности и для синтетического токамака приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7. Центральные электронные и ионные температуры в Т-15МД и в синтетическом токамаке при $Q_{EC} = 5$ МВт

\bar{n} , $10^{19} \cdot \text{м}^{-3}$	T_e , кэВ	T_i , кэВ
Т-15МД		
2	7,7	1,26
3	5,72	1,44
4	4,55	1,50
5	3,8	1,50
Синтетический токамак		
2	7,79	1,52
3	5,66	1,66
4	4,46	1,69
5	3,67	1,64

Видно, что данные для синтетического токамака отличаются от данных для Т-15МД для электронной температуры на 1—2%, для ионной температуры на 10—15%. Причиной большего различия для температуры ионов, по-видимому, является то, что обменный член Q_{ei} не связан с параметром q_a . Он имеет много большую свободу по величине по сравнению с мощностью Q_{EC} , которая одинакова по определению эквивалентных разрядов. Поскольку размеры токамаков различаются, то различаются и времена жизни τ_E , и обменный член Q_{ei} : при плотности $\bar{n} = 4$ величина $\tau_E = 0,052$ с, $Q_{ei} = 2$ МВт для Т-15МД и $\tau_E = 0,072$ с, $Q_{ei} = 1,92$ МВт для синтетического токамака. Таким образом, для эквивалентных режимов имеет место неполная инвариантность: температуры ионов в разных токамаках могут слегка различаться.

ПРИЛОЖЕНИЕ ТРАНСПОРТНОЙ МОДЕЛИ К РАСЧЁТУ ИМПУЛЬСОВ УСТАНОВКИ Т-15МД

Технический пуск установки состоялся в мае 2021 г. Однако на первой стадии предстоит длительная работа со слабыми режимами: небольшим магнитным полем и током плазмы. Предполагается, что на начальном этапе работы для облегчения условий пробоя будет установлен один гиротрон с частотой $f = 82,6$ ГГц [19]. Этой частоте на второй гармонике электронно-циклотронной частоты соответствует резонансное магнитное поле $B = 1,47$ Тл. Предполагается также, что на этом этапе сечение плазмы будет не сильно отличаться от круглого сечения. Значения малого и большого радиуса в установке равны $a = 0,67$ м, $R = 1,5$ м, максимальные значения магнитного поля $B = 2$ Тл, тороидального тока $I = 2$ МА.

В настоящей работе для определённости мы принимаем, что вытянутость сечения составляет $k = 1,3$, треугольность $\delta = 0,2$. Для краткости изложения мы вводим понятие конфигурации плазмы, куда входят значения продольного магнитного поля B в Тл, тока плазмы I в МА, значение безразмерного параметра q_a и мощности электронно-циклотронного нагрева Q_{EC} в МВт:

$$\text{Конфигурация} = \{B, I, q_a, Q_{EC}\}. \quad (29)$$

Саму конфигурацию для краткости мы будем обозначать номерами с латинскими добавками, например, {1a}, {1b}, ..., {2a}, {2b} и т.д.

КОНФИГУРАЦИЯ {1a} ($B = 1,47$ Тл, $I = 0,5$ МА, $q_a = 10,2$, $Q_{OH} + Q_{EC}$)

В этой конфигурации для поддержки пробоя и начального нагрева плазмы будет использоваться гиротрон с частотой 82,6 ГГц. При поле $B = 1,47$ Тл нагрев будет происходить вблизи центра шнура. Локальная плотность отсечки равна $n = 4,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ В дальнейшем для краткости мы опускаем размерность плотности. При плоском профиле плотности плазмы этот гиротрон сможет греть плазму при средней плотности до $\bar{n} = 3,0$. Поэтому рисунки в этом разделе приводятся для диапазона плотности $1 < \bar{n} < 3$. Для моделирования плазмы используем глобальную модель.

Сначала обсудим омический режим. На рис. 7, а показаны зависимости T_e , T_i и Q_{ei} от средней плотности плазмы. Видно, что в этой конфигурации T_i почти не зависит от плотности плазмы. Температура электронов не превышает 1 кэВ, и в результате параметр $p_{e0} = n_0 T_{e0}$ оказывается небольшим. Он не превышает двойки, и условие (5) не выполняется. Это означает, что мы не ошиблись, используя глобальную модель.

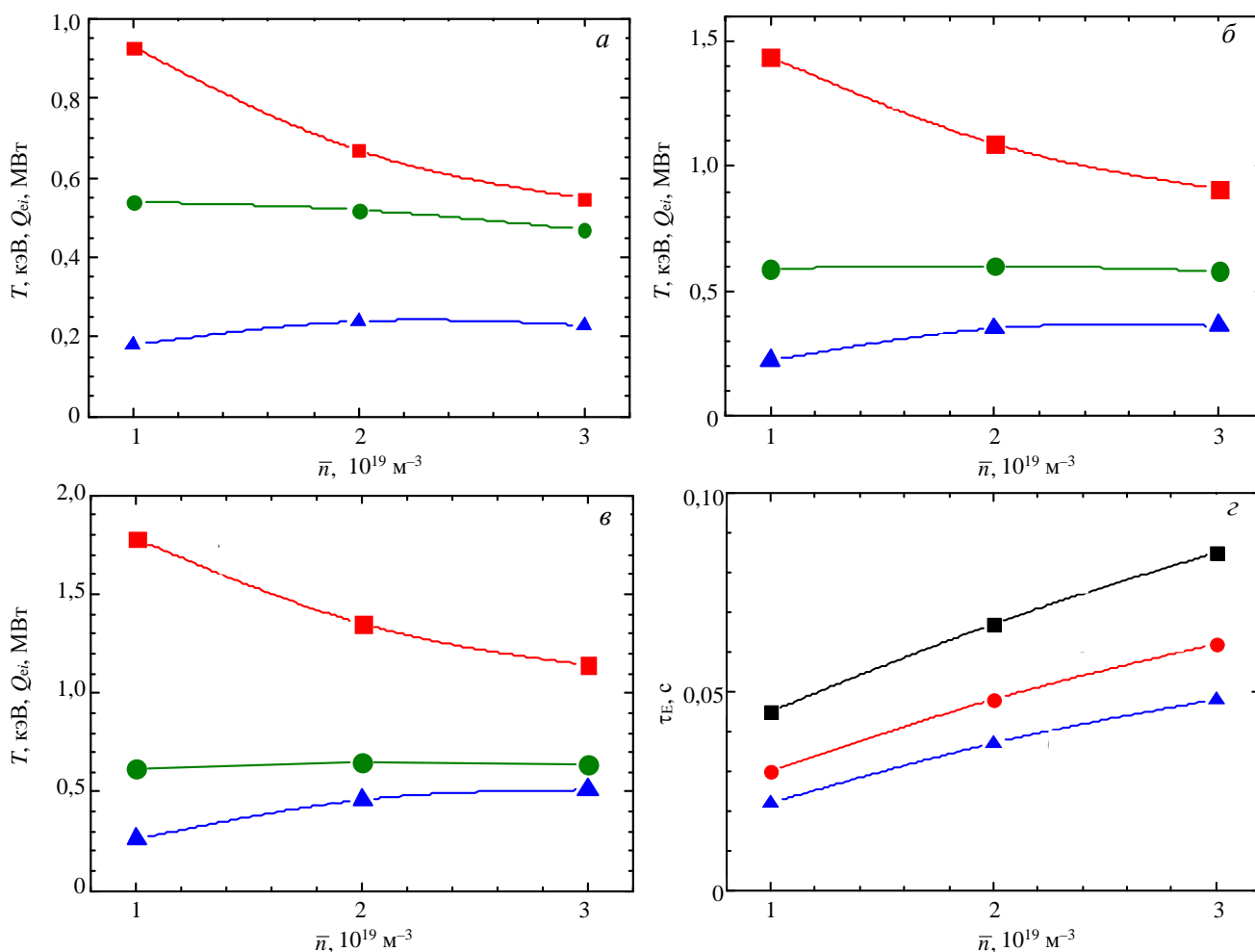


Рис. 7. Конфигурация {1a}: $B = 1,47$ Тл, $I = 0,5$ МА, $q_a = 10,2$. Зависимости центральных значений электронной T_e (■) и ионной температуры T_i (●) и мощности обмена энергией между электронами и ионами Q_{ei} (▲) от средней плотности плазмы при ОН (а), при $Q_{EC} = 0,5$ МВт (б), при $Q_{EC} = 1$ МВт (г); энергетическое время τ_E в ОН (■) и при $Q_{EC} = 0,5$ МВт (●), $Q_{EC} = 1$ МВт (▲) (з)

С появлением ЭЦР-нагрева температура электронов начинает расти (рис. 7, б). При указанной мощности $Q_{EC} = 0,5$ МВт максимальная температура электронов подошла к значению 1,5 кэВ. Температура ионов вообще перестала расти с ростом плотности. Причиной этого, по-видимому, является то, что с ростом плотности линейно возрастает доля обменного члена Q_{ei} , приходящаяся на одну частицу, и линейно возрастает жёсткость профиля ионной температуры, т.е. коэффициент k_a^{PC} в формуле (14) пропорционален средней плотности. Таким образом, устанавливается баланс прихода и ухода энергии в ионном компоненте.

Обсудим рис. 7, в. Здесь мощность ЭЦР-нагрева составляет 1 МВт. Видно, что с увеличением ЭЦР-мощности электронная температура начинает отрываться от ионной температуры. Температура ионов практически не зависит от плотности и лишь очень медленно растёт с ростом ЭЦР-мощности Q_{EC} . При увеличении Q_{EC} в 2 раза T_i возросла на 10%. Значения параметра p_{e0} не превышают четырёх.

На рис. 7, г показаны зависимости энергетического времени жизни τ_E от средней плотности плазмы при разных мощностях ЭЦР-нагрева. Как и следовало ожидать, с ростом плотности τ_E возрастает, а с ростом мощности падает. Абсолютные значения τ_E невелики из-за слабых параметров плазмы в конфигурации {1а}. При плотности, большей $\bar{n} = 3$, наступает отсечка, поэтому расчёты ограничивались этим значением плотности.

КОНФИГУРАЦИЯ {2а} ($B = 1,9$ Тл, $I = 1,4$ МА, $q_a = 4,9$, Q_{EC})

В настоящем разделе мы увеличиваем магнитное поле до почти предельного значения $B = 1,9$ Тл и увеличиваем ток до значения $I = 1,4$ МА. При этом величина q_a становится равной $q_a = 4,9$. Такие параметры уже обсуждались ранее. Увеличение магнитного поля позволяет повысить частоту гиротронов до 106 ГГц и величину отсечки по плотности до $n < 7,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

Рассмотрим импульсы с небольшой мощностью ЭЦР-нагрева

$$Q_{EC} < 3 \text{ МВт.} \quad (30)$$

Соответственно для того чтобы сделать вывод о том, какую модель следует использовать, надо начать с глобальной модели (см. табл. 4). На рис. 8, а показаны зависимости температуры электронов и ионов от средней плотности плазмы при мощности ЭЦР-нагрева 2 и 3 МВт. Для решения вопроса о том, правильно ли мы поступили, выбрав глобальную модель, рассмотрим рис. 8, б с зависимостью давления p_e от средней плотности при условиях рис. 8, а. Видно, что почти все значения на кривой лежат ниже $p_e = 10$. Лишь одна точка при плотности $\bar{n} = 5$ и мощности нагрева $Q_{EC} = 3$ МВт имеет $p_e = 11$ и неравенство (5) удовлетворяется. Имея в виду не слишком большую строгость критерия (5), можно сказать, что при ЭЦР-мощности $Q_{EC} < 3$ МВт в диапазоне плотности $2 < \bar{n} < 5$ температурный порог не преодолевается и для расчётов следует пользоваться глобальной моделью.

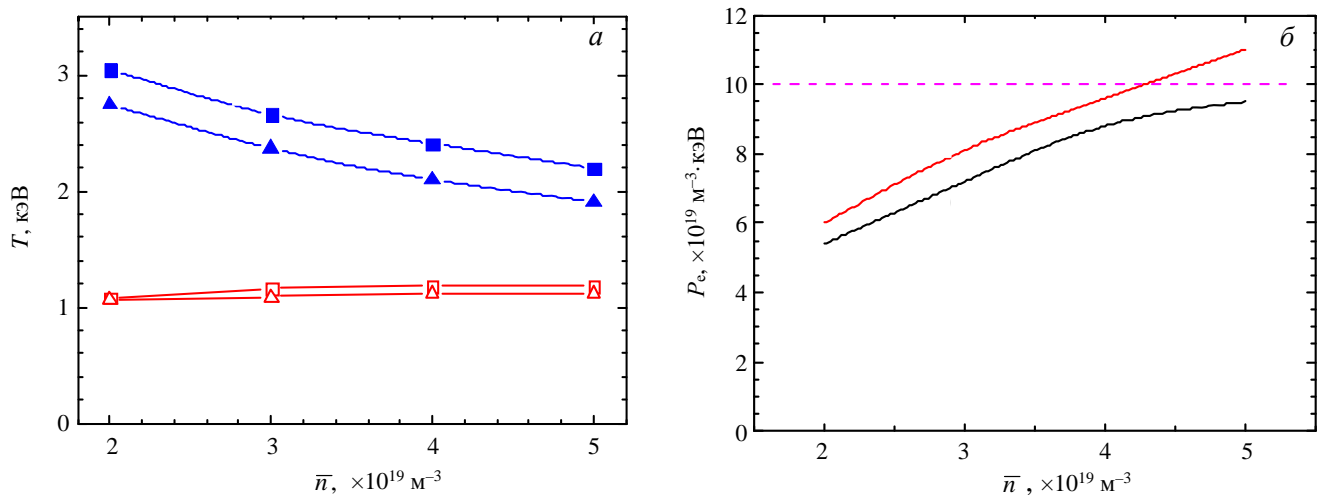


Рис. 8. Зависимость температуры электронов T_e (■, ▲) и ионов T_i (□, △) при $Q_{EC} = 3$ и 2 МВт соответственно (а) и давления (—, —) при $Q_{EC} = 3$ и 2 МВт соответственно (б) от средней плотности плазмы

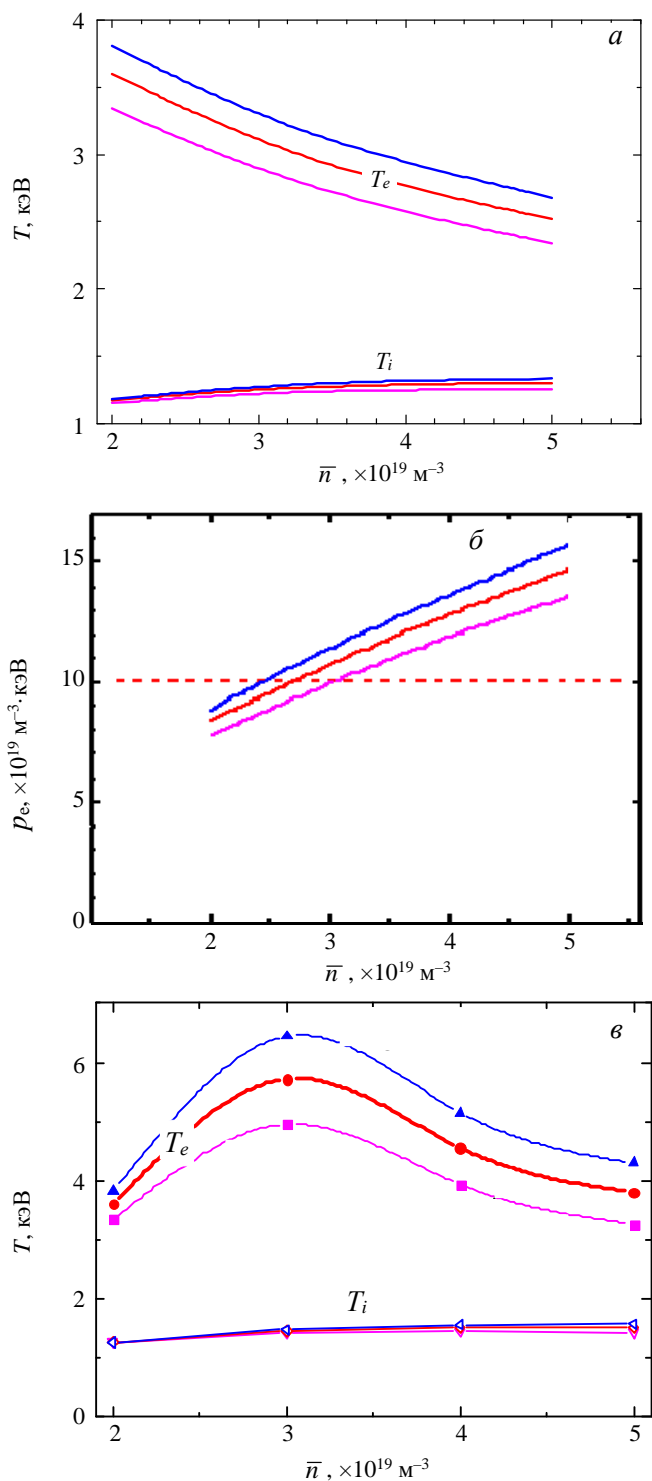


Рис. 9. Конфигурация {2а}: зависимость T_e и T_i (глобальная модель) (а) и давления (б) от средней плотности плазмы при ЭЦР-нагреве 4 (—), 5 (—) и 6 МВт (—). В области выше $p_e = 10$ требуется стандартная модель, при $p_e < 10$ требуется глобальная модель. Расчёты по смешанной модели (в)

пространстве решений, притягивающие к себе нестационарные решения в ходе их эволюции. Эти поверхности обычно называются «аттракторами». В системе уравнений (13)—(23), описывающих плазму с диссипацией, канонические профили подобны инвариантам для бездиссипативной динамической системы. Однако соотношение между каноническими профилями и решениями плазменных уравнений более сложно, чем соотношение между инвариантами и решениями динамических уравнений. В динамических

Теперь рассмотрим импульсы, удовлетворяющие условию

$$Q_{\text{EC}} > 3 \text{ МВт.} \quad (31)$$

Для выбора адекватной модели выберем сначала глобальную модель и проведём расчёты. На рис. 9, а показаны те же зависимости, что и на рис. 8, а, но для больших значений ЭЦР-мощности: $Q_{\text{EC}} = 4, 5$ и 6 МВт. Результаты расчётов p_e показаны на рис. 9, б. Видно, что для плотностей $\bar{n} = 3, 4$ и 5 и для всех рассматриваемых мощностей $Q_{\text{EC}} = 4, 5$ и 6 МВт $p_e \geq 10$ и неравенство (5) выполняется. Это означает, что для моделирования соответствующих импульсов требуется использовать не глобальную, а стандартную модель. Для импульсов с небольшой плотностью $\bar{n} = 2$ $p_e < 10$ и следует использовать глобальную модель. Таким образом, для моделирования импульсов Т-15МД с большими мощностями Q_{EC} приходится использовать смешанную модель: при малой плотности — глобальную, при большой — стандартную модель. На рис. 9, в показаны зависимости температуры электронов и ионов от средней плотности при ЭЦР-мощностях $Q_{\text{EC}} = 4, 5$ и 6 МВт.

Кривые для T_e немонотонны, потому что при малой плотности не вся мощность поглощается, а при большой плотности температура падает с ростом плотности.

ОБСУЖДЕНИЕ

Представленные результаты вызывают естественный вопрос: почему столь простая стандартная модель вместе с представлением об эквивалентных парах разрядов позволяет не только предсказывать параметры разрядов в различных установках, но и «перекинуть мост» между различными токамаками, а также токамаками и стеллараторами? Чтобы хотя бы частично ответить на этот вопрос, рассмотрим структуру этой модели более подробно и сравним её со структурой системы бездиссипативных динамических дифференциальных уравнений. Для этой системы важную роль играют инварианты, которые определяются как некоторые стационарные поверхности в

уравнениях в ходе эволюции решения могут приближаться как угодно близко к инвариантам. В плазменных уравнениях решения всегда отделены от канонических профилей. Это различие является следствием наличия источников и стоков в диссипативных системах, которые отсутствуют в идеальных динамических системах.

Рассмотрим стационарный вариант уравнения (23) и подставим в него выражение для потока тепла, опуская функцию Хевисайда. Интегрируя затем оператор дивергенции, получим

$$-k_a^{\text{PC}} T_a \left(\frac{T'_a}{T_a} - \frac{T'_{ca}}{T_{ca}} \right) = \frac{1}{V'G_1} \int_0^\rho V' P_a d\lambda \quad (0 < \rho < \rho_{\text{max}}). \quad (32)$$

Здесь слева стоит поток тепла, справа — положительная функция, содержащая интеграл от источников внутри рассматриваемой магнитной поверхности. Из равенства (32) видно, что разность логарифмических производных всегда положительна (кроме точки $\rho = 0$), поэтому решение стационарного уравнения (23) (температура T_a) нигде не совпадает с каноническим профилем T_{ca} . Смысл равенства (32) заключается в том, что решение уравнения переноса (23) в метрике логарифмических производных отделено от канонического профиля внешними источниками энергии. Используя терминологию теории динамических систем, можно сказать, что канонические профили являются условно притягивающими инвариантами, поскольку решения от них отделены. При небольших правых частях (например, при омическом нагреве) решения будут близкими к каноническим профилям, но не совпадающими с ними. Кроме того, канонические профили в силу третьего из граничных условий (16) имеют пьедесталы на внешней границе. Для L-моды это является ещё одной причиной отличия решения уравнения (23) от канонического профиля.

Рассмотрим простые примеры. Для начала заметим, что канонический профиль является решением нелинейного уравнения (15), поэтому кажется, что его нормировка недопустима. Однако в уравнение (23) канонический профиль входит только в виде логарифмической производной, поэтому какая-либо нормировка канонического профиля не меняет это уравнение. Сейчас мы воспользуемся этим свойством.

На рис. 10, а показан профиль температуры электронов T_e для импульса № 72 889 с центральным нагревом, рассчитанный с помощью глобальной модели. Там же для этого импульса приведены канонический профиль для этой температуры T_{ce} , нормированный на центральную расчётную температуру, экспериментальный профиль T_e^{exp} и используемый профиль ЭЦР-мощности P_{EC} . Такой профиль применялся нами при моделировании импульсов с центральным нагревом из табл. 2 и 3. Видно, что расчётный профиль, с одной стороны, близок к эксперименту и совпадает в центре с каноническим в силу нормировки, а с другой стороны, сильно отличен от канонического профиля почти по всему остальному сечению плазмы.

На рис. 10, б показана аналогичная картина для импульса № 72 769 с нецентральным нагревом. При таком нагреве поглощение заведомо многопроходное, поэтому при моделировании, чтобы расчётная

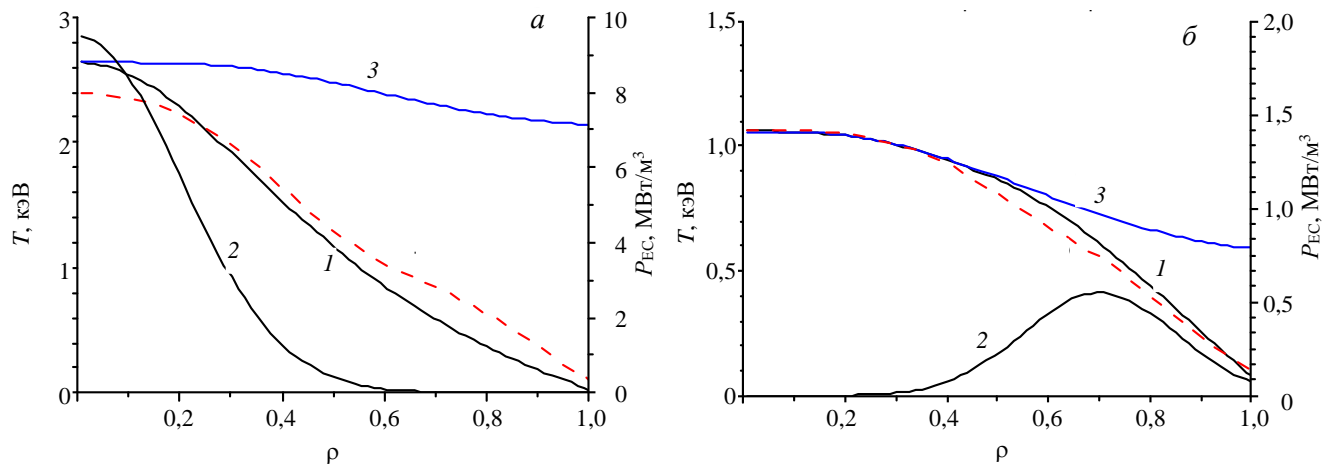


Рис. 10. Импульс № 72 889 с центральным (а) и нецентральным нагревом (б). Профили температуры электронов T_e (1), рассчитанные с помощью глобальной модели, канонический профиль температуры T_{ce} (3), нормированный на центральную расчётную температуру, и экспериментальный профиль температуры T_e^{exp} (— — —). Показан также используемый профиль ЭЦР-мощности P_{EC} (2)

температура была близка к экспериментальной, приходится сильно расширять профиль поглощённой мощности. На этом рисунке приведены те же кривые, что и на рис. 10, *a*. Видно, однако, что расчётный и экспериментальный профили температуры электронов близки к каноническому профилю в той внутренней области, где поток тепла мал. Здесь малые потоки тепла, омический поток и отток тепла от электронов к ионам почти компенсируют друг друга и все три кривые почти сливаются. Во внешней половине радиуса плазмы, там, где поток тепла нарастает за счёт ЭЦР-нагрева, расчётная и экспериментальная температуры отделяются от канонического профиля, как на рис. 10, *a*.

Для Н-моды ситуация на периферии другая. Нетрудно убедиться в том, что пьедестал канонического профиля является верхней границей для пьедестала решения уравнения (23) и, таким образом, для пьедестала в эксперименте. В противном случае, если в граничном условии для функции T_e пьедестал выше пьедестала канонического профиля, то это в силу стандартной модели приведёт к нарушению второго начала термодинамики, поскольку поток тепла будет направлен против градиента температуры. Анализ величины пьедесталов температуры на установке JET, проведённый нами в работах [2, 20], показал, что отношение пьедестала температуры на установке JET $T_{\text{ped}}^{\text{JET}}$ и пьедестала соответствующего канонического профиля температуры $T_{\text{ped}}^{\text{CP}}$

$$\xi_{\text{ped}} = T_{\text{ped}}^{\text{JET}} / T_{\text{ped}}^{\text{CP}} \quad (33)$$

растёт с ростом плотности. В полосе плотности $2 < \bar{n} < 10$ величина (в единицах 10^{19} м^{-3}) ξ_{ped} монотонно возрастает в полосе $0,4 < \xi_{\text{ped}} < 0,6$. Таким образом, она всегда меньше единицы. В работе [2] описана также нелинейная модель, позволяющая определить поведение плазмы в Н-моды. Таким образом, канонические профили в стандартной модели играют роль инвариантов в идеальных системах, определяя свойства плазмы с диссипацией.

Сформулируем в заключение основные черты стандартной транспортной модели:

- простые и близкие друг к другу выражения для потоков тепла электронов и ионов (13);
- близкие по постановке задачи для канонических профилей электронов и ионов (15) —(20);
- минимальное количество транспортных коэффициентов, определяемых из эксперимента (по два для переноса тепла в электронном и ионном канале в уравнениях (27), (28): μ_{0e} и μ_{0i} , определяющих форму канонических профилей h_e и C_i , определяющие абсолютную величину электронной и ионной температуры);
- возможность описания переноса энергии электронов и ионов как в токамаках, так и в стеллараторах;
- возможность решать как прямую, так и обратную задачу для уравнений переноса (23) (см. рис. 4).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью базы данных установки Т-10 построена новая версия транспортной модели канонических профилей (ТМКП) для расчёта ЭЦР-нагрева плазмы, учитывающая особенности поглощения необыкновенной волны на второй ЭЦ-гармонике. Модель состоит из двух частей: стандартной и глобальной. Если сформулированный критерий полного поглощения ЭЦ-волн выполняется (поглощённая мощность достаточно велика), то следует пользоваться стандартной частью модели. Если критерий не выполняется, то следует пользоваться глобальной частью. В обоих случаях сами канонические профили для температур электронов и ионов различаются.

Сформулированы условия эквивалентности разрядов в паре токамак—токамак и в паре токамак—стелларатор W7-X. Для эквивалентных разрядов расчёты с помощью ТМКП для токамака Т-15МД совпадают с экспериментальными результатами измерений температур электронов и ионов в установке W7-X в широком диапазоне плотности плазмы. В частности, расчёты хорошо соответствуют экспериментальным результатам о слабой зависимости температуры ионов от плотности плазмы. Подтверждённая модель используется для анализа будущих импульсов в установке Т-15МД. Показано, что канонические профили играют роль аттракторов в системах с диссипацией, подобную роли инвариантов в идеальных системах.

Авторы благодарят Н.А. Кирневу за активную помощь и полезные дискуссии при подготовке работы к печати. Программа экспериментов на Т-10 поддержана ГК «Росатом». Обработка данных и моделирование поддержаны РФФ, проект № 19-12-00312. Работа Ю.Н. Днестровского и Д.Ю. Сычугова поддержана РФФИ, грант № 20-07-00391.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2007, vol. 49, p. 1477.
2. **Dnestrovskij Yu.N.** Self-Organization of Hot Plasmas. — Springer International Publishing, Switzerland, 2015, p. 1—134.
3. **Днестровский Ю.Н. и др.** — Физика плазмы, 2019, т. 45, с. 207.
4. **Днестровский Ю.Н. и др.** — Физика плазмы, 2020, т. 46, с. 387.
5. **Krupin V.A. et al.** — Physics of Atomic Nuclei, 2015, vol. 78, p. 1164.
6. **Klyuchnikov L.A. et al.** — Rev. Sci. Instrum., 2016, vol. 87, p. 053506.
7. **Dnestrovskij Yu.N. et al.** — Plasma Phys. Control. Fusion, 2021, vol. 63, p. 0555012.
8. **Melnikov A.V. et al.** — Fusion Eng. Design, 2015, vol. 96—97, p. 306.
9. **Khvostenko P.P. et al.** — Fusion Eng. Design, 2019, vol. 146, Part A, p. 1108.
10. **Аликаев В.В. и др.** — Физика плазмы, 1988, т. 14, с. 1027
11. **Ernst D.R. et al.** — In: Electronic Proc. of the 27th IAEA Fusion Energy Conf. Ahmedabad, India, 22—28 October 2018; <https://nucleus.iaea.org/sites/fusionportal/Shared%20Documents/FEC%202018/fec2018-preprints/preprint0580.pdf>.
12. **Petty C.C. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112002.
13. **Klinger T. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 112004.
14. **Bozhenkov S.A. et al.** — In: Proc. 61st Annual Meeting of the APS Division of Plasma Physics. Fort Lauderdale, Florida, USA, October 21—25, 2019. Vol. 64, № 11, YP10.00058: <http://meetings.aps.org/Meeting/DPP19/Session/YP10.58>.
15. **Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П., Скрыдлов Н.В.** — ЖТФ, 1963, т. 33, с. 922.
16. **Prater R.** — Phys. Plasmas, 2004, vol. 11, p. 2349.
17. **Pervez G.V., Yushmanov P.N.** ASTRA Automated System for TRansport Analysis. IPP Report 5/42. — Garching: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1991, p. 1—147.
18. **Днестровский Ю.Н., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Черкасов С.В.** — Физика плазмы, 2002, т. 28, с. 887.
19. **Roy I.N. et al.** — EPJ Web of Conferences, 2017, vol. 149, p. 03021.
20. **Днестровский Ю.Н. и др.** Режимы работы модифицированной установки Т-15. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 4, с. 45—63.



dnestrovskiy_YN@nrcki.ru

Юрий Николаевич Днестровский, в.н.с., д.ф.-м.н., профессор, лауреат Государственной премии, Почетный работник науки РФ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Александр Викторович Данилов, старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Danilov_AV@nrcki.ru



Алексей Юрьевич Днестровский, ведущий инженер, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
dnestrov0@gmail.com



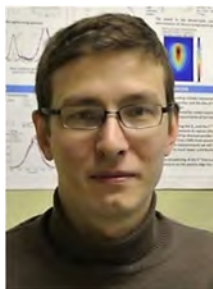
Сергей Евгеньевич Лысенко, в.н.с., к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Lysenko_SE@nrcki.ru



Александр Владимирович Мельников, зам. руководителя отделения, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, трижды лауреат премии им. И.В. Курчатова, лауреат премии им. Л.А. Арцимовича; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия; МФТИ, 141701 МО, Долгопрудный, Институтский пер. 9, Россия
Melnikov_AV@nrcki.ru



Антон Ролланович Немец, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Nemets_AR@nrcki.ru



Максим Ринатович Нургалиев, научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
maxim.nurgaliev@gmail.com



Георгий Федорович Субботин, младший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
subbotingf@gmail.com



Никита Алексеевич Соловьев, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Solovev_NA@nrcki.ru



Дмитрий Юрьевич Сычугов, д.ф.-м.н., профессор; факультет Вычислительной математики Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, ГСП-1, Ленинские горы 1, Россия
Sychugov_Dmitry
sychugov@cs.msu.su



Сергей Вячеславович Черкасов, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
cher2000@gmail.com

Статья поступила в редакцию 14 июля 2021 г.

После доработки 15 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 9—28.

УДК 681.51:621.3.002.5:621.039.6:533.95

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИФРОВОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НЕУСТОЙЧИВЫМ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ В D-ОБРАЗНОМ ТОКАМАКЕ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

Ю.В. Митришкин^{1,2}, И.С. Смирнов^{1,2}, А.Е. Коньков²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, Москва, Россия

Представляются результаты моделирования в MATLAB/Simulink и на стенде реального времени цифровой системы управления неустойчивым вертикальным положением плазмы на примере модели токамака T-15MD. На двух компьютерах стенда реализована обратная связь «Модель объекта—Регулятор». В компьютерах реального времени присутствуют устройства связи с объектом: ЦАП и АЦП вместе со своими драйверами. С одной стороны этих устройств имеются цифровые сигналы (внутри компьютеров), а с другой (вне компьютеров) — аналоговые сигналы, которые характеризуют работу замкнутой системы управления. Неустойчивая модель плазмы в токамаке в системе управления аналогична моделям плазмы, по которым были спроектированы и настроены действующие системы управления вертикальным положением плазмы в токамаках Глобус-М/М2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. С.-Петербург) и T-11M (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», г. Троицк). В качестве исполнительного устройства используется релейная модель инвертора напряжения, которая вводит систему управления в устойчивый автоколебательный режим работы при наличии отрицательной обратной связи. Обмотка горизонтального управляющего поля (ОГУП) в T-15MD расположена между камерой и обмоткой тороидального поля (ОТП). Цифровой регулятор характеризуется робастными свойствами и может быть дополнительно настроен в процессе работы системы управления. Система тестировалась двумя видами внешних воздействий: аддитивным возмущением с имитацией малого срыва 400 А и задающим воздействием 0,1 м. Шаг дискретизации задан 100 мкс.

Ключевые слова: плазма, токамак, T-15MD, вертикальная неустойчивость плазмы, цифровой стенд реального времени, цифровой ПИД-регулятор, автоколебания.

SIMULATION OF DIGITAL CONTROL SYSTEM FOR PLASMA UNSTABLE VERTICAL POSITION IN D-SHAPED TOKAMAK IN REAL TIME

Yu.V. Mitrishkin^{1,2}, I.S. Smirnov^{1,2}, A.E. Konkov²

¹M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

²V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of RAS, Moscow, Russia

The results of simulation in MATLAB/Simulink and on the real-time testbed of a digital control system for a plasma unstable vertical position are presented on the example of the tokamak T-15MD model. Feedback is implemented on two computers of the testbed: "Plant model—Controller". Real-time computers have communication devices with the plant: DAC and ADC together with their drivers. On one side of these devices there are digital signals (inside computers) and on the other side (outside computers) there are analog signals that characterize the operation of a closed-loop control system. The unstable plasma model in the tokamak control system is similar to the plasma models used to develop and tune the vertical plasma position control systems in the Globus-M/M2 tokamak (Ioffe Physical and Technical Institute, St. Petersburg) and the T-11M tokamak (JSC «SSC RF TRINITI», Troitsk). A voltage inverter relay model is used as an actuator, which puts the control system into a stable auto-oscillatory operating mode in the presence of negative feedback. The winding of the horizontal control field (WHCF) in the T-15MD is located between the chamber and the winding of the toroidal field (WTF). The digital controller is characterized by robust properties and can be additionally configured during the operation of the control system. The system was tested by two types of external actions: additive disturbance with imitation of a minor disruption of 400 A and a control set point of 0.1 m. The sampling time is set to 100 μ s.

Key words: plasma, tokamak, T-15MD, plasma vertical instability, real-time digital testbed, digital Proportional-Integral-Differential (PID) controller, auto-oscillations.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-29-41

ВВЕДЕНИЕ

Во всех вытянутых по вертикали современных D-образных токамаках для обеспечения их работоспособности путём удержания плазмы внутри вакуумной камеры работают системы автоматического магнитного управления положением, током и формой плазмы [1, 2]. Из-за вытянутости плазмы по вертикали для повышения давления плазма неустойчива в вертикальном направлении [3]. По этой причине вводятся специальные контуры для стабилизации либо вертикального положения плазмы (ASDEX Up-

grade [4], Глобус-М2 [5], Т-15МД [6] и др.), либо стабилизации вертикальной скорости плазмы относительно нулевого значения (ITER [7], DIII-D [8], EAST [9], JET [10] и др.) [2]. Задача управления вертикальным положением плазмы далека от завершения и требует новых идей и дальнейших исследований. Такие системы продолжают усовершенствоваться на действующих токамаках и разрабатываются заново для новых проектов и установок, например, SPARC [11], DTT [12], TPT [13], Т-15МД [14] и др., поскольку они необходимы для удержания плазмы внутри вакуумной камеры токамаков совместно с управлением горизонтальным положением плазмы, током и формой плазмы.

Для получения разрядов в токамаке Т-15МД нужно, чтобы как минимум работали две системы управления вертикальным и горизонтальным положением плазмы. Так было сделано на токамаке ТВД в ИАЭ им. И.В. Курчатова [2]: плазма при этом вытягивалась по вертикали, и были разряды в течение коротких интервалов времени порядка 50 мс, т.е. на ТВД получались разряды без системы управления формой плазмы.

На действующем сферическом токамаке Глобус-М2 есть системы управления горизонтальным и вертикальным положением плазмы [5], а также есть многомерный каскад управления токами в обмотках полоидального поля и током в центральном соленоиде, что позволяет без обратной связи получать вытянутые по вертикали плазменные конфигурации [2].

В этой связи внедрение систем магнитного управления плазмой на токамаке Т-15МД можно начинать с систем управления положением плазмы по вертикали посредством ОГУП и положением плазмы по горизонтали посредством, например, обмоток вертикального поля ОУ3 и ОУ4, так как вначале надо подавить вертикальную неустойчивость плазмы и стабилизировать горизонтальное положение плазмы, чтобы она не увеличивала свой большой радиус за счёт электромагнитных сил расталкивания и газокинетического давления.

Известно так называемое управление RZIP (управление горизонтальным, вертикальным положением плазмы и ее током) на лимитерной фазе разряда, в частности, в токамаке EAST [9]. Этот же подход можно применять и в токамаке Т-15МД.

С другой стороны, можно полностью разработать цифровую систему магнитного управления положением, током и формой плазмы в токамаке Т-15МД с алгоритмом восстановления равновесия плазмы в обратной связи в реальном времени, отработать её на стенде реального времени [19, 20] и с её помощью получать плазменные разряды в физическом эксперименте, обеспечив гарантированный переход с лимитерной фазы на диверторную фазу.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В проекте токамака Т-15МД ОГУП для управления вертикальным положением плазмы она была перенесена из положения рядом с обмотками полоидального поля в положение между тороидальной камерой и ОТП для обеспечения внутренней устойчивости замкнутой системы управления [6]. Для ОГУП необходимо определиться с источником электропитания и разработать систему стабилизации вертикального положения плазмы. Источником электропитания ОГУП могут быть различные виды преобразователей:

- многофазный тиристорный (транзисторный) выпрямитель, который, в частности, применяется для управления положением плазмы в токамаке ASDEX Upgrade [4];
- инвертор тока в автоколебательном режиме (Глобус-М2, Т-11М) [5];
- инвертор напряжения в релейном режиме и в режиме широтно-импульсной модуляции (ШИМ) как в трёхуровневой конфигурации [15], так и в многоуровневом исполнении [16].

Для четырёхквadrантного источника электропитания в координатах «напряжение—ток» ОГУП многофазный выпрямитель имеет довольно сложную конструкцию [17]. Наиболее простым в исполнении является двухпозиционный инвертор напряжения, поэтому в данной статье синтезируется и исследуется система управления вертикальным положением плазмы с таким исполнительным устройством. Простой моделью такого устройства является последовательное соединение релейного элемента и звена транспортного запаздывания, что достаточно для выяснения основных характеристик замкнутой системы управления неустойчивым вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД.

Моделью плазмы является неустойчивое динамическое звено первого порядка с аддитивным возмущением. Идея такой модели состоит в том, что для моделирования динамики плазмы выделено линейное неустойчивое звено первого порядка, а все неопределённости модели помещаются в аддитивное возмущение [2, 5]. В качестве регулятора обратной связи предлагается пропорционально-интегрально-дифференциальный (ПИД) регулятор [18]. Автоколебательная система управления синтезируется в дискретном времени, чтобы её можно было моделировать на компьютерном стенде в реальном времени в наиболее приближённых условиях к эксперименту. Для возбуждения устойчивых автоколебаний в системе управления с релейным исполнительным устройством выполняются три необходимые условия:

- в системе имеется обратная связь;
- замкнутый контур управления содержит нелинейность;
- система питается энергией от внешнего источника.

ЦИФРОВОЙ СТЕНД РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

В 2021 г. в рамках соглашения о взаимодействии и научно-техническом сотрудничестве между физическим факультетом МГУ им. М.В. Ломоносова и Институтом проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук в области моделирования и управления в реальном времени плазмофизическими процессами в токамаках был создан уникальный стенд реального времени для моделирования цифровых систем управления плазмой в токамаках (рис. 1) [19, 20]. Ядром стенда являются две целевые машины реального времени (ЦМРВ) Speedgoat Performance от швейцарской компании Speedgoat (<https://www.speedgoat.com/>). Первая ЦМРВ является «Моделью объекта управления», она работает в паре со второй ЦМРВ «Регулятор» в обратной связи.

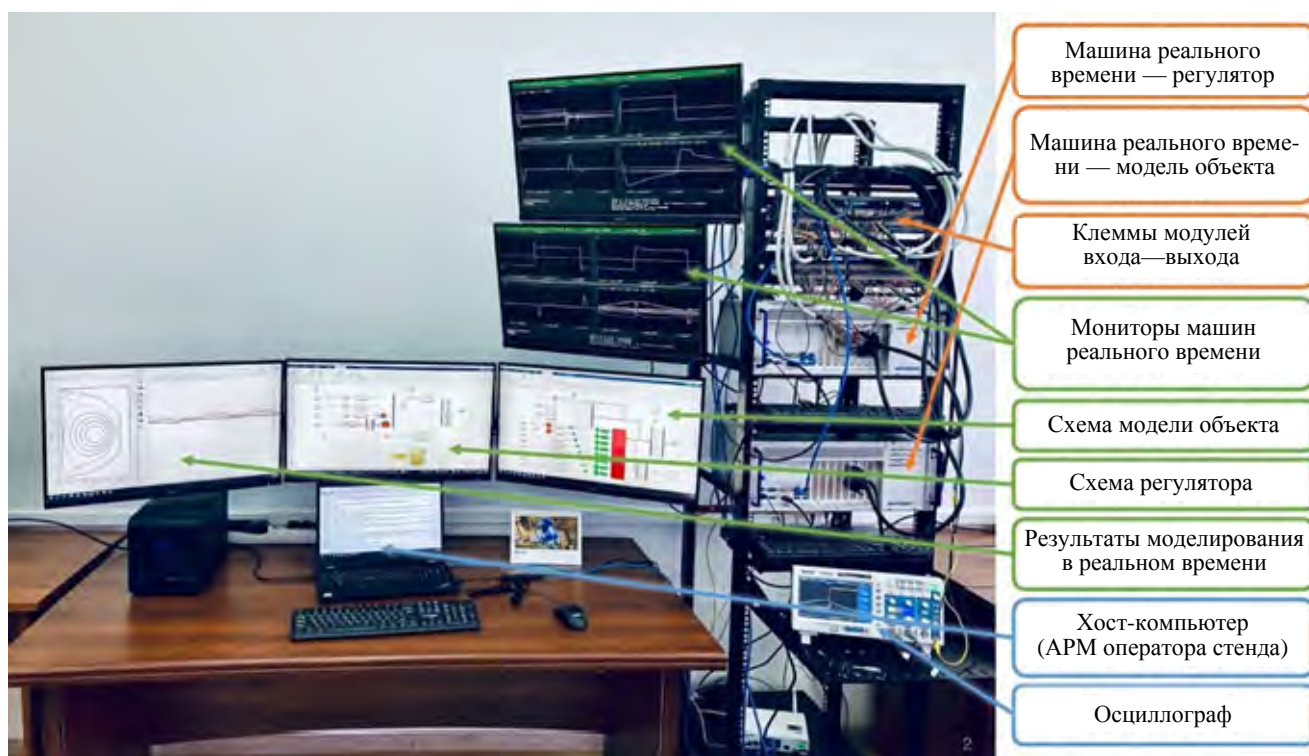


Рис. 1. Стенд реального времени цифровых систем управления в ИПУ РАН [19, 20]

Каждая из ЦМРВ имеет модули входа-выхода со следующим общим количеством каналов:

- ЦМРВ «Модель объекта управления» — 40 аналоговых выходов и 16 аналоговых входов;
- ЦМРВ «Регулятор» — 16 аналоговых выходов, 63 аналоговых входа и 20 цифровых входо-выходных каналов.

В настоящее время на стенде реального времени можно моделировать системы управления при 16 аналоговых выходах и 40 аналоговых входах у «Регулятора» и соответственно при 40 аналоговых выходах и 16 аналоговых входах у «Модели объекта».

Цифровыми сигналами являются дискретные сигналы с квантованием по времени и уровню с последующим кодированием. Под аналоговыми сигналами понимаются кусочно-непрерывные функции времени. Представленные далее на графиках рис. 12, 13 цифровые сигналы получены посредством декодирования цифровых сигналов в работающей в реальном времени системе управления.

СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПЛАЗМЫ

Структурная схема системы. Структурная схема системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД показана на рис. 2. Схема включает в себя исполнительное устройство на основе инвертора напряжения в релейном режиме, нагруженного на ОГУП для управления вертикальным положением плазмы. Контур обратной связи системы замыкается через регулятор, реализующий ПИД-закон управления.

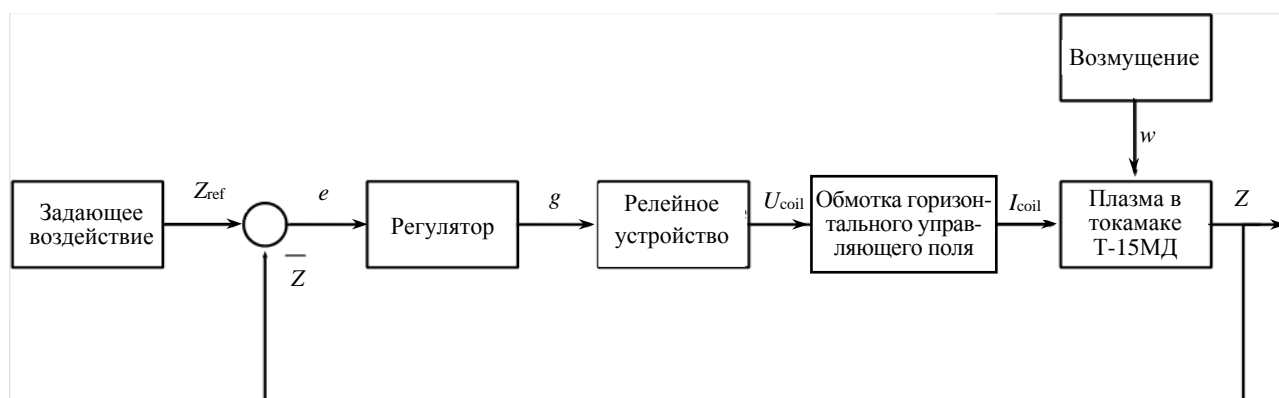


Рис. 2. Структурная схема замкнутой (с обратной связью) автоколебательной системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД для моделирования в MATLAB/Simulink: Z и Z_{ref} — вертикальное смещение плазмы и его задающее воздействие; U_{coil} , I_{coil} — напряжение и ток ОГУП; g — входной сигнал релейного исполнительного устройства (выходной сигнал регулятора); $e = Z_{ref} - Z$ — ошибка регулирования (входной сигнал регулятора), получаемая сумматором с положительным $+Z_{ref}$ и отрицательным $-Z$ входами и замыкающая отрицательную обратную связь; w — внешнее аддитивное возмущение

Модель объекта управления. Рассматриваемая модель объекта управления имеет второй порядок и представляет собой соединённые последовательно устойчивое и неустойчивое апериодические звенья первого порядка — звено ОГУП и звено линейной модели плазмы соответственно. Неустойчивая линейная модель плазмы в токамаке Т-15МД представляется уравнением, которое получено идентификацией [21] плазмозащитного кода ДИНА (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва) [22]:

$$T_p \frac{dZ(t)}{dt} - Z(t) = K_p (I(t) + w(t)), \quad (1)$$

где $Z(t)$ — вертикальное смещение плазмы; $w(t)$ — внешнее аддитивное возмущение. Параметры модели K_p и T_p — коэффициент усиления и постоянная времени получены при идентификации. Индуктивность и активное сопротивление ОГУП рассчитаны в [17] по данным проектной организации АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова».

Модель (1) применялась для разработки систем управления положением плазмы на ряде работающих токамаков: Туман-3, Глобус-М/М2 (ФТИ им. А.Ф. Иоффе), ТВД (НИЦ «Курчатовский институт»), Т-11М (АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ»). Результаты по этим работам детально приведены в монографии [2]. Уравнение модели ОГУП имеет вид

$$L \frac{dI_{coil}(t)}{dt} + RI_{coil}(t) = U_{coil}(t), \quad (2)$$

где L и R — индуктивность и сопротивление ОГУП соответственно.

В дискретном времени модель плазмы (1) и ОГУП (2) описываются разностными уравнениями

$$T_p \frac{Z(k+1) - Z(k)}{T} - Z(k) = K_p (I_{coil}(k) + w(k)); \quad (3)$$

$$L \frac{I_{coil}(k+1) - I_{coil}(k)}{T} + RI_{coil}(k) = U_{coil}(k), \tag{4}$$

где $t = kT, k = 0, 1, 2, \dots$ — дискретное время; T — шаг дискретизации.

В табл. 1 представлены значения параметров ОГУП и модели плазмы, которые использовались при моделировании системы в MATLAB/Simulink.

Т а б л и ц а 1. Значения параметров модели объекта управления токамака Т-15МД

$K_p, \text{ м/А}$	$T_p, \text{ с}$	$L, \text{ Гн}$	$R, \text{ Ом}$
0,00178	0,0208	0,0042	0,09

Модель исполнительного устройства. На рис. 3 показана мостовая схема исполнительного устройства (силовая часть), выполненного на основе инвертора напряжения в релейном режиме. Инвертор состоит из зарядного выпрямителя, Н-моста на базе IGBT-транзисторов, нагруженного на ОГУП, и конденсатора.

В начале рабочего цикла зарядный выпрямитель заряжает конденсатор до заданного уровня напряжения U_0 и затем стабилизирует этот уровень на протяжении всей работы инвертора. Работа транзисторов устроена таким образом, что в один и тот же момент времени могут быть открыты только диагонально противоположные транзисторы. Открытие транзисторов VT1 и VT4 приводит к формированию положительного напряжения на нагрузке $U_{coil} = +U_0$ и положительной скорости роста тока через нагрузку, в то время как открытие транзисторов VT3 и VT2 приводит к формированию отрицательного напряжения на нагрузке $U_{coil} = -U_0$ и отрицательной скорости изменения тока через нагрузку. В случае положительного напряжения на нагрузке закрытие транзисторов VT1 и VT4 приведёт к уменьшению значения тока через нагрузку, так как ток потечёт через обратные диоды транзисторов VT3 и VT2, заряжая конденсатор. И наоборот, в случае отрицательного напряжения на нагрузке закрытие транзисторов VT3 и VT2 приведёт к уменьшению абсолютного значения тока через нагрузку, так как ток потечёт через обратные диоды транзисторов VT1 и VT4, заряжая конденсатор. Таким образом, в описанном режиме работы инвертор принимает два состояния, соответствующие $U_{coil} = \pm U_0$, а пары транзисторов VT1, VT4 и VT3, VT2 работают попарно-противофазно.

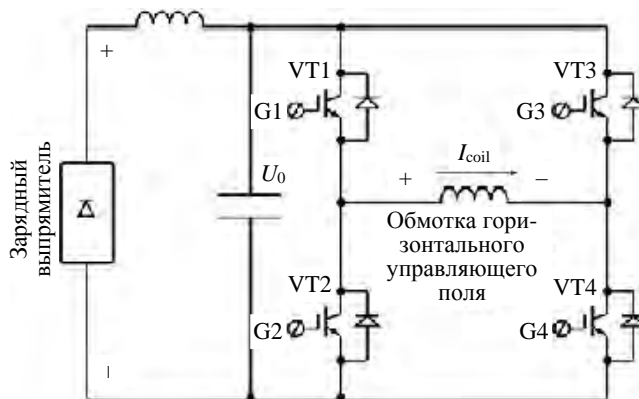


Рис. 3. Мостовая схема инвертора напряжения на базе IGBT-транзисторов

На рис. 4 показана блок-схема исполнительного устройства. Регулятор Н-моста формирует управляющие уровни напряжения для открытия пар транзисторов VT1, VT4 и VT2, VT3, используя данные о напряжении на нагрузке U_{coil} , токе через нагрузку I_{coil} и внешнее управляющее напряжение $U_{control}$. Вторая функция регулятора Н-моста заключается в стабилизации напряжения на конденсаторе на уровне U_0 .

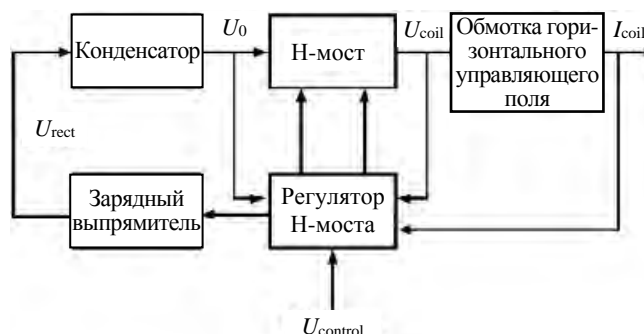


Рис. 4. Блок-схема инвертора напряжения в релейном режиме

Простейшая модель инвертора напряжения в релейном режиме была реализована в MATLAB/Simulink (рис. 5). Она состоит из соединённых последовательно блоков транспортного запаздывания и идеального двухпозиционного реле. Блок транспортного запаздывания производит

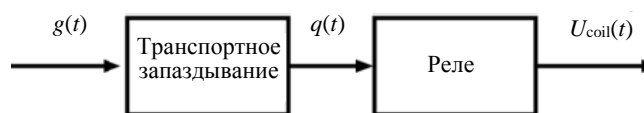


Рис. 5. Схема модели исполнительного устройства

задержку входного сигнала $g(t)$ по времени на заданную величину $\tau = 1$ мс, в результате чего задаётся отставание в срабатывании реле по входному сигналу $q(t) = g(t - \tau)$. Работа блока реле устроена таким образом, что выходной сигнал принимает два значения в зависимости от знака входного сигнала: $U_{coil}(t) = +U_0$, если $q(t) > 0$, и $U_{coil}(t) = -U_0$, если $q(t) < 0$.

Таким образом, входной и выходной сигналы модели исполнительного устройства связаны соотношением

$$U_{coil}(t) = U_0 \text{sign } q(t - \tau), \tag{5}$$

где $\text{sign } q = \begin{cases} +1, & q \geq 0 \\ -1, & q < 0 \end{cases}$.

Архитектура управляющей системы Т-15МД является распределённой, что учитывается в модели исполнительного устройства системы управления вертикальным положением плазмы. Распределённость архитектуры может дать на повышенных частотах работы системы увеличение величины транспортного запаздывания в контуре обратной связи. Это увеличение легко учитывается в блоке модели транспортного запаздывания релейного исполнительного устройства (см. рис. 5).

Можно было применить другую аппроксимацию инвертора напряжения на IGBT-транзисторах в релейном режиме для Т-15МД, например, как в [5], но самое главное в такой аппроксимации то, чтобы размахи управляемых величин и частота при автоколебаниях были правдоподобны, что и было получено в моделировании на стенде реального времени в настоящей работе.

На рис. 6, а показана начальная конструкция токамака Т-15МД, когда ОГУП расположена вблизи других ОУ [23]. Такое расположение ОГУП вызывало внутреннюю неустойчивость системы управления вертикальным положением плазмы [24]. Поэтому ОГУП была перенесена в расположение между вакуумной камерой и ОТП (см. рис. 6, б) [6, 14], что позволило обеспечить внутреннюю устойчивость [24] указанной системы.

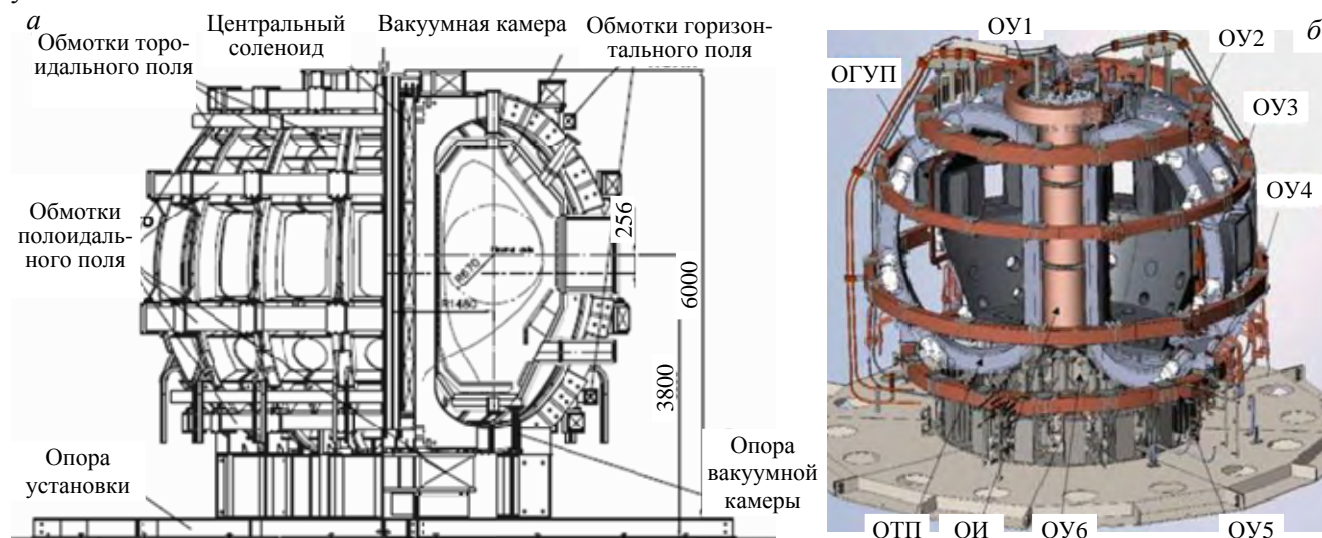


Рис. 6. Начальная (а) и конечная (б) версии системы обмоток полоидального поля токамака Т-15МД с ОГУП внутри ОТП: ОИ — обмотка индуктора; ОУ1—ОУ6 — обмотки управления

Синтез системы управления с обратной связью. В качестве регулятора обратной связи используется ПИД-регулятор с законом управления в виде [18]

$$g(t) = K_p e(t) + K_I \int_0^t e(t') dt' + K_D \frac{de(t)}{dt}, \tag{6}$$

где $e(t) = Z_{ref}(t) - Z(t)$ — ошибка регулирования.

В дискретном времени закон управления (6) принимает вид

$$g(k) = K_p e(k) + K_I T \sum_{n=0}^k e(n) + K_D \frac{e(k) - e(k-1)}{T}. \quad (7)$$

Настройка параметров K_p , K_I , K_D ПИД-регулятора в замкнутой системе управления проводилась по методу Зиглера—Никольса [18] с дополнительной настройкой на стенде реального времени, как это делается на реальных объектах для улучшения качества переходных характеристик. Метод Зиглера—Никольса основан на параметрах реакции системы на ступенчатое воздействие в отсутствие внешнего возмущения w и широко описан во многих источниках, включая и [18].

В табл. 2 представлены значения параметров настроенного ПИД-регулятора, которые использовались при моделировании системы в MATLAB/Simulink в дискретном времени.

Т а б л и ц а 2. Параметры настроенного ПИД-регулятора

K_p	$K_I, 1/c$	K_D, c	T, c
0,56	6,9	0,017	0,0001

Используя выражения (3)—(5), (7), можно получить соотношения, устанавливающие соответствие между вертикальным смещением плазмы $Z(t)$ и задающим воздействием $Z_{ref}(t)$ (при $w(t) = 0$) и возмущением $w(t)$ (при $Z_{ref}(t) = 0$) в дискретном времени в замкнутой системе управления с отрицательной обратной связью:

$$\begin{aligned} Z(k) = & Z(0) \left(1 + \frac{T}{T_p} \right)^k + \\ & + K_p \frac{T}{T_p} \sum_{n=0}^{k-1} \left(1 + \frac{T}{T_p} \right)^{k-1-n} \left[I_{coil}(0) \left(1 - T \frac{R}{L} \right)^n + \right. \\ & + \frac{T}{L} \sum_{m=\tau/T+1}^{k-1} \left(1 - T \frac{R}{L} \right)^{k-1-m} U_0 \text{sign} \left(K_p \left(Z_{ref} \left(m - \frac{\tau}{T} \right) - Z \left(m - \frac{\tau}{T} \right) \right) + \right. \\ & \left. \left. + K_I T \sum_{i=0}^{m-\tau/T} (Z_{ref}(i) - Z(i)) + K_D \frac{Z_{ref} \left(m - \frac{\tau}{T} \right) - Z_{ref} \left(m - 1 - \frac{\tau}{T} \right) - Z \left(m - \frac{\tau}{T} \right) + Z \left(m - 1 - \frac{\tau}{T} \right)}{T} \right) \right]; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} Z(k) = & Z(0) \left(1 + \frac{T}{T_p} \right)^k + \\ & + K_p \frac{T}{T_p} \sum_{n=0}^{k-1} \left(1 + \frac{T}{T_p} \right)^{k-1-n} \left[w(n) + I_{coil}(0) \left(1 - T \frac{R}{L} \right)^n - \right. \\ & - \frac{T}{L} \sum_{m=\tau/T+1}^{n-1} \left(1 - T \frac{R}{L} \right)^{k-1-m} U_0 \text{sign} \left(K_p Z \left(m - \frac{\tau}{T} \right) + \right. \\ & \left. \left. + K_I T \sum_{i=0}^{m-\tau/T} Z(i) + K_D \frac{Z \left(m - \frac{\tau}{T} \right) - Z \left(m - 1 - \frac{\tau}{T} \right)}{T} \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Уравнения (8), (9) невозможно разрешить относительно выходного сигнала $Z(t)$ замкнутой системы управления из-за входящих в них нелинейностей в виде функции sign и наличия транспортного запаздывания. Сигнал $Z(t)$ возможно получить только моделированием системы управления с обратной связью, в которой образуются устойчивые автоколебания. Уравнения (8), (9) описывают процессы при тестировании замкнутой системы управления задающим ступенчатым воздействием Z_{ref} и ступенчатым аддитивным возмущением w .

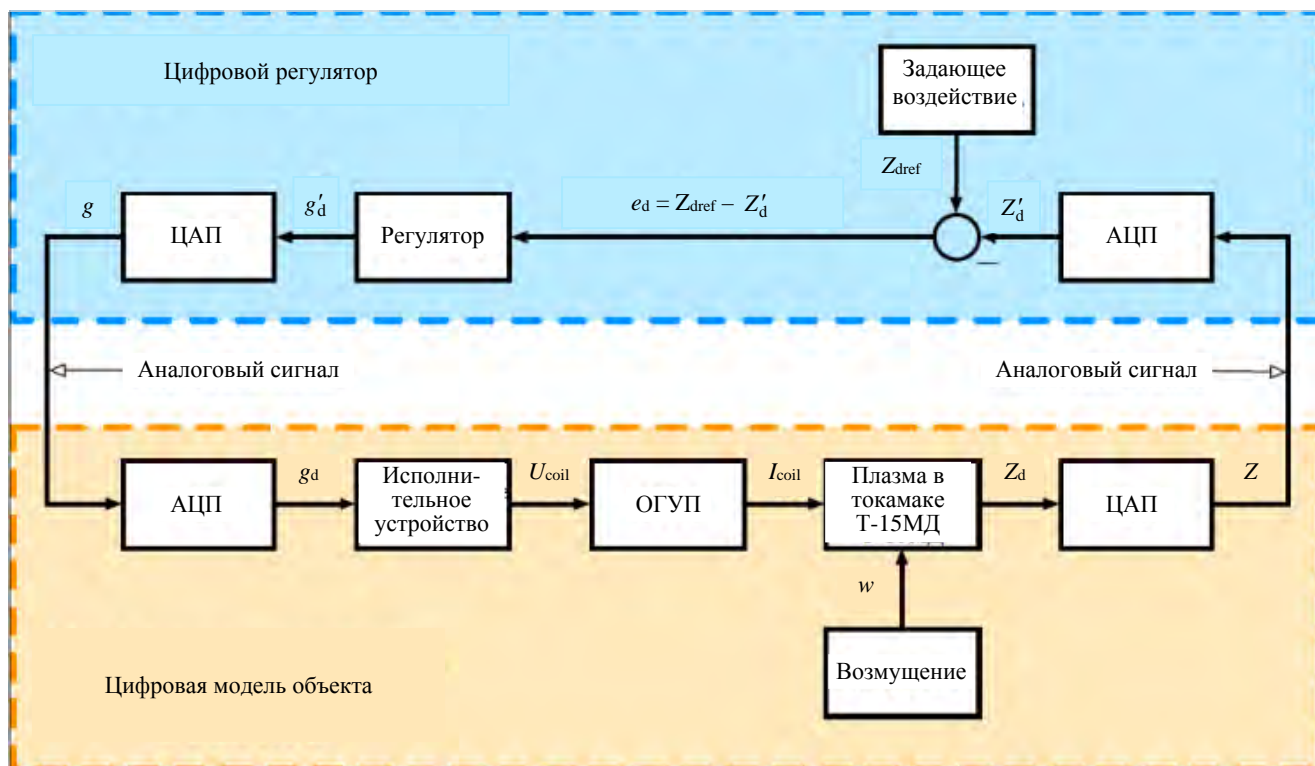


Рис. 7. Структурная схема автоколебательной системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД; Z_{dref} — задающее воздействие; e_d — ошибка регулирования, поступающая на вход регулятора; g'_d — выход регулятора; g — выход регулятора с ЦАП (аналоговый сигнал в реальном времени); g_d — выход регулятора с АЦП и вход релейного исполнительного устройства; U_{coil} — напряжение на ОГУП; I_{coil} — ток в ОГУП; w — внешнее возмущение; Z'_d — вертикальное смещение плазмы; Z — вертикальное смещение плазмы с ЦАП (аналоговый сигнал в реальном времени); Z'_d — вертикальное смещение плазмы с АЦП

Структурная схема системы управления на стенде реального времени. На рис. 7 показана структурная схема цифровой модели системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД с учётом её моделирования на двух ЦМРВ. Первая ЦМРВ содержит цифровой регулятор, включающий в себя дискретный ПИД-регулятор и цифровой операционный усилитель, с помощью которого осуществляется сравнение задающего воздействия на вертикальное положение плазмы и фактического вертикального положения плазмы, задающим воздействием является ступенчатый сигнал. На вход цифрового регулятора через ЦАП поступает вертикальное положение плазмы с цифровой модели объекта, а с выхода через АЦП уходит управляющий сигнал на модель релейного инвертора напряжения. Вторая ЦМРВ содержит цифровую модель объекта, которая включает в себя дискретные модель релейного инвертора напряжения (5), модель ОГУП (4) и модель плазмы (3) в токамаке Т-15МД, на которую в процессе моделирования подаётся внешнее возмущение w .

Сигналы между ЦМРВ являются аналоговыми, использование АЦП и ЦАП на входе и выходе цифровой модели позволяет имитировать работу цифрового регулятора в обратной связи с реальным объектом управления, например, в течение реального эксперимента на токамаке Т-15МД.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ

В MATLAB/Simulink. Результаты моделирования системы управления вертикальным положением плазмы в токамаке Т-15МД в MATLAB/Simulink в дискретном времени показаны на

рис. 8—11. В системе возникают автоколебания, так она содержит обратную связь и нелинейное исполнительное устройство в замкнутом контуре управления. Результаты получены в виде реакции системы управления при подаче ступенчатого возмущения w , когда задающее воздействие $Z_{ref} = 0$ (см. рис. 8 и 9), а также при подаче ступенчатого задающего воздействия Z_{ref} , когда возмущение $w = 0$ (см. рис. 10 и 11).

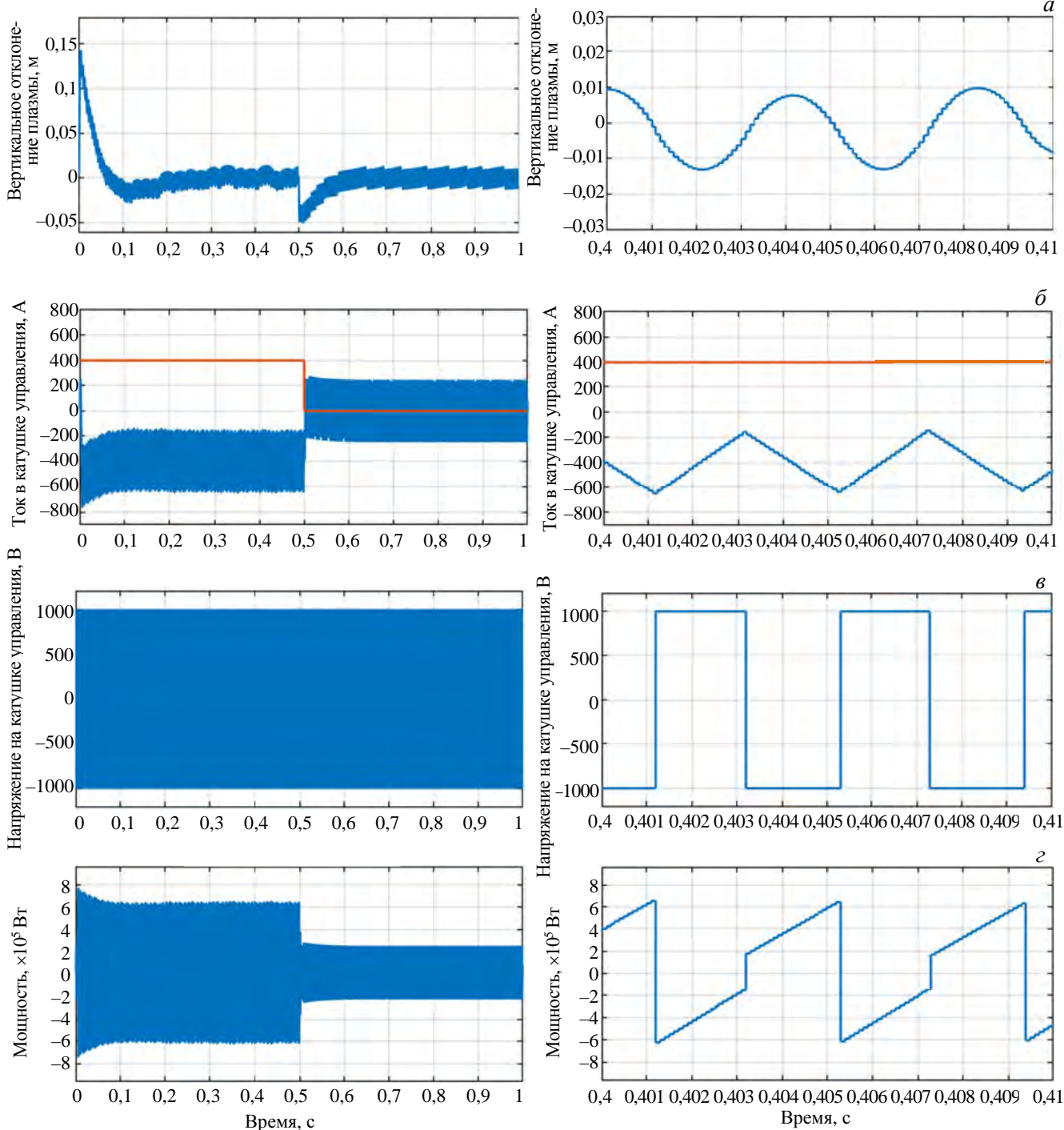


Рис. 8. Переходные процессы в автоколебательной системе при действии внешнего возмущения, когда задающее воздействие равно нулю: — ток в ОГУП; — возмущение

Рис. 9. Процессы в автоколебательной системе на относительно коротких интервалах времени и величины размахов сигналов при действии возмущения. Шаг дискретизации 100 мкс: а — размах $\sim 0,022$ м; б — размах ~ 480 А (— ток в ОГУП, — возмущение); в — период 0,004 с; г — размах $\sim 1,3$ МВт

На этих рисунках оценены размахи колебаний величин в различных точках системы управления. Размах колебаний сигнала — это величина, равная разности между наибольшим и наименьшим значениями сигнала за определённый интервал времени в установившемся режиме работы системы (ГОСТ 23875-88).

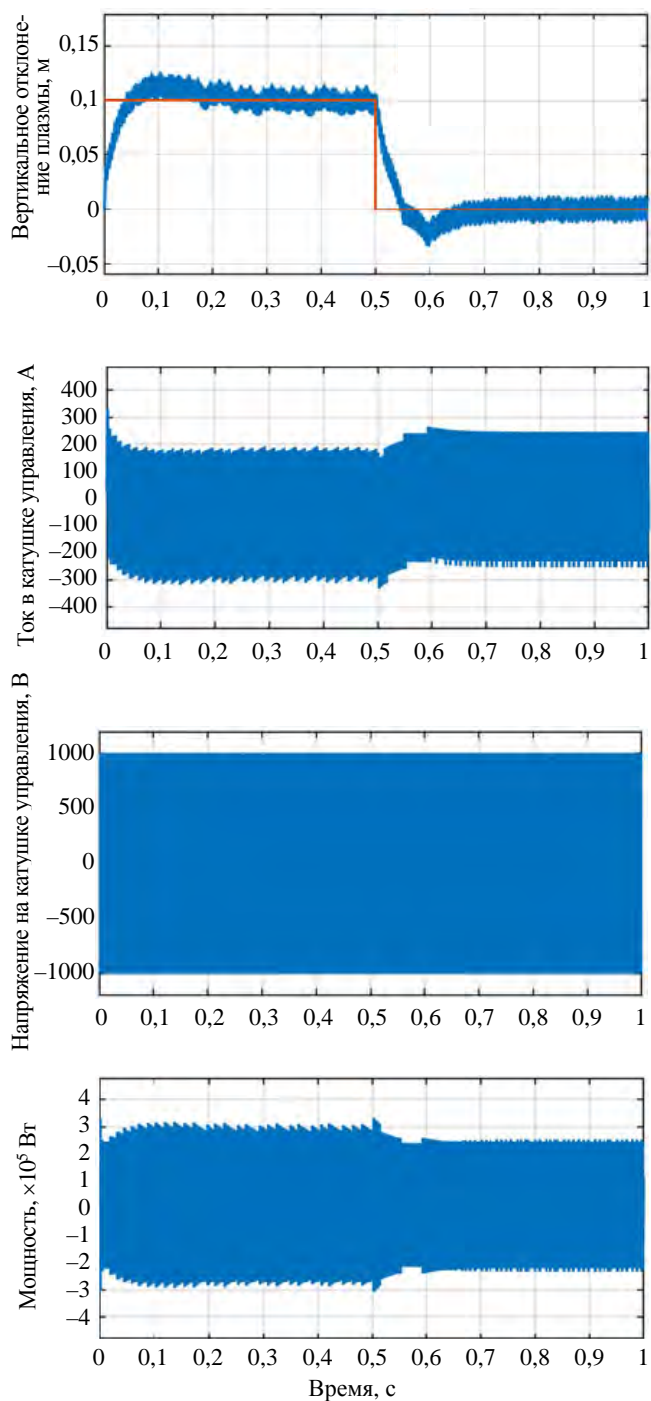


Рис. 10. Переходные процессы в системе в режиме слежения при действии задающего воздействия, когда возмущение равно нулю: — отклонение плазмы; — задающее воздействие

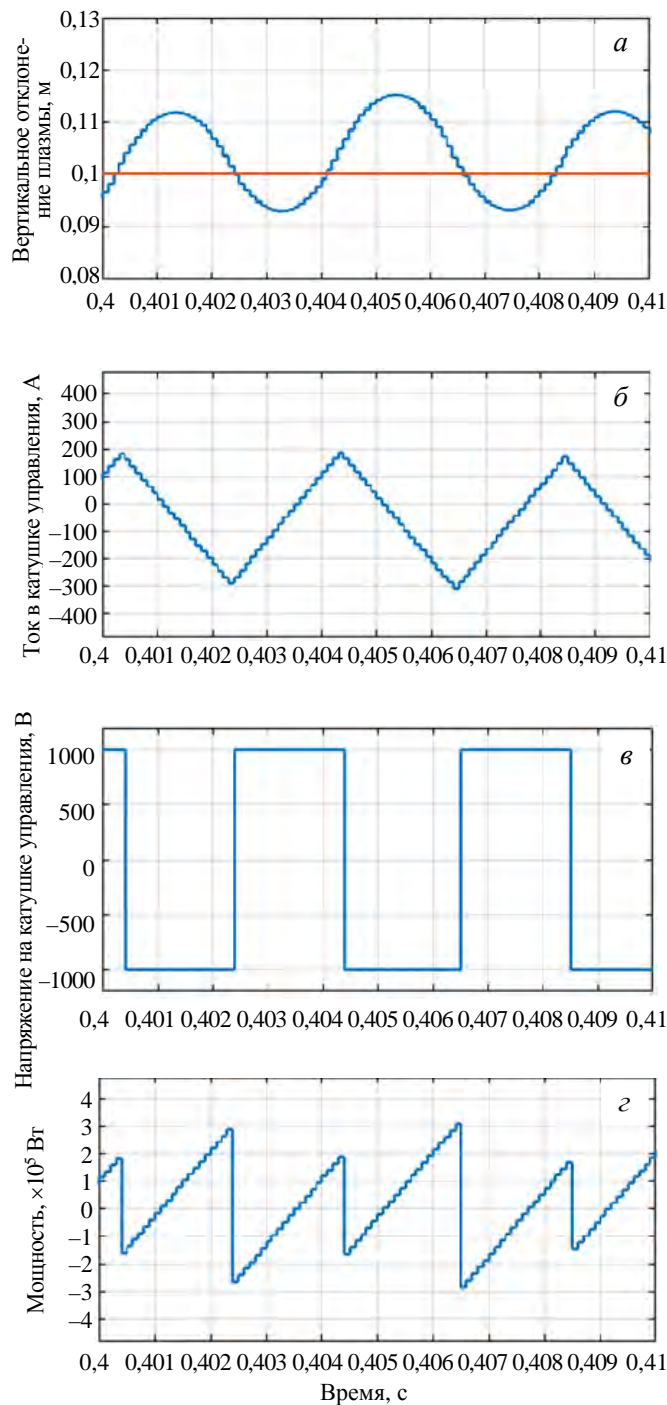


Рис. 11. Переходные процессы в автоколебательной системе на относительно коротких интервалах времени и величины размахов сигналов. Шаг дискретизации 100 мкс: а — размах $\sim 0,022$ м (— отклонение плазмы; — задающее воздействие); б — размах ~ 500 А, в — период 0,004 с; г — размах $\sim 0,6$ МВт

На стенде реального времени. На рис. 12, 13 представлены сигналы реального времени, аналогичные сигналам моделирования в MATLAB/Simulink, в виде снимка экрана со встроенных в ЦМРВ осциллографов. На осциллографы выводятся цифровые сигналы, которые находятся внутри ЦМРВ. Сигналы были декодированы для приведения к аналоговому виду. Эти рисунки показывают работоспособность системы управления по сигналам в точках контура обратной связи и дают информацию о процессах, протекающих в системе в реальном времени. Это важно для понимания этих процессов при внедрении системы в практику физического эксперимента.



Рис. 12. Цифровые сигналы реального времени: переходные процессы в автоколебательной системе при действии ступенчатого внешнего возмущения w , когда $Z_{ref} = 0$, на цифровой модели системы управления вертикальным положением плазмы. Мощность U_{coil} I_{coil}

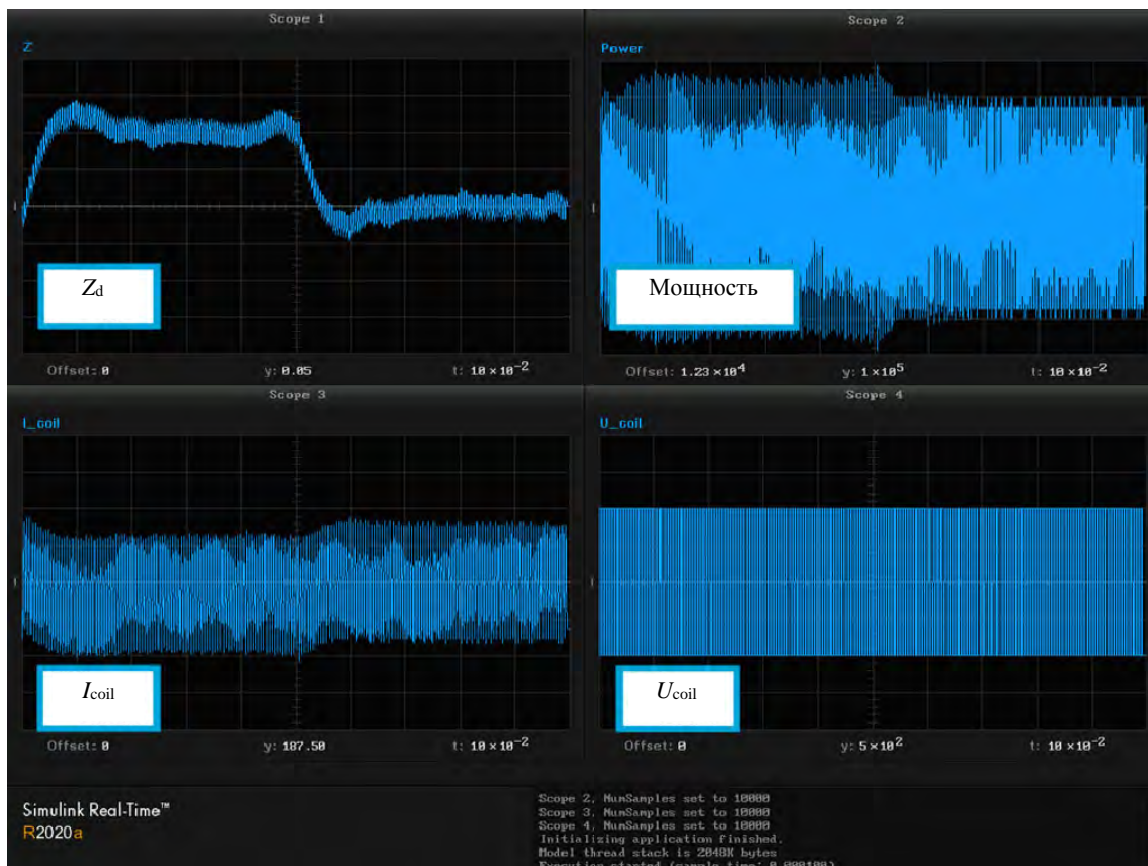


Рис. 13. Цифровые сигналы реального времени: переходные процессы в автоколебательной системе при действии задающего ступенчатого воздействия Z_{ref} , когда $w = 0$, на цифровой модели системы управления вертикальным положением плазмы. Мощность U_{coil} I_{coil}

Система испытывалась в режиме слежения за задающим воздействием и при подавлении аддитивного возмущения модели (3). Для выяснения предельных значений мощности данной системы необходимо испытывать её при действии малых срывов, когда происходят резкие сбросы β_p и l_i . Целью же данной работы являлось выяснение работоспособности данной системы на стенде реального времени, где для моделирования выбрана простейшая модель плазмы в токамаке, а сама автоколебательная система управления исследовалась при действии ступенчатых Z_{ref} и w .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основным результатом работы является моделирование разработанной цифровой автоколебательной системы управления неустойчивым вертикальным положением плазмы для токамака Т-15МД на стенде реального времени [19, 20]. Система обеспечивает локальную стабилизацию вертикального положения плазмы на неустойчивой модели с возмущением и ограниченным управляющим воздействием — напряжением на ОГУП. Настроенный цифровой ПИД-регулятор в обратной связи системы управления может применяться непосредственно на токамаке Т-15МД.

Система показала следующие размахи величин автоколебаний: вертикальное смещение плазмы 0,022 м, ток в ОГУП 480—500 А, напряжение на ОГУП 2 кВ, мощность управления 0,6—1,3 МВ. Частота автоколебаний была установлена 250 Гц (период автоколебаний 4 мс). Шаг дискретизации задан 100 мкс.

Дальнейший этап исследований по источникам электропитания ОГУП состоит в синтезе систем управления с многоуровневыми ШИМ-источниками. После этого предполагается сравнение систем управления вертикальным положением плазмы с релейным исполнительным устройством в автоколебательном режиме и ШИМ-источниками по критериям точности, быстродействия, уровню генерации шумов и потребляемой электрической мощности при моделировании на стенде реального времени. При решении задачи идентификации последовательного соединения источников электропитания и ОГУП разностные уравнения типа (8), (9) могут быть использованы для сравнения запасов устойчивости замкнутых систем управления [24].

Работа поддержана грантом РФФ № 21-79-20180 и грантом РФФИ № 19-31-90136.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Ariola M., Pironti A.** Magnetic Control of Tokamak Plasmas. — Springer International Publishing, 2016; doi:10.1007/978-3-319-29890-0.
2. **Митришкин Ю.В., Карцев Н.М., Кузнецов Е.А., Коростелев А.Я.** Методы и системы магнитного управления плазмой в токамаках. — М.: КРАСАНД, 2020. 528 с.
3. **Wesson, J.** Tokamaks, 3rd ed. — Oxford: Clarendon Press, 2004.
4. **Mertens V., Raupp G., Treutterer W.** Chapter 3: plasma control in ASDEX upgrade. — Fusion Science and Technology, 2003, vol. 44 (3), p. 593—604; doi:10.13182/FST03-A401.
5. **Kuznetsov E.A., Mitrishkin Y.V., Kartsev N.M.** Current inverter as auto-oscillation actuator in applications for plasma position control systems in the Globus-M/M2 and T-11M tokamaks. — Fusion Engineering and Design., 2019, vol. 143, p. 247—258. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.02.105>.
6. **Митришкин Ю.В., Карцев Н.С., Зенков С.М.** Стабилизация неустойчивого вертикального положения плазмы в токамаке Т-15. Часть I. Автоматика и телемеханика, 2014, № 2, с. 129—145. Часть II. 2014, № 9, с. 31—44.
7. **Gribov Y., Kavin A., Lukash V., Khayrutdinov R., Huijsmans G.T.A., Loarte A., Snipes J.A., Zabeo L.** Plasma vertical stabilization in ITER. — Nucl. Fusion., 2015, vol. 55, p. 073021 (14 p.); doi:10.1088/0029-5515/55/7/073021.
8. **Walker M.L., Humphreys D.A., Leuer J.A., Ferron J.R., Penaflo J.R.** Implementation of Model-Based Multivariable Control on DIII-D. GA-A23468, 2000.
9. **Yuan Q.P., Xiao B.J., Luo Z.P., Walker M.L., Welander A.S., Hyatt A., Qian J.P., Zhang R.R., Humphreys D.A., Leuer J.A., Johnson R.D., Penaflo B.G., Mueller D.** Plasma current, position and shape feedback control on EAST. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, 043009.
10. **Sartori F., Tommasi G.D., Piccolo F.** The Joint European Torus. Plasma position and shape control in the world's largest tokamak. — IEEE Control Systems Magazine, 2006, vol. 26, № 2, p. 64—78.
11. **Creely A.J., Greenwald M.J., Ballinger S.B. et al.** Overview of the SPARC tokamak. — J. Plasma Phys., 2020, vol. 86, 865860502.

12. **Crisanti F., Albanese R., Granucci G., Martone R., Sonato P. DTT Project Proposal Contributors.** The divertor tokamak test facility proposal: physical requirements and reference design. — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 12, p. 1330—1335.
13. **Konovalov S., Bondarchuk E., Krasilnikov A. et al.** Tokamak with reactor technologies concept. — In: Proc. 28th IAEA Fusion Energy Conference (FEC 2020). 2021. Contribution ID: 1157. Type: Regular Poster.
14. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38; doi: 10.21517/0202-3822-2019-42-1-15-38.
15. **Mitrishkin Y.V., Korenev P.S., Konkov A.E., Kartsev N.M., Smirnov I.S.** New horizontal and vertical field coils with optimised location for robust decentralized plasma position control in the IGNITOR tokamak. — Fusion Engineering and Design, 2022, vol. 174, 112993; doi: 10.1016/j.fusengdes.2021.112993.
16. **Huang H., Zheng X., Wu Y., Sheng Z.** Design of high precision and high power bidirectional adjustable power supply. — Fusion Engineering and Design, 2021, vol. 162, p. 112103.
17. **Mitrishkin Y.V., Pavlova E.A., Kuznetsov E.A., Gaydamaka K.I.** Continuous, saturation, and discontinuous tokamak plasma vertical position control systems. — Fusion Engineering and Design, Elsevier, 2016, vol. 108, p. 35—47; doi: 10.1016/j.fusengdes.2016.04.026.
18. **Wang L.** PID Control System Design and Automatic Tuning using MATLAB/Simulink. — Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2020.
19. <https://www.ipu.ru/press-center/62866>.
20. **Mitrishkin Y.V.** Plasma magnetic control systems in D-shaped tokamaks and imitation digital computer platform in real time for controlling plasma current and shape. — Advances in Systems Science and Applications, 2022, vol. 22 (1).
21. **Mitrishkin Y.V., Kartsev N.M., Zenkov S.M.** Plasma vertical position, shape, and current control in T-15 tokamak. — In: Proc. of the IFAC Conf. on Manufacturing Modelling, Management and Control. Saint Petersburg, Russia, 2013, June 19—21, p. 1820—1825.
22. **Лукаш В.Э., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р.** Программно-вычислительный комплекс ДИНА в системе MATLAB для решения задач управления плазмой токамака. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. 2004, вып. 1, с. 40—49.
23. **Azizov E.A., Belyakov V.A., Filatov O.G., Velikhov E.P. and T-15MD Team.** Status of project of engineering-physical tokamak. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. (FEC 2010). Daejeon, Korea Rep., 11—16 October 2010, FTP/P6-01.
24. **Skogestad S., Postlethwaite I.** Multivariable Feedback Control (2nd ed.). — Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 2005.



Юрий Владимирович Митришкин, г.н.с., профессор, д. техн. н.; МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Россия; Физический факультет; Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, 117997 Москва, ул. Профсоюзная 65, Россия
 yvm@mail.ru,
 mitrishkin.yv19@physics.msu.ru



Илья Сергеевич Смирнов, техник; Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, 117997 Москва, ул. Профсоюзная 65, Россия; студент; МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, ГСП-1, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2, Россия
 smirnov.is17@physics.msu.ru

Артем Евгеньевич Коньков, м.н.с.; Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, 117997 Москва, ул. Профсоюзная 65, Россия
 konkov@physics.msu.ru

Статья поступила в редакцию 8 августа 2021 г.

После доработки 16 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 29—41.

РАДИАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ ИОНАХ ПРИМЕСЕЙ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.В. Демура, Д.С. Леонтьев, В.С. Лисица

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Статистический метод применён для расчёта нового канала радиационных потерь альфа-частиц, дейтронов и тритонов при возбуждении многоэлектронных ионов примесей термоядерной плазмы. Разработана новая статистическая модель кулон-борновского возбуждения атома с учётом нормировки вероятностей переходов. Проведены расчёты радиационных потерь многоэлектронных ионов вольфрама в рамках двух статистических моделей — локальной плазменной частоты и кулон-борновской. Результаты обоих методов хорошо соответствуют, а суммарный вклад быстрых тяжёлых частиц в радиационные потери оказывается сравнимым с вкладом электронов, включающим тормозное излучение и радиационную и диэлектронную рекомбинацию.

Ключевые слова: термоядерная плазма в корональном равновесии, возбуждение примесей альфа-частицами, дейтронами, тритонами, радиационные потери многоэлектронных ионов.

RADIATIVE LOSSES OF HEAVY CHARGED PARTICLES ON MULTIELECTRON IMPURITY IONS IN THERMONUCLEAR PLASMAS

A.V. Demura, D.S. Leontyev, V.S. Lisitsa

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The statistical method is applied to the calculation of the new channel of radiative losses of alpha-particles, deuterons and tritons via the excitation of multielectron impurity ions in thermonuclear plasmas. The new statistical model of Coulomb-Born atom excitation is elaborated accounting for the normalization of transition probabilities. The calculation of the radiative losses of multielectron tungsten ions within two statistical plasma models — local plasma frequency (LPF) and Coulomb-Born is performed. The results of the both models are comparable, while the summary radiative losses of the fast heavy ions are of the same order of magnitude as of the electrons, including the bremsstrahlung, radiative and dielectronic recombination.

Key words: thermonuclear plasma in coronal equilibrium, impurities excitation by alpha particles, deuterons, tritons, radiative losses of multielectron ions.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-42-53

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к расчётам радиационно-столкновительных процессов с многоэлектронными ионами обусловлен использованием вольфрама в современных термоядерных установках, в том числе в конструкции термоядерного реактора ИТЭР. При взаимодействии плазмы с пластинами дивертора, сделанными из вольфрама, происходит накопление тяжёлых примесей в разряде. Присутствие в плазменном шнуре тяжёлых примесей существенно влияет на энергобаланс плазмы вследствие их высокой излучательной способности, поскольку даже при больших электронных температурах число связанных электронов у ионов этих примесей велико. Кроме того, данный эффект усиливается в результате наблюдаемой в экспериментах аккумуляции тяжёлых примесей [1]. Помимо этого, накопление вольфрама в центре плазменного шнура в H-режиме может приводить к потере устойчивости из-за развития МГД-процессов, переходу в L-моду, срыву разряда. Поэтому мониторинг содержания ионов тяжёлых примесей в плазме очень важен. Поскольку эти наблюдения определяются ионизационным балансом, необходимы расчёты скоростных коэффициентов радиационно-столкновительных процессов, что весьма нетривиально в случае многоэлектронных ионов. Существующие поуровневые квантово-механические пакеты численных кодов (Cowan [2], HULLAC [3], AUTOSTUCTURE [4] и др.) весьма громоздки и требуют значительного времени для расчёта спектров излучения многоэлектронных ионов. Кроме того, достоверность автономных расчётов по этим кодам весьма ограничена, и для их верификации всегда требуется привлечение экспериментальных данных [2]. В этой связи необходимо упомянуть практику фиттирования значений расчётных скоростных коэффициентов различных атомных процессов поправочными множителями для

согласования с экспериментом, что в ещё большей степени затрудняет определение точности результатов этих пакетов программ. С точки зрения атомной физики ионы вольфрама выделяются среди всех других примесей в плазме чрезвычайной сложностью атомной структуры и диапазоном возможных изменений заряда (75 возможных зарядовых состояний). При этом разброс плазменных параметров в различных областях разрядной камеры может составлять порядки величин. Например, температура меняется от 1 эВ в пристеночной плазме до 20—30 кэВ в центре плазменного шнура. Это требует развития теоретических методов расчёта атомных процессов в широком диапазоне изменения плазменных параметров, включая температуру плазмы. В данной работе в качестве такого метода использованы статистические модели многоэлектронных ионов. Такой подход позволяет получить универсальные результаты для различных атомных процессов (например, диэлектронной рекомбинации, возбуждения и ионизации электронами) в виде достаточно простых функционалов от распределения внутриатомной электронной плотности многоэлектронных ионов (например, распределения Томаса—Ферми [5, 6]). Для описания статистического сечения фотопоглощения Брандтом и Лундквистом была предложена модель локальной плазменной частоты (ЛПЧ) [7], а её обоснование на основе решения уравнения Власова для томасфермиевского атома было дано Виноградовым и Толстихиным [8].

Пробные расчёты радиационных потерь альфа-частиц на примеси вольфрама в рамках приближения локальной плазменной частоты были проведены в работах [9—13] для центральной наиболее горячей области разряда в токамаке, в которой в основном и концентрируются многозарядные ионы вольфрама. В этой области разряда выполняются условия коронального равновесия, поскольку радиационные процессы (растущие с ростом заряда иона) преобладают над столкновительными процессами (падающими с ростом заряда иона).

Однако в приближении ЛПЧ используется дипольное взаимодействие между налетающими заряженными частицами плазмы и примесными ионами, которое приводит к завышению эффекта в определённом интервале температуры. В настоящей работе наряду с указанным приближением предложено статистическое обобщение кулон-борновского приближения с нормировкой сечений возбуждения [14, 15] и проведено детальное сравнение результатов обоих методов в применении к расчёту радиационных потерь примесей вольфрама в плазме. Единообразно описаны радиационные потери альфа-частиц, дейтронов, тритонов и электронов, обусловленные возбуждением связанных электронов примесей. Обнаружено, что суммарные радиационные потери α -частиц, дейтронов и тритонов в термоядерной плазме сопоставимы с радиационными потерями электронов, включая тормозное излучение, диэлектронную и радиационную рекомбинации.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛПЧ

При расчёте радиационных потерь предполагается, что выполнены условия коронального равновесия, когда скорости возбуждения многоэлектронного иона примеси заряженными частицами плазмы уравниваются скоростями спонтанного высвечивания. Тогда удельные (на одну частицу и один ион примеси) радиационные потери q можно выразить универсальным образом для любого сорта налетающих заряженных частиц через статистическое сечение фотовозбуждения $\sigma_{ph}(\omega)$ в модели ЛПЧ и поток эквивалентных фотонов, создаваемых налетающей заряженной частицей, движущейся в поле многоэлектронного иона по классической траектории [9—13]. Интенсивность потока эквивалентных фотонов $dI(\omega)$ с частотой ω , в свою очередь, определяется квадратом фурье-разложения по частоте электрического поля E рассматриваемой налетающей частицы, действующей на связанные электроны иона [16]:

$$dI(\omega) = VN_z \left(\frac{c}{8\pi} E^2(\omega) \right) \frac{d\omega}{2\pi}; \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}) = ez \frac{\mathbf{r}}{r^3} = -\frac{\mu}{ez_{\text{eff}}} \ddot{\mathbf{r}}; \quad (1)$$

$$E^2(\omega) = \frac{\mu^2 \omega^4}{e^2 z_{\text{eff}}^2} [x^2(\omega) + y^2(\omega)],$$

где e — заряд электрона; c — скорость света; μ — приведённая масса пары частиц — многоэлектронного иона и заряженной возмущающей частицы; z — безразмерная величина заряда налетающей частицы;

V — её скорость вдали от мишени; N_z — плотность частиц с зарядом z . Траектория движения налетающей заряженной частицы в поле многоэлектронного иона определяется в [1] модифицированном кулоновском приближении некоторым эффективным безразмерным значением заряда иона z_{eff} , которое описывает отклонение реального потенциала взаимодействия от кулоновского и будет определено далее.

Для модифицированного кулоновского взаимодействия фурье-компоненты траектории могут быть представлены в виде [17]

$$x(\omega) = \frac{\pi a}{\omega} \exp(-\pi\nu) H_{\nu}^{(1)'}(i\nu\varepsilon); \quad y(\omega) = -\frac{\pi a \sqrt{\varepsilon^2 - 1}}{\omega\varepsilon} \exp(-\pi\nu) H_{\nu}^{(1)}(i\nu\varepsilon); \quad \nu \equiv \frac{e^2 z_{\text{eff}} z \omega}{\mu V^3}, \quad (2)$$

где ε — эксцентриситет траектории; $a = e^2 z z_{\text{eff}} / \mu V^2$; $H_{\nu}^{(1)}(z)$ — функция Ханкеля первого рода. В этом случае $E^2(\omega)$ преобразуется к

$$E^2(\omega) = \frac{\pi^2 e^2 z^2 \omega^2}{V^4} \exp(-2\pi\nu) \left\{ \left[H_{\nu}^{(1)'}(i\nu\varepsilon) \right]^2 - \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} \left[H_{\nu}^{(1)}(i\nu\varepsilon) \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

Из (3) получаем соотношение

$$dI(\omega) = V N_z \frac{\pi c}{8} \frac{e^2 z^2 \omega^2}{V^4} \exp(-2\pi\nu) \left\{ \left[H_{\nu}^{(1)'}(i\nu\varepsilon) \right]^2 - \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} \left[H_{\nu}^{(1)}(i\nu\varepsilon) \right]^2 \right\} \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (4)$$

Отметим, что присутствие экспоненциального фактора отталкивания в (3), (4) характерно для положительно заряженных возмущающих частиц, а в случае электронов он отсутствует [17]. С учётом (3), (4) спектральная мощность фотопоглощения виртуальных фотонов мишенью при рассеянии на ней потока заряженных частиц в рассматриваемом приближении может быть представлена в виде

$$dQ_{\text{ph}}(\omega) = \sigma_{\text{ph}}(\omega) \left[V N_z \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \left(\frac{\pi c}{8} \frac{e^2 \omega^2}{V^4} \exp(-2\pi\nu) \left\{ \left[H_{\nu}^{(1)'}(i\nu\varepsilon) \right]^2 - \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} \left[H_{\nu}^{(1)}(i\nu\varepsilon) \right]^2 \right\} \right) \right] \frac{d\omega}{2\pi}, \quad (5)$$

где $\sigma_{\text{ph}}(\omega)$ — статистическое спектральное сечение фотопоглощения мишени; ρ — прицельный параметр столкновения, который связан с эксцентриситетом для кулоновской траектории. Используя свойства функций Ганкеля в пределе $\nu \ll 1$, выразим выражение (5) через функции Макдональда. Условие малости ν достигается

$$\frac{e^2 z_{\text{eff}} z \omega}{\mu V^3} = \frac{e^2 z z_{\text{eff}}}{\mu V^2} \frac{1}{(V/\omega)} = \frac{r_c}{\rho_{\text{eff}}} \ll 1, \quad r_c = \frac{e^2 z z_{\text{eff}}}{\mu V^2}, \quad \rho_{\text{eff}} \sim \frac{V}{\omega}, \quad (6)$$

когда кривизна кулоновской траектории, определяемая кулоновским радиусом r_c в (6), много меньше эффективного прицельного параметра ρ_{eff} . В этом случае можно положить $\nu \approx 0$ и преобразовать функции Ганкеля в модифицированные функции Макдональда согласно соотношению [17]

$$H_{\nu}^{(1)'}(i\nu\varepsilon) \approx H_0^{(1)'}(i\nu\varepsilon) = -i \frac{2}{\pi} K_0'(v\varepsilon).$$

Условие (6), возникающее при увеличении скорости или момента относительного движения, соответствует уменьшению влияния кривизны траектории и вырождению гиперболы в прямую линию, при котором (5) принимает вид

$$dQ_{\text{ph}}(\omega) = \sigma_{\text{ph}}(\omega) \left[V \int_0^{\infty} 2\pi\rho d\rho \left(\frac{c N_z}{2\pi} \frac{e^2 z^2 \omega^2}{V^2} \left\{ [K_1(v\varepsilon)]^2 - \frac{\varepsilon^2 - 1}{\varepsilon^2} [K_0(v\varepsilon)]^2 \right\} \right) \right] \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (7)$$

В то же время при вырождении гиперболы в прямую линию эксцентриситет стремится к бесконечности, при этом аргумент функций $(v\varepsilon)$ в (7) стремится к аргументу прямолинейной траектории $(\rho\omega/V)$. Действительно, выражение для эксцентриситета имеет вид

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \frac{2EM^2}{\mu e^4 z^2 z_{\text{eff}}^2}} = \sqrt{1 + \frac{\mu V^2 (\mu V \rho)^2}{\mu e^4 z^2 z_{\text{eff}}^2}}. \quad (8)$$

Если второе слагаемое под корнем много больше единицы, то и $\varepsilon \gg 1$, и в этом пределе $\varepsilon \approx \mu V^2 \rho / (e^2 z z_{\text{eff}})$ так, что $v\varepsilon \approx \omega r / V$. Используя известную формулу из теории функций Бесселя $Z_p(z)$ [18]

$$\frac{d}{dz} [z Z_p(z) Z_p'(z)] = z [Z_p'^2(z) + \left(\frac{p^2}{z^2} - 1\right) Z_p^2(z)] \quad (9)$$

и связь эксцентриситета с прицельным параметром

$$2\pi\rho \, d\rho = 2\pi \left(\frac{e^2 z z_{\text{eff}}}{\mu V^2} \right)^2 \varepsilon d\varepsilon = 2\pi \left(\frac{e^2 z z_{\text{eff}}}{\mu V^2} \right)^2 \frac{1}{-v^2} (iv\varepsilon) d(iv\varepsilon), \quad (10)$$

преобразуем общее выражение (5) к виду

$$dQ_{\text{ph}}^{(\text{Coulomb})}(\omega) = \sigma_{\text{ph}}(\omega) \left(\frac{\pi^2 c n_a}{4} \frac{e^2 z_a^2}{V_a^2} \left\{ v H_{iv}^{(1)'}(iv) \left| H_{iv}^{(1)}(iv) \right| \right\} \right) \frac{d\omega}{2\pi}. \quad (11)$$

Комбинацию функций $\left\{ v H_{iv}^{(1)'}(iv) \left| H_{iv}^{(1)}(iv) \right| \right\}$ называют гаунт-фактором, и её можно аппроксимировать с точностью до 2,5% с помощью формулы [19]

$$g(v) = \frac{\pi\sqrt{3}}{4} \left\{ iv H_{iv}^{(1)'}(iv) H_{iv}^{(1)}(iv) \right\} \approx \frac{\sqrt{6}}{\pi} \ln \left[\left(\frac{2}{\gamma v} \right)^{1/\sqrt{2}} + e^{\pi/\sqrt{6}} \right], \quad (12)$$

где $\gamma = 1,78$ — постоянная Эйлера. Важно отметить, что гаунт-фактор в данном контексте традиционно понимается как мера влияния кривизны траектории на результат вычислений. В итоге величина удельных радиационных потерь энергии, определяемая произведением интенсивности потока эквивалентных фотонов на сечение фотопоглощения, приобретает окончательный вид

$$q_{e,\alpha,d} = \frac{1}{2\sqrt{3}} \left(\frac{\hbar^2 c}{e^2} \right) Ry \int_0^{\omega_{e,\alpha}^{\text{max}}} d\omega \sigma_{\text{ph}}(\omega) \int_{V_{e,\alpha,d}^{\text{min}}(\omega)}^{V_{e,\alpha,d}^{\text{max}}} d^3V_{e,\alpha,d} f_{e,\alpha,d}(V_{e,\alpha,d}) \frac{g(v)}{V_{e,\alpha,d}} \left\{ \frac{1}{z_{\alpha,d}^2} \exp(-2\pi v) \right\} \quad (13)$$

$$v = \frac{e^2 z_{e,\alpha,d} z_{\text{eff}} \omega}{m_{e,\alpha,d} V_{e,\alpha,d}^3}; \quad V_{e,\alpha,d}^{\text{max}} = \begin{cases} \infty \\ \sqrt{2E_{\text{max},\alpha}/m_\alpha} \end{cases}; \quad V_{e,\alpha,d}^{\text{min}}(\omega) = \begin{cases} \sqrt{2\hbar\omega/m_e} \\ \sqrt{\hbar\omega/2m_{\alpha,d}} \end{cases}$$

где $f_{e,\alpha,d}$ — функции распределения по скоростям соответствующей заряженной частицы; $g(v)$ — гаунт-фактор, описывающий искривление кулоновской траектории; E_{max} — скорость альфа-частицы при рождении в термоядерной реакции; $\omega_{e,\alpha}^{\text{max}} = I_i/\hbar$; I_i — потенциал ионизации иона примеси. В статистической модели сечение фотопоглощения можно выразить через распределение сил осцилляторов по частотам, определяемое распределением плотности электронов в многозарядном ионе $n(r)$ [7, 20]:

$$\sigma_{\text{ph}}(\omega) = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e c} \frac{df}{d\omega} = \frac{2\pi^2 e^2}{m_e c} \int d^3r n(r) \delta(\omega - \omega_p(r)). \quad (14)$$

В статистическом подходе в модели локальной плазменной частоты (ЛПЧ) [21—23] рассматриваются коллективные возбуждения электронных оболочек с частотами $\omega_p(r)$, зависящими от расстояния от ядра r . При этом спектр возбуждений плазменных частот $\omega_p(r)$ определяется распределением электронной плотности $n(r)$:

$$\omega_p(r) = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n(r)}{m}}.$$

В качестве такого распределения взято распределение Томаса—Ферми $n(x, q, Z) = Z^2 \frac{32}{9\pi^3} \left(\frac{\varphi(x, q)}{x} \right)^{3/2}$ [5, 6],

в котором распределение электронной плотности в атоме (ионе) определяется функцией Томаса—Ферми $\varphi(x, q)$, зависящей от расстояния до ядра $x = r/r_{TF}$ и степени ионизации примесного иона $q = Z_i/Z$ (Z — заряд ядра, Z_i — заряд иона, $r_{TF} = a_0 (3\pi/4)^{2/3} / 2Z^{1/3}$, a_0 — радиус Бора) [5, 6]. После подстановки этого распределения в (14) и интегрирования по радиусу получается следующее выражение для сечения фотопоглощения:

$$\sigma_{ph}^{LPF}(s) = \frac{e^2}{\hbar c} a_0^2 \frac{3\pi^4}{16} \frac{sx_s^2 \varphi(x_s, q)}{|\varphi'(x_s, q) - \varphi(x_s, q)/x_s|}, \quad (15)$$

где $s = \omega/Z\omega_a$ — приведённая частота; ω_a — атомная частота; x_s определяется из условия резонанса $\omega_p(x_s)/\omega_a \equiv \sqrt{\frac{4\pi n(x_s)e^2}{m}} = Zs$, $\omega_a = me^4/\hbar^3$. Тогда удельные радиационные потери в статистической модели в приближении ЛПЧ примут вид (ср. [10, 21—23])

$$q_{e, \alpha, d}^{LPF} = \left(a_0^3 2Ry\omega_a \frac{e^2}{\hbar} \right) \frac{3\pi^4 Z}{32\sqrt{3}} \int_0^{s_{e, \alpha, d}^{max}} ds \frac{sx_s^2 \varphi(x_s, q)}{|\varphi'(x_s, q) - \varphi(x_s, q)/x_s|} \int_{V_{e, \alpha, d}^{min}(s)}^{V_{e, \alpha, d}^{max}} d^3V_{e, \alpha, d};$$

$$f_{e, \alpha, d}(V_{e, \alpha, d}) \frac{g(v)}{V_{e, \alpha, d}} \left\{ \frac{1}{z_{\alpha, d}^2 \exp(-2\pi v)} \right\}, \quad v = \frac{e^2 z_{e, \alpha, d} z_{eff} Zs}{m_{e, \alpha, d} V_{e, \alpha, d}^3}, \quad z_{eff}(s) = Z \left(\varphi(x_s, q) + \frac{qx_s}{x_0} \right).$$

где $s_{e, \alpha, d}^{max} = I_i/Z\omega_a \hbar$.

Гаунт-фактор в (16) при больших значениях аргумента $v \gg 1$ может быть положен равным единице, что применимо как для лёгких быстрых ($\epsilon \gg 1$ и вырождение траектории в прямую линию), так и для медленных частиц ($v \gg 1$ см (12)):

$$q_{e, \alpha, d}^{LPF} = a_0^3 2Ry\omega_a \frac{e^2}{\hbar} \frac{3\pi^4 Z}{32\sqrt{3}} \int_0^{s_{e, \alpha, d}^{max}} ds \frac{sx_s^2 \varphi(x_s, q)}{|\varphi'(x_s, q) - \varphi(x_s, q)/x_s|} \int_{V_{e, \alpha, d}^{min}(s)}^{V_{e, \alpha, d}^{max}} d^3V_{e, \alpha, d} \frac{f_{e, \alpha, d}(V_{e, \alpha, d})}{V_{e, \alpha, d}} \left\{ \frac{1}{z_{\alpha, d}^2 \exp(-2\pi v)} \right\}. \quad (17)$$

В качестве функции распределения для свободных электронов использовалась максвелловская, а для α -частиц — функция, определяемая их упругой кулоновской релаксацией согласно [24]:

$$f_{\alpha}(V_{\alpha}) = \frac{p(T)\tau_s(T)}{4\pi N_{\alpha}} \frac{1}{V_{\alpha}^3 + V_*^3}; \quad N_{\alpha} = p(T)\tau_s(T)I_{\alpha}; \quad I_{\alpha} \equiv \int_0^1 dy \frac{y^2}{y_{\alpha}^3 + y_*^3};$$

$$y = \frac{V_{\alpha}}{V_{max}}; \quad V_* = \left(\frac{2T_e}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\lambda_i}{\lambda_e} \frac{m_e}{N_e} \sum_k \frac{Z_k^2 N_{ik}}{M_{ik}} \right)^{1/3}; \quad p(T) = \frac{\langle \sigma V \rangle_{dt} N_e}{4}; \quad (18)$$

$$\tau_s = \frac{0,2 m_{\alpha}}{\lambda_e} \frac{1}{m_e} \frac{1}{z_{\alpha}^2} \frac{(T_e, \text{кэВ})^{3/2}}{N_e (\text{М}^{-3})/10^{20}} \quad [\text{с}], \quad V_{max} = 1,3 \cdot 10^9 \quad [\text{см/с}].$$

Здесь предполагается, что ионная температура равна электронной $T_e = T$, а плазма состоит в основном из равных долей ионов дейтерия N_d и трития N_t так, что $N_d = N_t = N_e/2$, где N_e — плотность электронов плазмы; V_{max} , V_* — скорость α -частиц при рождении и термализации (при которой сравниваются скорости торможения на ионах и электронах плазмы) соответственно, отношение которых (V_*/V_{max}) в смеси дейтерий—тритий при температуре 10 кэВ равно $(15)^{-1/2}$; λ_i , λ_e — кулоновские логарифмы полей ионов и электронов плазмы соответственно; N_{ik} , Z_k , M_{ik} — плотность, заряд и масса ионов плазмы k -го сорта соответственно; τ_s — характерное время торможения альфа-частиц, которое равно удвоенному времени релаксации энергии τ_s^e [24]; $p(T_e)$ — скорость рождения альфа-частиц в максвелловской плазме, определяемая выражением [25]

$$\langle \sigma V \rangle_{dt} = 9,1 \cdot 10^{-16} \exp \left[-0,572 \left(\left| \ln \left(\frac{T_e (\text{кэВ})}{64,2} \right) \right| \right)^{2,14} \right] \quad [\text{см}^3/\text{с}]. \quad (19)$$

Кулон-борновское приближение. Для расчёта радиационных потерь можно использовать также сечения возбуждения в кулон-борновском приближении [14], которое также учитывает кривизну траектории налетающих частиц. Важной особенностью этого приближения является использование условий нормировки вероятностей неупругих переходов, существенных для уравнений сильной связи атомных состояний. Стандартное применение этого приближения для расчёта радиационных потерь сложных многоэлектронных ионов предполагает поуровневое суммирование по всем возможным переходам в двухуровневых системах [14, 15], при этом пренебрегают эффектами сильной связи многих атомных подуровней многоэлектронного атома. Стандартные скоростные коэффициенты возбуждения при быстрых электрон-ионных столкновениях в кулон-борновском приближении можно аппроксимировать формулой [14, 15]

$$\langle \sigma V \rangle_e = a_0^3 \omega_a 8\sqrt{2\pi} \frac{\bar{\lambda}^2}{Z_s \bar{R}_0} f(\bar{a});$$

$$f(\bar{a}) = \begin{cases} \frac{\ln \bar{a} - 0,321}{\bar{a}} & \bar{a} \rightarrow \infty; \\ \frac{1,43}{\bar{a}^{4/3}} \exp(-2,38/\bar{a}^{2/3}) & \bar{a} \rightarrow 0; \end{cases} \quad \bar{a} = \frac{\hbar}{e^2} \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{Z_s \bar{R}_0}, \quad \bar{\lambda} = \frac{n^2}{Z_i}, \quad \bar{R}_0 = \frac{n^2}{Z_i}, \quad (20)$$

а при медленных ион-ионных столкновениях и в случае α -частиц — более сложным выражением [14, 15]. Для альфа-частиц это выражение принимает вид

$$\langle \sigma V \rangle_\alpha = \frac{\lambda_\alpha^2}{V_{\max} I_\alpha} \int_0^1 dy \frac{y}{y^3 + y_*^3} \beta \left(\frac{a_\alpha \omega}{V_{\max} y^3}, \frac{m_\alpha \lambda_\alpha^{3/2} \omega^{1/2}}{e^2 z_\alpha Z_i} \right), \quad a_\alpha = \frac{e^2 z_\alpha Z_i}{m_\alpha V_{\max}^2}, \quad (21)$$

а в случае изотопов водорода

$$\langle \sigma V \rangle_d = \frac{\lambda_d^2}{V_T} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty x \beta \left(\frac{a_d \omega}{V_T x^3}, \frac{m_d \lambda_d^{3/2} \omega^{1/2}}{e^2 z_d Z_i} \right) \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) dx, \quad a_d = \frac{e^2 z_d Z_i}{m_d V_T^2}, \quad V_T = \sqrt{\frac{T_e}{m_d}}, \quad (22)$$

где универсальная функция $\beta \left(\frac{e^2 z_{a,d} Z_i \omega}{m_{a,d} v^3}, \frac{m_{a,d} \lambda_{a,d}^{3/2} \omega^{1/2}}{e^2 z_{a,d} Z_i} \right)$ описывает перенормированное сечение возбуждения. При этом сечение и функцию $\beta(x_1, x_2)$ можно записать в виде

$$\sigma^N(V) = \left(\frac{\lambda_{a,d}}{V_{a,d}} \right)^2 \beta \left(\frac{e^2 z_{a,d} Z_i \omega}{m_{a,d} V^3}, \frac{m_{a,d} \lambda_{a,d}^{3/2} \omega^{1/2}}{e^2 z_{a,d} Z_i} \right), \quad (23)$$

$$\beta(v, \eta) = \frac{\pi(\alpha^2 - v^2)}{2(\lambda\omega/V)^2} - 8\pi \exp(-2\pi v) \alpha K_{iv}(\alpha) K'_{iv}(\alpha),$$

где v определено в (13), а η равно второму аргументу функции β в (21)–(23), $\alpha \equiv \alpha(v, \lambda\omega/V)$ — функция, определяющая нормировочный фактор $\xi = \alpha(v, \lambda\omega/V)/v$. Этот фактор является решением уравнения

$$\rho_0 = \begin{cases} 0 \quad \forall W_{12}(\rho = 0, v) \leq 0,5; \\ W_{12}(\rho_0, v) = 0,5 \quad \forall W_{12}(\rho = 0, v) > 0,5; \end{cases}$$

$$W_{12}(\rho, v) = 4 \left(\frac{\lambda\omega}{V^2} \right)^2 \exp(-2\pi v) \left[K_{iv}^2(v\xi) + \frac{1}{2} K_{iv+1}^2(v\xi) + \frac{1}{2} K_{iv-1}^2(v\xi) \right]; \quad (24)$$

$$\xi = \left[1 + (\rho/a)^2 \right]^{1/2}, \quad a = \frac{e^2 z_{a,d} Z_i}{m_{a,d} V_{a,d}^2}.$$

Важно отметить, что в отличие от предыдущего раздела мы не вводим поправку в кулоновское приближение, связанную с отличием потенциала взаимодействия заряженной частицы с томас-фермиевским ионом от кулоновского и выражающуюся введением эффективного заряда, определяемого в резонансном приближении в модели ЛПЧ (16) [21]. Величина λ является константой взаимодействия для данного

дипольного перехода, а учёт вклада всех возможных состояний осуществляется поуровневым суммированием. Важно учесть, что λ пропорциональна величине заряда возмущающей частицы. Функция $\beta(v, \eta)$ имеет весьма сложную зависимость от частоты, но оказывается, что эта зависимость определяется в основном одним параметром:

$$\frac{e^2 z_{\alpha,d} Z_i \omega}{m_{\alpha,d} V^3} \frac{m_{\alpha,d} \lambda_{\alpha,d}^{3/2} \omega^{1/2}}{e^2 z_{\alpha,d} Z_i} = \left(\frac{\sqrt{\lambda_{\alpha,d} \omega}}{\sqrt{V_{\alpha,d}^2}} \right)^3.$$

Этот параметр с точностью до числового множителя совпадает с кубом аргумента адиабатического фактора [26], фигурирующего в решении уравнений сильной связи для двух состояний. Для значений функции $\beta(v, \eta)$, вычисленных в [15], в настоящей работе была найдена с точностью порядка 10% следующая аппроксимация:

$$\beta_{\text{app}}(v, \eta) = 140 \exp[-2\sqrt{2}(v\eta)^{1/3}]. \quad (25)$$

Для учёта многоуровневого характера возбуждения мы модифицировали кулон-борновское приближение в рамках статистического подхода, когда суммирование по всем возбуждённым состояниям осуществляется путём интегрирования скоростного коэффициента в данной модели по всем возбуждаемым частотам переходов, используя статистические соотношения для соответствующих сил осцилляторов и энергий переходов. Действительно, в статистическом подходе можно ввести аналог постоянной дипольного взаимодействия, выразив её через распределение сил осцилляторов, используя его связь со статистическим сечением фотопоглощения (15) [7, 20]

$$\frac{df}{Z\omega_a ds} = \frac{3\pi^2 a_0^2 m}{32\hbar} \frac{sx_s^2 \varphi(x_s, q)}{|\varphi'(x_s, q) - \varphi(x_s, q)/x_s|}. \quad (26)$$

Логично, что λ при этом становится величиной, зависящей от частоты перехода, поскольку и при поуровневом суммировании каждая величина λ соответствует определённому переходу. Поскольку λ^2 пропорциональна усреднённому по углам квадрату модуля дипольного момента перехода, то её связь с производной по частоте от распределения сил осцилляторов в статистическом подходе согласно (26) имеет вид

$$\lambda_{\alpha,d}^2(s) = \frac{1}{2} z_{\alpha,d}^2 \left(\frac{e}{\hbar} \right)^2 \frac{e^2 \hbar}{m} \frac{df}{Z\omega_a ds} = \left(\frac{\hbar}{m} \right)^2 z_{\alpha,d}^2 \kappa^2(s); \quad (27)$$

$$\kappa(s) \equiv \left(\frac{3\pi^2}{64} \frac{sx_s^2 \varphi(x_s, q)}{|\varphi'(x_s, q) - \varphi(x_s, q)/x_s|} \right)^{1/2}.$$

Размерность в (27) соответствует выбору [14], при котором величина взаимодействия имеет размерность частоты, а величина η безразмерна. Таким образом, эффективная статистическая константа связи для многоуровневой системы $\lambda_{\alpha,d}^2(s)$ (27) определяется в предположении парного взаимодействия и аддитивности вкладов от всех возможных двухуровневых систем иона примеси. Для нахождения удельных радиационных потерь при столкновениях заряженных частиц с тяжёлыми примесными ионами нужно подставить функции (25) и (27), умноженные на энергию возбуждения при неупругом переходе, в (23) и проинтегрировать по частотам и по кинетической энергии налетающих частиц. В итоге выражения для удельных радиационных потерь для электронов q_e , альфа-частиц q_α и дейтронов q_d в кулон-борновской статистической модели принимают соответственно вид

$$q_e = (a_0^3 2R\gamma\omega_a) \frac{8\sqrt{2}\pi}{R_0} \int_0^{I_p/Z} ds \kappa^2(s) f(\bar{a});$$

$$f(\bar{a}) = \begin{cases} \frac{\ln \bar{a} - 0,321}{\bar{a}}, & \bar{a} \rightarrow \infty; \\ \frac{1,43}{\bar{a}^{4/3}} \exp(-2,38 / \bar{a}^{2/3}), & \bar{a} \rightarrow 0; \end{cases} \quad \bar{a} = \frac{\hbar}{e^2} \left(\frac{T_e}{m_e} \right)^{1/2} \frac{1}{Zs\bar{R}_0}, \quad \bar{R}_0 = \frac{n^2}{Z_i}, \quad (28)$$

где $I_p = I_i/\hbar\omega_a$ и I_i, ω_a уже определены ранее:

$$q_\alpha = \frac{e^2}{\hbar V_{\max}} z_\alpha^2 Z R y \omega_a a_0^3 \frac{140}{I_\alpha} \int_0^1 dy \frac{y}{y^3 + y_s^3} \int_0^{I_p/Z} ds s \kappa^2(s) \exp\left[-\frac{2\sqrt{2}(Zz_\alpha)^{1/2}}{y(\hbar V_{\max}/e^2)} (s\kappa(s))^{1/2}\right]; \quad (29)$$

$$q_d = 140 Z R y \omega_a a_0^3 \frac{e^2}{\hbar V_T} \int_0^\infty y \exp\left(-\frac{y^2}{2}\right) dy \int_0^{I_p/Z} ds s \kappa^2(s) \exp\left[-\frac{2\sqrt{2}(Zz_\alpha)^{1/2}}{y(\hbar V_T/e^2)} (s\kappa(s))^{1/2}\right]. \quad (30)$$

Важным параметром, необходимым для мониторинга плазмы, является соотношение между радиационными потерями альфа-частиц и электронов

$$R_{\alpha/e} = \frac{Q_\alpha}{Q_e} = \frac{N_\alpha}{N_e} \cdot \frac{q_\alpha}{q_e}, \quad (31)$$

где N_α — плотность α -частиц; N_e — плотность электронов в плазме. Отношение плотностей N_α/N_e можно найти из баланса между скоростями рождения и термализации α -частиц (ср. [24]):

$$\begin{aligned} \langle \sigma V \rangle_{\text{cool}} &= \frac{1}{N_e \tau_s} [\text{см}^3/\text{с}], \quad \frac{1}{4} \langle \sigma V \rangle_{dt} N_e^2 = N_e N_\alpha^{\text{горячие}} \langle \sigma V \rangle_{\text{cool}} \Rightarrow N_\alpha^{\text{горячие}} = \frac{\langle \sigma V \rangle_{dt} N_e^2 \tau_s}{4}; \\ p &= \frac{\langle \sigma V \rangle_{dt} N_e^2}{4}; \quad \frac{N_\alpha}{N_e} = p(T_e) \tau_s(T_e) = \frac{\langle \sigma V \rangle_{dt} (T_e) \tau_s(T_e) N_e}{4}. \end{aligned} \quad (32)$$

Порядок отношения плотности α -частиц к плотности электронов N_e при температуре $T_e = 20$ кэВ составляет 10^{-2} , при этом значение $N_e = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ во всех проведённых расчётах.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ РАДИАЦИОННЫХ ПОТЕРЬ

В табл. 1—3 представлены результаты расчётов удельных радиационных потерь для электронов, альфа-частиц и суммарные для дейтронов и тритонов при температурах $T_e = 20, 30, 40$ кэВ соответственно при столкновении с ионом W^{63+} . Этот ион выбран в качестве типичного примера ионизационных состояний вольфрама при высоких температурах с тем, чтобы продемонстрировать величину радиационных потерь и их соотношение между электронными и ионными каналами. Заряд выбранного для иллюстрации иона близок к среднему заряду при температуре 20 кэВ. При более высоких температурах этот заряд соответственно возрастает в условиях равновесной плазмы, но может сохранять свою величину при перезарядке на быстрых нейтралах, вводимых в плазму для нагрева, а также вследствие процессов диффузии примесей. Для альфа-частиц приведены значения удельных радиационных потерь, умноженные на отношение плотности альфа-частиц к плотности электронов. Аналогичные значения приведены для дейтронов и тритонов. Электронные радиационные потери приведены с учётом потерь на тормозное и рекомбинационное излучение, а также потерь при диэлектронной рекомбинации, как и в [27].

Т а б л и ц а 1. Характеристики радиационных потерь при $T_e = 20$ кэВ для иона вольфрама W^{63+}

Модель	$\frac{N_\alpha}{N_e} q_\alpha, \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$q_e, \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$R_{\alpha/e}$	$\frac{N_d}{N_e} (q_d + q_t), \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$R_{d/e}$	R_{sum}
Модель ЛПЧ (16)	$2,99 \cdot 10^{-32}$	$1,12 \cdot 10^{-31}$	0,27	$1,00 \cdot 10^{-32}$	0,09	0,36
Модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17)	$1,03 \cdot 10^{-32}$	$1,12 \cdot 10^{-31}$	0,09	$5,36 \cdot 10^{-33}$	0,05	0,14
Кулон-борновское приближение (27)—(29)	$3,48 \cdot 10^{-33}$	$4,22 \cdot 10^{-32}$	0,08	$1,09 \cdot 10^{-32}$	0,23	0,31

Т а б л и ц а 2. Характеристики радиационных потерь при $T_e = 30$ кэВ для иона вольфрама W^{63+}

Модель	$\frac{N_\alpha}{N_e} q_\alpha, \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$q_e, \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$R_{\alpha/e}$	$\frac{N_d}{N_e} (q_d + q_t), \text{ Вт} \cdot \text{м}^3$	$R_{d/e}$	R_{sum}
Модель ЛПЧ (16)	$8,84 \cdot 10^{-32}$	$8,95 \cdot 10^{-32}$	0,99	$2,71 \cdot 10^{-32}$	0,30	1,29
Модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17)	$3,05 \cdot 10^{-32}$	$8,95 \cdot 10^{-32}$	0,34	$1,39 \cdot 10^{-32}$	0,16	0,50
Кулон-борновское приближение (27)—(29)	$1,03 \cdot 10^{-32}$	$5,16 \cdot 10^{-32}$	0,20	$2,12 \cdot 10^{-32}$	0,41	0,61

Т а б л и ц а 3. Характеристики радиационных потерь при $T_e = 40$ кэВ для иона вольфрама W^{63+}

Модель	$\frac{N_\alpha}{N_e} q_\alpha$, Вт·м ³	q_e , Вт·м ³	$R_{\alpha/e}$	$\frac{N_d}{N_e} (q_d + q_i)$, Вт·м ³	$R_{d/e}$	R_{sum}
Модель ЛПЧ (16)	$1,67 \cdot 10^{-31}$	$7,96 \cdot 10^{-32}$	2,10	$3,98 \cdot 10^{-32}$	0,50	2,60
Модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17)	$5,76 \cdot 10^{-32}$	$7,96 \cdot 10^{-32}$	0,72	$2,45 \cdot 10^{-32}$	0,31	1,03
Кулон-борновское приближение (25)—(27)	$1,94 \cdot 10^{-32}$	$5,62 \cdot 10^{-32}$	0,34	$3,38 \cdot 10^{-32}$	0,60	0,94

Как видно из таблиц, при увеличении температуры отношение радиационных потерь $R_{\alpha/e}$ и $R_{d/e}$ увеличивается, и при этом статистическая модель локальной плазменной частоты с гаунт-фактором даёт большие в 2—3 раза результаты по сравнению с кулон-борновским приближением в абсолютных значениях величины потерь для альфа-частиц. Для изотопов водорода радиационные потери в абсолютных значениях в статистических моделях сравнимы с кулон-борновским приближением. Величины удельных радиационных потерь для электронов также довольно близки. Однако отношение радиационных потерь тяжёлых частиц к электронным большое, и для альфа-частиц при 40 кэВ они превосходят электронные в 2 раза. Разница между моделями может быть обусловлена влиянием гаунт-фактора, который присутствует в явном виде и который для более тяжёлых альфа-частиц гораздо больше, чем для изотопов водорода и электронов. Детальные расчёты радиационных потерь с учётом изменения зарядового состояния с температурой плазмы проводились по двум статистическим моделям — модели ЛПЧ и модифицированному кулон-борновскому приближению. На рис. 1 показано сравнение радиационных потерь, рассчитанных по этим моделям с данными расчётного кода CA-LARGE, приведёнными в [28]. При этом во всех результатах учитывался вклад от потерь на тормозное и рекомбинационное излучение, а также излучение при диэлектронной рекомбинации согласно [28]. Как видно на рис. 1, все модели показывают весьма близкие результаты к данным квантово-механического расчёта [27], что свидетельствует о разумности применения разработанных моделей не только для электронов, но и для тяжёлых частиц. На рис. 2 показано сравнение отношения радиационных потерь альфа-частиц и электронов, полученных в статистической модели локальной плазменной частоты (16), (17), а также в рамках модифицированного кулон-борновского приближения (28), (29). Расчёты проводились для средних зарядов ионов вольфрама, взятых из работы [28]. Также был учтён вклад тормозного и рекомбинационного излучения, а также излучения от диэлектронной рекомбинации по данным [28]. На рис. 3 показано отношение суммы радиационных потерь дейтронов и тритонов к электронам, рассчитанное в статистической модели локальной плазменной частоты (16), (17), а также в рамках кулон-борновского приближения (28), (30).

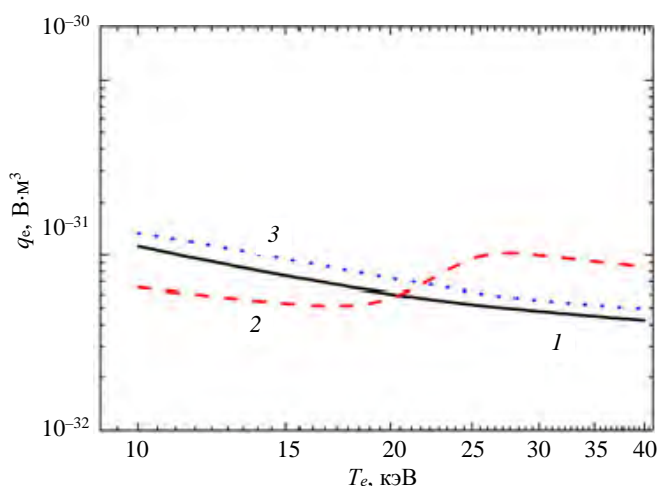


Рис. 1. Сравнение удельных радиационных потерь на электронах, в том числе с учётом потерь на тормозное, рекомбинационное излучение и излучение при диэлектронной рекомбинации [28]: 1 (—) — модель ЛПЧ (16); 2 (- - -) — кулон-борновское приближение (28) со статистической константой связи; 3 (.....) — данные CA-Large [28]

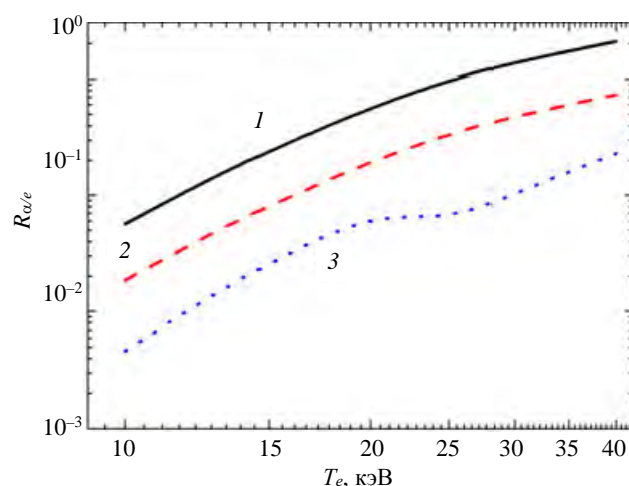


Рис. 2. Зависимость от температуры плазмы T_e отношения R полных на один примесный ион радиационных потерь альфа-частиц и электронов (с учётом тормозного, рекомбинационного излучения и излучения при диэлектронной рекомбинации) [28]: 1 (—) — модель ЛПЧ (16); 2 (- - -) — модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17); 3 (.....) — кулон-борновское приближение (28), (29) со статистической константой связи

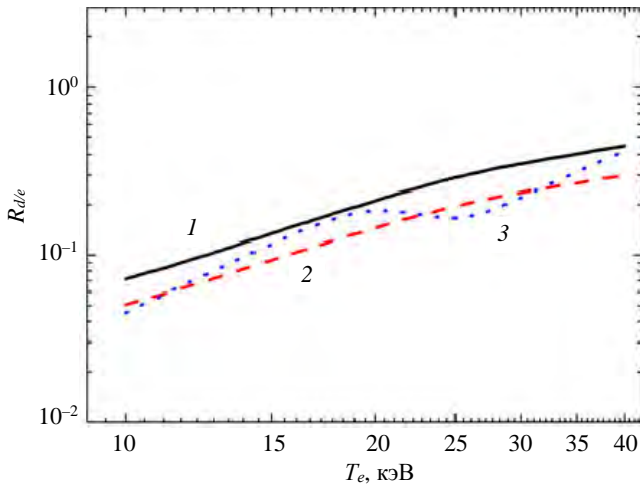


Рис. 3. Зависимость от температуры плазмы T_e отношения $R_{d/e}$ суммы радиационных потерь дейтронов и тритонов к радиационным потерям электронов (с учётом тормозного, рекомбинационного излучения и излучения при диэлектронной рекомбинации) [28]: 1 (—) — модель ЛПЧ (19); 2 (- - -) — модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17); 3 (.....) — кулон-борновское приближение (28)—(30) со статистической константой связи

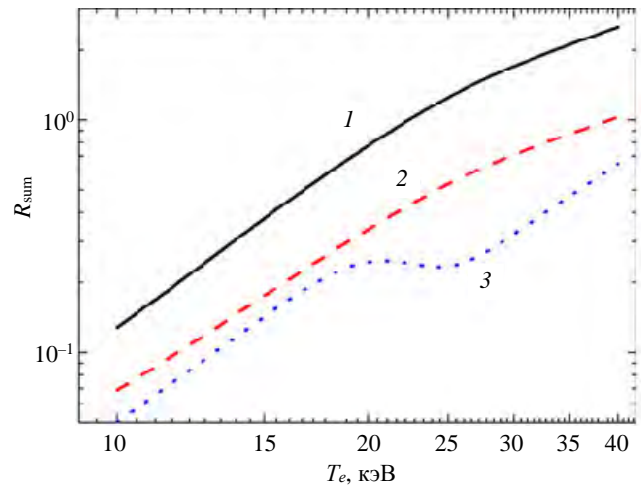


Рис. 4. Зависимость от температуры плазмы T_e отношения R_{sum} суммы радиационных потерь альфа-частиц и тяжёлых изотопов водорода к радиационным потерям электронов (с учётом тормозного, рекомбинационного излучения и излучения при диэлектронной рекомбинации) [28]: 1 (—) — модель ЛПЧ (16); 2 (- - -) — модель ЛПЧ без учёта гаунт-фактора (17); 3 (.....) — кулон-борновское приближение (28)—(30) со статистической константой связи

На рис. 4 показано отношение суммарных радиационных потерь тяжёлых частиц к электронным. Как видно на рис. 3, 4 отношения потерь возрастают, при этом статистические модели дают близкие друг другу результаты. Кулон-борновское приближение достаточно хорошо совпадает с моделью локальной плазменной частоты без учёта гаунт-фактора во всём диапазоне температуры для дейтронов и тритонов. В случае альфа-частиц отношение их радиационных потерь к электронным в кулон-борновском приближении гораздо меньше, чем в модели локальной плазменной частоты, и не превышает 30%. При этом видно, что пренебрежение гаунт-фактором в 2—3 раза занижает радиационные потери альфа-частиц. Для изотопов водорода разница результатов по модели локальной плазменной частоты с учётом гаунт-фактора и без него меньше, чем у альфа-частиц, что подтверждает справедливость приближения $g(\nu) = 1$ для более лёгких и медленных частиц, когда параметр $\nu \sim 1$. Заметим, однако, что отмеченное влияние гаунт-фактора является следствием дипольного приближения для потенциала взаимодействия, которое может нарушаться при близких столкновениях. Следует отметить, что разница в сопоставлении поведения потерь в модели ЛПЧ и кулон-борновской для электронов, дейтронов и тритонов с одной стороны (см. рис. 3) и альфа-частиц с другой (см. рис. 4) обусловлена разными функциями распределения по скоростям и влиянием фактора адиабатичности. Функция распределения альфа-частиц не имеет высокоэнергетического хвоста в отличие от максвелловских функций электронов, дейтронов и тритонов, в результате фактор адиабатичности принимает меньшие значения в силу больших отрицательных значений показателя экспоненты $\omega r/V$ в статистической кулон-борновской модели.

ВЫВОДЫ

Статистические модели описания возбуждения многоэлектронных атомов и ионов тяжёлых примесей применены для расчёта радиационных потерь термоядерной плазмы. Рассмотрен новый канал радиационных потерь энергии лёгкими ядрами (альфа-частицы, изотопы водорода) в плазме с тяжёлыми примесями. Конкретные численные расчёты проведены для ионов вольфрама при температуре 20, 30 и 40 кэВ. Расчёт радиационных потерь альфа-частиц, тяжёлых изотопов водорода был произведён в рамках двух моделей: статистической модели локальной плазменной частоты и кулон-борновского приближения со статистической модификацией констант взаимодействия для универсального многоуровневого описания неупругих переходов в многоэлектронных ионах. Показано, что новый канал радиационных потерь оказывается сравнимым с электронными радиационными потерями и составляет 50—100% от них. Проведено сравнение результатов расчёта радиационных потерь электронов в обеих моделях между собой и с данными квантомеханического кода, показывающее близкие результаты всех используемых приближений, включая поуровневые квантовые расчёты.

В работе не учтено тормозное излучение тяжёлых ионов, поскольку им можно пренебречь из-за их большой массы. Но учтено возбуждение ионами связанных электронов мишени, которых оказывается достаточно много для таких примесей с большим значением заряда ядра, как вольфрам, в термоядерной плазме. Из-за меньшей скорости ионов по сравнению с электронами скорости возбуждения ионами массива линий вольфрама для переходов без изменения главного квантового числа значительно больше скорости электронных возбуждений, поскольку они обратно пропорциональны скорости возбуждающих частиц. Но для переходов с изменением главного квантового числа скорость электронных возбуждений может превалировать по мере увеличения энергии перехода ввиду подавления сечения ионного возбуждения из-за адиабатического фактора. Для альфа-частицы дополнительным фактором, увеличивающим потери, является ещё и квадрат её заряда. Поскольку величина радиационных потерь определяется произведением скоростных коэффициентов возбуждения на энергию возбуждаемых переходов, то в результате радиационные потери тяжёлых ионов на примесях с большим зарядом ядра оказываются сравнимыми с полными радиационными электронными потерями (с учётом тормозного излучения, радиационной и диэлектронной рекомбинаций). Применимость же корональной модели обусловлена рассмотрением центральных областей плазменного шнура, где заряды ионов вольфрама достаточно высокие, что и обеспечивает преобладание радиационных процессов (растущих с ростом заряда) над столкновительными процессами, падающими с ростом заряда иона.

Использование статистических моделей позволяет значительно (на порядки величин) сократить затраты вычислительных ресурсов по сравнению с поуровневыми расчётами, использующими упомянутые сложные пакеты квантово-механических программ, точность которых заранее не гарантируется. Проведённое рассмотрение демонстрирует эффективность статистических моделей в применении к расчёту радиационных потерь как для электронов, так и для тяжёлых заряженных частиц плазмы.

В заключение следует отметить, что условия применимости модели Томаса—Ферми совместно со статистическими моделями возбуждения ионов высокой кратности обеспечиваются «поджатостью» распределения электронной плотности ионов в модели Томаса—Ферми, конечный размер которых на много порядков меньше характерного межчастичного расстояния термоядерной плазмы токамаков. С другой стороны, высокая степень ионизации, контролирующая малость конечного размера иона в модели Томаса—Ферми, связана с высокой температурой термоядерной плазмы. С учётом этих двух обстоятельств условие применимости этих моделей к рассматриваемой задаче представляется самосогласованным. Дополнительным подтверждением применимости этих моделей является успешное в целом описание ими потенциалов ионизации, скоростных коэффициентов столкновительной ионизации, фотовозбуждения и фотоионизации, диэлектронной рекомбинации и т.д., подтверждённое удовлетворительным согласием с другими расчётными методами и сравнением с имеющимися экспериментальными данными [21—23, 29].

Авторы выражают признательность А.А. Маврину за интерес к работе, стимулирующие обсуждения и полезные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pütterich T. et al.** Observations on the W-transport in the core plasma of JET and ASDEX upgrade. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2013, vol. 55, № 12, p. 124036.
2. **Kramida A.** Cowan Code: 50 Years of Growing Impact on Atomic Physics. — *Atoms. Multidisciplinary Digital Publishing Institute*, 2019, vol. 7, № 3, p. 64.
3. **Klapisch M., Busquet M., Bar-Shalom A.** A new and improved version of HULLAC. — In: *AIP Conf. Proc.*, 2007, vol. 926, p. 206—215.
4. **Badnell N.R.** Dielectronic recombination of Fe^{22+} and Fe^{21+} . — *J. Phys. B At. Mol. Phys.*, 1986, vol. 19, p. 3827—3835.
5. **Гамбош П.** Статистическая теория атома и ее применения. — М.: Изд-во Иностранной литературы, 1951. 394 с.
6. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. В 10 т. Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). — М.: Физматлит, 2001. 808 с.
7. **Brandt W., Lundqvist S.** Atomic oscillations in the statistical approximation. — *Physical Review*, 1965, vol. 139, № 3A, p. 612—617.
8. **Vinogradov A.V., Tolstikhin O.I.** Plasma approach to the theory of photoabsorption and polarizability of complex atoms. — *JETP*, 1989, vol. 69, № 4, p. 683—688.
9. **Demura A.V., Leontyev D.S., Lisitsa V.S., Shurygin V.A.** Radiative losses of alpha particles on tungsten impurities in thermonuclear plasmas. — In: 44th EPS Conf. on Plasma Physics, EPS 2017, 2017, P4.101.
10. **Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А.** Радиационные потери альфа-частиц на тяжелых ионах в термоядерной плазме. — *Письма в ЖЭТФ*, 2017, т. 106, вып. 7, с. 417—421.

11. Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А. Статистические модели радиационных потерь альфа-частиц на ионах вольфрама в термоядерной плазме. — В сб.: XLV Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2018, с. 212.
12. Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А. Расчёт отношения радиационных потерь в термоядерной плазме для быстрых тяжелых частиц и электронов. — В сб.: Современные средства диагностики плазмы и их применение, 2020, с. 18.
13. Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А. Радиационные потери быстрых тяжелых частиц в термоядерной плазме. — В сб.: XLVIII Международная (Звенигородская) конференция по физике плазмы и УТС, 2021, p. 220.
14. Skobelev I.Y., Vinogradov A.V. Coulomb-Born and unitarised Coulomb-Born cross sections and rates of inelastic transitions in ion-ion collisions. — J. Phys. B At. Mol. Phys., 1978, vol. 11, № 16, p. 2899—2905.
15. Виноградов А.В., Скобелев И.Ю., Урнов А.М., Шевелько В.И. Сечения и скорости неупругих переходов между близкими уровнями. — Успехи физических наук, 1980, т. 119, с. 120—129.
16. Fermi E. Über die Theorie des Stoßes zwischen Atomen und elektrisch geladenen Teilchen. — Zeitschrift für Phys., 1924, vol. 29, № 1, p. 315—327.
17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. В 10 т. Т. II. Теория поля. — М.: Наука, 1973. 503 с.
18. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматлит, 1963. 1100 с.
19. Иванов В.В., Кукушкин А.Б., Коган В.И. Аналитическое описание спектров тормозного излучения электронов плазмы на многоэлектронных ионах. — Физика плазмы, 1989, вып. 15, № 12, с. 1531—1535.
20. Гаранин С.Ф., Кравец Е.М. Расчёт спектральных и росселандовых пробегов в плазме с многозарядными ионами на основе статистического подхода. — ЖЭТФ, 2012, т. 142, вып. 5, с. 1052—1066.
21. Демура А.В., Кадомцев М.В., Лисица В.С., Шурыгин В.А. Статистическая модель радиационных потерь тяжелых ионов в плазме. — Письма в ЖЭТФ, 2013, vol. 98, p. 786—789.
22. Demura A.V., Kadomtsev M.B., Lisitsa V.S., Shurygin V.A. Tungsten ions in plasmas: Statistical theory of radiative-collisional processes. — Atoms, 2015, vol. 3, p. 162—181.
23. Demura A.V., Kadomtsev M.B., Lisitsa V.S., Shurygin V.A. Universal statistical approach to radiative and collisional processes with multielectron ions in plasmas. — High Energy Density Phys., 2015, vol. 15, p. 49—58.
24. Путвинский С.В. Альфа-частицы в токамаке. — В сб.: Вопросы теории плазмы, 1990, вып. 18, с. 209—318.
25. Hively L.M. A simple computational form for Maxwellian reactivities. — Nuclear Technology/Fusion, 1983, vol. 3, p. 199—200.
26. Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. — М.: Физматгиз, 1963. 640 с.
27. Гервидс В.И., Жидков А.Г., Марченко В.С., Яковленко С.И. Кинетика излучения многозарядных ионов в термоядерной плазме. — Вопросы теории плазмы, 1982, т. 12, с. 156—202.
28. Pütterich T., Neu R., Dux R. et al. Calculation and experimental test of the cooling factor of tungsten. — Nucl. Fusion, 2010, vol. 50, p. 025012.
29. Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С., Шурыгин В.А. Статистические скорости диэлектронной рекомбинации многоэлектронных ионов в плазме. — ЖЭТФ, 2017, т. 152, вып. 4, с. 781—798.



Александр Викторович Демура, в.н.с., к.ф.-м.н., с.н.с., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
demura45@gmail.com,
Demura_AV@nrcki.ru



Дмитрий Сергеевич Леонтьев, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
leontievdmity@gmail.com



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

Статья поступила в редакцию 15 октября 2021 г.
После доработки 16 ноября 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 42—53.

УДК 538.945, 620.192

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ДЕФОРМАЦИЙ И ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ПРОВОДАХ ВТСП-2 С ПОМОЩЬЮ НЕЙТРОННОЙ СТРЕСС-ДИФРАКТОМЕТРИИ

А.В. Иродова, И.Д. Карпов, В.С. Круглов, В.Е. Крылов, С.В. Шавкин, В.Т. Эм

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Основной задачей при создании высокооточных кабелей на основе проводов ВТСП-2 для термоядерных установок является максимизация устойчивости кабеля к воздействию механических напряжений. Её решение напрямую связано с прочностью проводов ВТСП-2, которую определяет несущая стальная лента-подложка. Поэтому диагностика напряжений в несущей ленте имеет особое значение. Единственным прямым методом измерения внутренних деформаций и остаточных напряжений внутри материала является нейтронная стресс-дифрактометрия. Однако её применение к тонким стальным лентам ограничено интенсивностью нейтронного пучка. В настоящей работе на примере ленты из нержавеющей стали AISI 310S толщиной 100 мкм, используемой в качестве подложки при изготовлении провода ВТСП-2 в НИЦ «Курчатовский институт», показано, что это ограничение можно обойти, если измерения проводить на стопках лент, подобных ВТСП-стекам в высокооточных кабелях. Применяв такой подход, мы с помощью нейтронной стресс-дифрактометрии провели диагностику ленты AISI 310S в состоянии поставки, после механической полировки и после нанесения буферного слоя YSZ. Отмечена высокая чувствительность метода, позволившего определить серповидную деформацию ленты и степень её растяжения после механической полировки, измерить остаточные напряжения, возникающие при нанесении слоя YSZ. Полученные результаты показывают, что нейтронная стресс-дифрактометрия имеет хорошие перспективы для диагностики внутренних деформаций и напряжений в ВТСП-стеках высокооточных кабелей.

Ключевые слова: остаточные напряжения, провод ВТСП-2, несущая лента AISI 310S, нейтронная стресс-дифрактометрия.

DETERMINATION OF INTERNAL DEFORMATION AND RESIDUAL STRESS IN WIRES HTSC-2 USING NEUTRON STRESS DIFFRACTOMETRY

A. V. Irodova, I. D. Karpov, V. S. Kruglov, V. E. Krylov, S. V. Shavkin, V. T. Em

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The main task in creating high-current cables based on HTSC-2 wires for thermo-nuclear installations is to maximize resistance of the cable to mechanical stress. Its solution is directly related to the strength of the HTSC-2 wires, which is determined by the supporting steel tape-substrate. Therefore, the diagnosis of stresses in the carrier tape is of particular importance. The only direct method for measuring internal deformation and residual stress inside a material is neutron stress diffractometry. However, its application to thin steel tapes is limited by the intensity of the neutron beam. In this work, using the example of a tape made of AISI 310S stainless steel with a thickness of 100 microns, which is a substrate in the manufacture of HTSC-2 wires at NRC «Kurchatov Institute», we shown that this restriction can be circumvented if measurements are carried out on stacks of tapes similar to HTSC stacks in high-current cables. Taking this approach, we used neutron stress diffractometry to diagnose the AISI 310S tape in the delivery state, after mechanical polishing and after applying the YSZ buffer layer. The high sensitivity of the method was noted, which made it possible to determine the crescent-shaped deformation of the tape and the degree of its stretching after mechanical polishing, to measure the residual stresses caused by applying the YSZ layer. The results obtained show that neutron stress diffractometry has good prospects for diagnosing internal deformation and stress in HTSC stacks of high-current cables.

Key words: residual stress, HTSC-2 wire, AISI 310S carrier tape, neutron stress diffractometry.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-45-1-54-59

ВВЕДЕНИЕ

Ленточные высокотемпературные сверхпроводящие провода второго поколения (ВТСП-2) на основе сверхпроводящей керамики $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (R — редкоземельный металл или/и иттрий), обычно обозначаемой как REBCO или YBCO (рис. 1, а) [1], предлагается использовать при создании электромагнитных

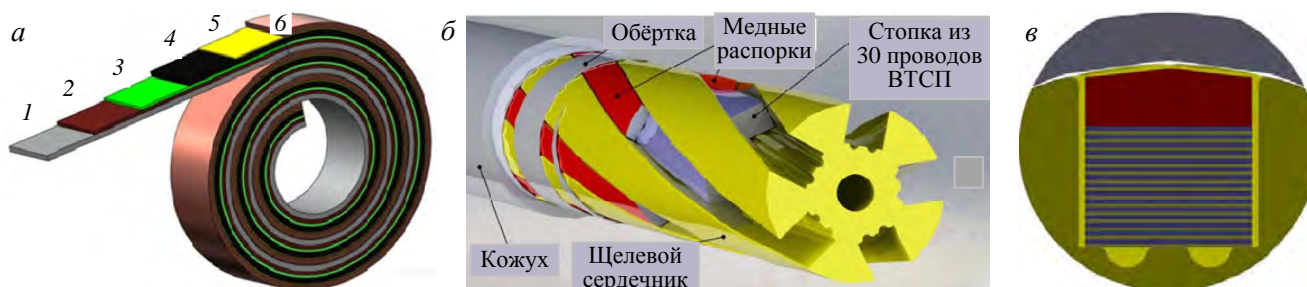


Рис. 1. Базовая архитектура провода ВТСП-2 [1]: 1 — несущая лента-подложка из нержавеющей стали толщиной 100 мкм (на рисунке толщина занижена почти в 50 раз); 2 — основной буферный слой YSZ, ~2 мкм; 3 — дополнительный буферный слой CeO_2 ; 4 — сверхпроводник YBCO (REBCO), 1–2 мкм; 5 — защитный слой серебра, <1 мкм; 6 — медный стабилизирующий одно- или двусторонний слой, 25 мкм (а); конструкция высокооточного кабеля для термоядерных установок [2] (б) с пятью витыми стеками (стопками) из тридцати проводов ВТСП каждый (в)

систем для термоядерных установок будущего. С этой целью разрабатываются и испытываются высоко-точные кабели с десятками проводов ВТСП-2, собранных в стопки (стеки) (см. рис. 1, б) [2]. Основная задача состоит в том, чтобы максимизировать не столько полный ток кабеля, сколько критические механические напряжения для ВТСП-стеков как наиболее важные в плане риска [3]. Решение этой задачи напрямую связано с прочностью проводов ВТСП-2, которую определяет несущая лента-подложка (см. рис. 1). Поэтому диагностика внутренних деформаций и напряжений в несущей ленте приобретает особое значение.

Единственным прямым методом определения деформаций и напряжений внутри материала, в том числе *in situ* является нейтронная стресс-дифрактометрия [4]. Однако её применение к тонким лентам ограничено интенсивностью нейтронного пучка из-за требования, чтобы исследуемый объём находился полностью внутри материала [5]. В работе [6] мы показали, что это ограничение можно обойти, если использовать стопки лент, подобные ВТСП-стекам в высоко-точных кабелях. Далее приводятся результаты определения с помощью нейтронной стресс-дифрактометрии внутренних деформаций и напряжений в ленте из нержавеющей стали AISI 310S толщиной 100 мкм и шириной 4 мм, которая используется при изготовлении провода ВТСП-2 в НИЦ «Курчатовский институт» [7].

МЕТОДИКА

Работа выполнена на нейтронном дифрактометре СТРЕСС [8] в НИЦ «Курчатовский институт». Методика эксперимента, подготовки образцов и обработки экспериментальных данных подробно изложена в [6]. Упомянем кратко её основные моменты, необходимые для понимания представленных результатов.

Под остаточными напряжениями в ленте AISI 310S понимаются внутренние макронапряжения. Макронапряжения определяются по вызываемой ими деформации, которую измеряют экспериментально по положению дифракционных отражений.

Деформация измеряется на пробных объёмах, которые должны полностью находиться внутри образца. Поскольку толщина ленты 0,1 мм в 5 раз меньше минимально допустимой ширины пучка нейтронов 0,5 мм, с точки зрения его интенсивности и связанной с ней длительности эксперимента использование одинарной ленты в качестве образца невозможно. Поэтому лента складывается в стопку [6]. Единый кусок ленты разрезается как минимум на 10 сегментов, которые последовательно укладываются друг на друга (рис. 2). Из соображений максимально возможного пространственного разрешения (при минимально приемлемой интенсивности пучка нейтронов) измерения деформации проводятся в пяти точках по ширине пакета на пробных объёмах с сечением 0,5×0,5 мм. Деформация определяется как

$$\varepsilon = \frac{d - d_0}{d_0},$$

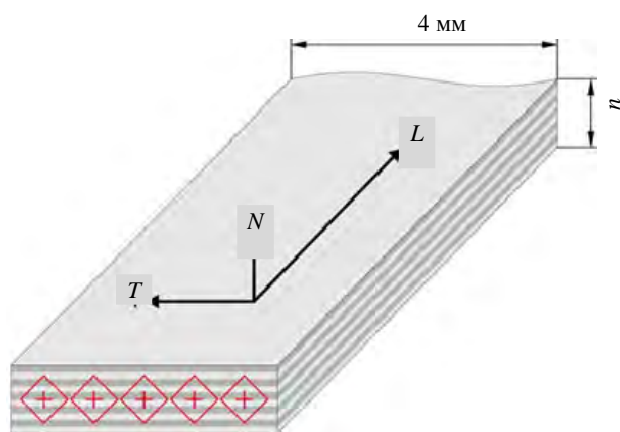


Рис. 2. Образец ленты AISI 310S, исследованный методом нейтронной стресс-дифрактометрии, — стопка из n сегментов ленты толщиной $n \times 100$ мкм ($n = 10$ для исходной [6] и полированной ленты, $n = 12$ для ленты с YSZ-слоем); стрелками показаны направления вдоль (L), поперёк (T) прокатки и по нормали к плоскости ленты (N); точки, в которых проведены измерения, обозначены крестиками (расстояния между точками 0,75 мм, от граничных точек до краёв ленты 0,5 мм); в плоскости (T, N) показаны сечения пробных объёмов при измерении T - и N -компонентов деформации — ромбы с углом $\sim 90^\circ$ и стороной 0,5 мм; такой же вид в плоскости (L, N) имеет сечение пробных объёмов при измерении L -компонента деформации [6]

где d и d_0 — межплоскостные расстояния для отражающих плоскостей в деформированном и недеформированном состоянии соответственно; d измеряется в эксперименте, d_0 может быть определено экспериментально или/и в рамках общепринятой модели для тонкой пластины. Как показано в [6], оба способа определения d_0 дают один и тот же результат, но модельный подход более прост в исполнении и в настоящей работе принят как основной.

В каждой точке образца измеряются три компонента деформации ε_L , ε_T и ε_N в трёх взаимно перпендикулярных направлениях — вдоль (L), поперёк (T) прокатки и по нормали к плоскости ленты (N) (см. рис. 2). По ним, используя обобщённый закон Гука, рассчитываются три основных компонента тензора остаточных напряжений:

$$\sigma_i = E \frac{(1 - 2\nu)\varepsilon_i + \nu(\varepsilon_T + \varepsilon_N + \varepsilon_L)}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)},$$

где E — модуль Юнга; ν — коэффициент Пуассона; $i = L, T, N$. Для стали AISI 310S $E = 200$ ГПа, $\nu = 0,27$ [9].

Были исследованы три образца: образец из исходной ленты в состоянии поставки [6], образец из ленты, прошедшей механическую полировку, и образец из полированной ленты с нанесённым буферным слоем YSZ (диоксид циркония, стабилизированный оксидом иттрия), который невидим для нейтронов в силу малой толщины. Слой YSZ был нанесён по технологии ABAD [10], в процессе его нанесения температура ленты поддерживалась на уровне 50°C , толщина слоя составила $2,1$ мкм.

В случае полированной ленты использовался образец из 10 сегментов ленты, идентичный образцу из ленты в состоянии поставки (см. рис. 2). Для ленты с YSZ-слоем толщина образца была увеличена на $0,2$ мм за счёт двух дополнительных сегментов ленты — по одному с каждой стороны образца. Такое увеличение толщины было вызвано тем обстоятельством, что лента с YSZ-слоем выгнута в сторону слоя YSZ, и существовал риск выхода пробного объёма за пределы образца, особенно при измерениях поперечной (T) и нормальной (N) деформации, когда используется увеличенный по высоте пробный объём (подробности см. в [6]).

РЕЗУЛЬТАТЫ

Полученные результаты показаны на рис. 3. В исходной и полированной лентах различия в распределении внутренних деформаций ϵ и остаточных напряжений σ находятся на уровне ошибок. При этом

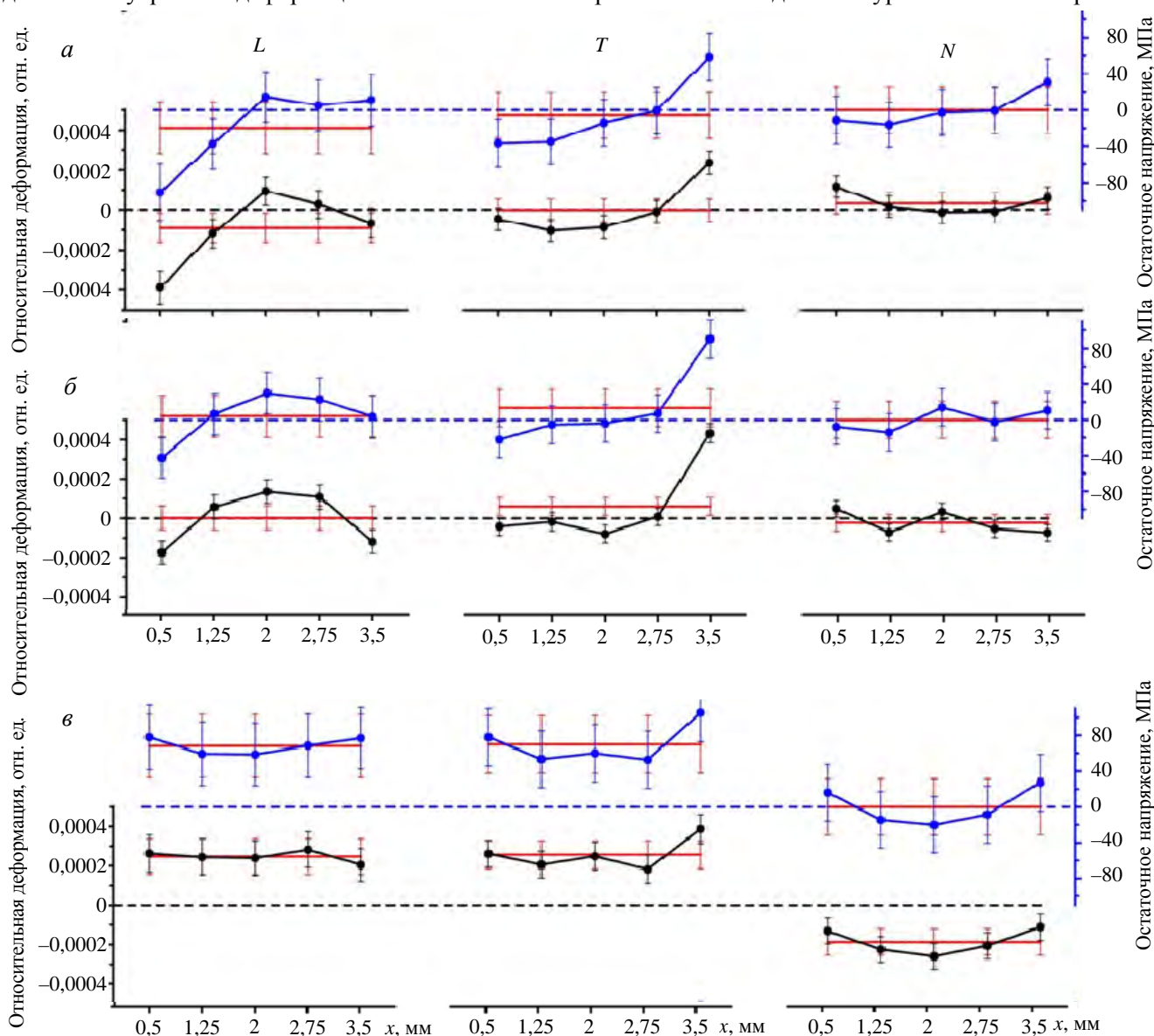


Рис. 3. Распределение внутренних деформаций ϵ (шкала слева) и остаточных напряжений σ (шкала справа) по ширине ленты x в исходной [6] (а), полированной ленте AISI 310S (б) и ленте с YSZ-слоем (в) в продольном (L), поперечном (T) и нормальном (N) направлениях (см. рис. 2): символы, для наглядности соединённые линиями, соответствуют экспериментальным значениям ϵ (●) и σ (●) с соответствующими ошибками; горизонтальными красными линиями с нанесёнными ошибками обозначены средние значения деформаций (ϵ) и остаточных напряжений (σ) в каждом из направлений; пунктирные линии показывают нулевое значение

имеется несколько заслуживающих внимания деталей (ср. рис. 3, а, б). Полировка устранила повышенную нормальную деформацию ε_N на краях ленты, которая была связана с деформированием краёв в процессе резки ленты из стального листа [6]. В полированной ленте средние значения деформаций и остаточных напряжений в плоскости (L , T) немного подросли, а нормальная деформация уменьшилась (см. горизонтальные красные линии), что указывает на растяжение ленты в плоскости прокатки. Уменьшилась также разница остаточных напряжений на противоположных краях ленты в продольном направлении (L), в результате чего серповидность ленты слегка скорректировалась (серповидность исходной ленты детально рассмотрена в [6]). Все эти изменения естественно объясняются особенностями процесса полировки — продольно-поперечным механическим воздействием полировальной головки на ленту, намотанную на барабан с небольшим напряжением. Такие малозаметные детали наглядно демонстрируют возможности нейтронной стресс-дифрактометрии при исследовании тонкой ленты, сложенной в стопку.

После нанесения слоя YSZ картина радикально меняется (см. рис. 3, в). Продольный (L) и поперечный (T) компоненты деформаций и остаточных напряжений выравниваются по ширине ленты и принимают одинаковые положительные средние значения, $\langle \varepsilon_L \rangle = \langle \varepsilon_T \rangle = +0,00025 \pm 0,00008$ и $\langle \sigma_L \rangle = \langle \sigma_T \rangle = +70 \pm 35$ МПа, при этом нормальная деформация ε_N становится отрицательной, $\langle \varepsilon_N \rangle = -0,00019 \pm 0,00007$. Такое распределение деформаций и остаточных напряжений свидетельствует об однородном изотропном растяжении ленты в плоскости прокатки. Поскольку лента в целом, с учётом слоя YSZ, свободна от внешних сил (и влиянием температуры в 50 °С на её внутреннее состояние можно пренебречь), естественно сделать вывод [11], что растяжение ленты вызвано релаксацией сжимающих напряжений на её поверхности, действующих со стороны слоя YSZ. Заметим, что эта релаксация вызывает также упомянутое ранее искривление ленты — её выгибание в сторону слоя YSZ. Детальное рассмотрение эффектов, связанных с деформацией ленты под действием нанесённого слоя, выходит за рамки настоящей работы. Подобные эффекты хорошо известны и изучены, их описание можно найти в монографии [11].

Растяжение, наведённое осаждённым слоем YSZ, сильно сглаживает изначальную серповидность ленты, но не устраняет её полностью, о чём свидетельствует сохранение повышенной поперечной деформации ε_T и напряжения σ_T на краю (в точке $x = 3,5$ на рис. 3, в).

Как можно видеть на рис. 3, разница в остаточных напряжениях на краях ленты, обусловленная её серповидностью, составляет чуть более 100 МПа в исходной ленте (подробности см. в [6]) и около 50 МПа в полированной ленте и ленте с YSZ-слоем. Эти величины выглядят незначительными по сравнению с пондеромоторными механическими напряжениями в обмотках ВТСП-2 магнитных систем, которые, согласно оценкам, могут превышать 1000 МПа. Однако их роль возрастает по мере приближения к критической нагрузке, которую способен выдержать провод ВТСП-2. Разрушение провода может начаться при напряжении меньше ожидаемого на 50—100 МПа с той стороны несущей ленты, где из-за серповидности повышены остаточные напряжения.

Заслуживает внимания распределение по ширине ленты нормальных деформаций ε_N и остаточных напряжений σ_N (см. рис. 3, в): по сравнению с центральной частью на краях лента растянута сильнее. Похожая менее выраженная особенность наблюдается также в продольном (L) и поперечном (T) направлениях. Усиление растяжения к краям связано с так называемым «краевым эффектом» — повышенной концентрацией напряжений на краях поверхностного сжатого слоя ленты, что при определённых условиях может привести к деламинации провода [11].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена и на практике реализована методика измерения внутренних деформаций и остаточных напряжений в тонких стальных лентах с помощью нейтронной стресс-дифрактометрии. Проведена диагностика напряжений в несущей стальной ленте AISI 310S толщиной 100 мкм и шириной 4 мм, исполь-

зующей при изготовлении провода ВТСП-2 в НИЦ «Курчатовский институт», в состоянии поставки, после механической полировки и после нанесения буферного слоя YSZ.

Найдены распределения по ширине ленты продольных, поперечных и нормальных внутренних деформаций и остаточных напряжений. На основе этих распределений определены остаточные напряжения, вызванные серповидной деформацией в исходной и полированной ленте, и слабое растяжение ленты в плоскости прокатки после механической полировки. После нанесения слоя YSZ в ленте обнаружены однородные изотропные растягивающие напряжения 70 МПа.

Полученные результаты показывают, что нейтронная стресс-дифрактометрия является информативным методом для определения внутренних деформаций и напряжений в несущей ленте провода ВТСП-2 и может быть использована для диагностики ВТСП-стеков в сильноточных кабелях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Floegel-Delor U., Riedel T., Wippich D., Goebel B., Rothfeld R., Schirrmeister P., Werfel F.N., Usoskin A., Ruff A. Long-length coated conductor copper plating fabrication. — Trans. Appl. Supercond., 2013, vol. 23, № 3, 6602204 (1—4); doi: 10.1109/TASC.2013.2244635.
2. Celentano G., De Marzi G., Fabbri F., Muzzi L., Tomassetti G., Anemona A., Chiarelli S., Seri M., Bragagni A., Corte A. Design of an industrially feasible twisted-stack HTS cable-in-conduit conductor for fusion application. — Trans. Appl. Supercond., 2014, vol. 24, № 3, 4601805 (1—5); doi: 10.1109/TASC.2013.2287910.
3. Hartwig Z.S., Vieira R.F., Sorbom B.N., Badcock R.A., Bajko M., Beck W.K., Castaldo B., Craighill C.L., Davies M., Estrada J., Fry V., Goufopoulos T., Hubbard A.E., Irby J.H., Kuznetsov S., Lammi C.J., Michael P.C., Mouratidis T., Murray R.A., Pfeiffer A.T., Pierson S.Z., Radovinsky A., Rowell M.D., Salazar E.E., Segal M., Stahle P.W., Takayasu M., Tolland T.L., Zhou L. VIPER: an industrially scalable high-current high-temperature superconductor cable. — Supercond. Sci. Technol., 2020, vol. 33, 11LT01 (1—8); doi: 10.1088/1361-6668/abb8c0.
4. Non-destructive Testing Standard Test Method for Determining Residual Stress by Neutron Diffraction. Technical Specification. — 1st ed. ISO/TS 21432:2005. 2005. 40 p.
5. Hutchings M.T., Withers P.J., Holden T.M., Lorentzen T. Introduction to the Characterization of Residual Stress by Neutron Diffraction. — 1st ed. Boca Raton. London, New York, Singapore: CRC Press Taylor&Francis Group, 2005. 420 p.
6. Карпов И.Д., Иродова А.В., Круглов В.С., Шавкин С.В., Эм В.Т. Исследование внутренних напряжений в несущей ленте-подложке из нержавеющей стали AISI 310S для ВТСП-проводов второго поколения методом нейтронной стресс-дифрактометрии. — Журнал технической физики, 2020, т. 90, № 7, с. 1095—1102; doi: 10.21883/JTF.2020.07.49442.242-19.
7. Krasnoperov E.P., Guryev V.V., Shavkin S.V., Krylov V.E., Sychugov V.V., Korotkov V.S., Ovcharov A.V., Volkov P.V. Solenoid from experimental HTS tape for magnetic refrigeration. — J. of Engineering Science and Technology Review, 2019, vol. 12, № 1, p. 104—109; doi: 10.25103/jestr.121.12.
8. Em V.T., Karpov I.D., Somenkov V.A., Glazkov V.P., Balagurov A.M., Sumin V.V., Mikula P., Saroun J. Residual stress instrument with double-crystal monochromator at research reactor IR-8. — Physica B: Condensed Matter., 2018, vol. 551, p. 413—416; doi: 10.1016/j.physb.2018.02.042.
9. AISI 310S (S31008) Stainless Steel [Электронный ресурс]. URL: <https://www.makeitfrom.com/material-properties/AISI-310S-S31008-Stainless-Steel> (дата обращения 04.06.2021).
10. Usoskin A., Kirchhoff L. In-Plane Texturing of Buffer Layers by Alternating Beam Assisted Deposition: Large Area and Small Area Applications. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 2009, v. 1150, 1150-RR05-02 (1-6); doi:10.1557/PROC-1150-RR05-02
11. Freund L.B., Suresh S. Thin Film Materials. Stress, Defect Formation and Surface Evolution. — New York: Cambridge University Press, 2004. 750 p.



Алла Вячеславовна Иродова,
в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Irodova_AV@nrcki.ru



Иван Дмитриевич Карпов,
инженер-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Karpov_ID@nrcki.ru



Виталий Сергеевич Круглов,
начальник отдела, к. техн. н.;
НИЦ «Курчатовский инсти-
тут», 123182 Москва, пл.
Академика Курчатова 1,
Россия
Kruglov_VS@nrcki.ru



Владислав Евгеньевич Кры-
лов, начальник группы; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академи-
ка Курчатова 1, Россия
Krylov_VE@nrcki.ru



Сергей Викторович Шавкин,
заместитель начальника от-
дела; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва,
пл. Академика Курчатова 1,
Россия
Shavkin_SV@nrcki.ru



Вячеслав Терентьевич Эм,
начальник отдела, д.ф.-м.н.;
НИЦ «Курчатовский инсти-
тут», 123182 Москва, пл. Ака-
демика Курчатова 1, Россия
Em_VT@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.

После доработки 12 ноября 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 54—59.

УДК 538.945

НЕЛИНЕЙНЫЕ ДИССИПАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ СТАБИЛЬНОГО ПРОНИКНОВЕНИЯ ТОКА В ТЕХНИЧЕСКИЙ СВЕРХПРОВОДНИК

В.Р. Романовский

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Обсуждаются характерные особенности диссипации энергии от собственного поля транспортного тока при его стабильном проникновении в технический сверхпроводник. Рассмотрены режимы частичного и полного проникновения. Анализ диссипативных состояний сверхпроводника сопоставлен с результатами, следующими из теории, основанной на модели критического состояния. Показано, что модель критического состояния, согласно которой электрическое напряжение в сверхпроводнике при токах, меньших критического, отсутствует, занижает тепловыделение от собственного поля транспортного тока, а также не позволяет корректно рассчитывать потери энергии в сверхпроводниках с реальными вольт-амперными характеристиками в диапазоне докритических токов, которые могут существовать при полном проникновении тока внутрь сверхпроводника. Ошибка модели критического состояния зависит от характера нарастания вольт-амперной характеристики, скорости ввода тока, поперечного размера сверхпроводника, критической плотности тока. В то же время автомодельное и нульмерное приближения позволяют с удовлетворительной точностью найти потери энергии в сверхпроводниках с реальной вольт-амперной характеристикой от изменяющегося собственного поля транспортного тока как при его частичном, так и при полном проникновении.

Ключевые слова: сверхпроводник, транспортный ток, модель критического состояния, вольт-амперная характеристика, потери.

NONLINEAR THERMAL EFFECTS OF STABLE CURRENT PENETRATION INTO A TECHNICAL SUPERCONDUCTOR

V.R. Romanovskii

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The characteristic features of energy dissipation from the field of the transport current during its stable penetration into a technical superconductor are discussed. The modes of partial and full penetration are considered. The analysis of the electrodynamic states of the superconductor is compared with the results of the existing theory based on the critical state model. It is shown that the critical state model, according to which there is no electric voltage in a superconductor at currents less than the critical one, underestimates the heat release from the proper self-field of the transport field, and also does not allow correctly calculating energy losses in superconductors with real current-voltage characteristics in the range of subcritical currents that exist when the current completely penetrates into the superconductor. The error of the critical state model depends on the nature of the increase in the current-voltage characteristic, the current charging, and the transverse size of the superconductor. At the same time, the self-similar and zero-dimensional approximations allow one to find with satisfactory accuracy the energy losses from the changing self-field of the transport current both at its partial and full penetration.

Key words: superconductor, transport current, critical state model, current-voltage characteristic, losses.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-60-66

ВВЕДЕНИЕ

Изучению природы транспортных и магнитных свойств сверхпроводников второго рода в области крипа магнитного потока постоянно уделяется значительное внимание [1—3]. Для описания электродинамики сверхпроводников широко используется модель критического состояния (МКС), предложенная Бином [4]. В рамках данной квазилинейной модели в сверхпроводнике в ответ на какое-либо внешнее возмущение, приводящее к появлению в нём электрического напряжения, индуцируется ток с плотностью, равной критической. Тогда идеальная вольт-амперная характеристика (ВАХ) сверхпроводника записывается в виде

$$\begin{aligned} E &= 0, |J| < J_c; \\ E &= J_c, |J| > J_c. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь J_c — плотность критического тока сверхпроводника.

В основе её обоснования лежит идея, согласно которой вихревая структура сверхпроводника релаксирует к состоянию равновесия между силами Пиннинга и Лоренца, действующими на вихри. Соответ-

ственно она описывает скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное с бесконечно большим сопротивлением. Другими словами, модель критического состояния показывает, что распределения магнитного поля и плотности тока (как транспортного, так и индуцированного) основаны на балансе сил Лоренца (или движущей силы потока) и сил закрепления вихрей. При этом нелокальная динамика вихрей может быть описана с помощью макроскопической функции — магнитной индукции. Это справедливо в случаях, когда на пространственных масштабах порядка лондоновской глубины проникновения плотность вихрей велика и эволюция магнитного потока является прямым следствием коллективного характера диффузионных процессов, происходящих в сверхпроводниках в ответ на макровозмущения различной природы. Для подобных явлений модель критического состояния позволяет в простой и наглядной форме описать квазистатические свойства жёсткого сверхпроводника и вычислить его намагниченность, потери на перемагничивание, используя уравнения Максвелла [5, 6]

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\partial\mathbf{B}/\partial t, \quad \operatorname{rot}\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{J}, \quad \mathbf{J} = \mathbf{J}_c(\mathbf{B}) \quad (2)$$

с вольт-амперной характеристикой вида (1).

Однако данное приближение, строго говоря, условно. Это связано с тем, что внутри как низкотемпературных, так и высокотемпературных сверхпроводников задолго до значения J_c возникает электрическое напряжение, нелинейно нарастающее с увеличением тока. Это область крипа магнитного потока, в которой вихревая решётка постепенно приходит в движение по мере увеличения тока.

Для исследования электродинамики технических сверхпроводников (низкотемпературных и высокотемпературных) при крипе магнитного потока в макроскопическом приближении необходимо рассмотреть пространственно-временную эволюцию электромагнитного поля внутри сверхпроводника с учётом существенно нелинейной формы зависимости $E(J)$, вызванной специфическими механизмами ползучести магнитного потока. Для объяснения последних используются различные модели, учитывающие микроскопические свойства сверхпроводника. Среди них модель термоактивированного некоррелированного прыжка точечных пучков вихрей [1, 7], модель активационного барьера ползучести, когда вихревое движение контролируется многочисленными пространственными собственными дефектами [8, 9], вихревое стекло и коллективные модели ползучести [10—12] являются наиболее успешными и широко используемыми.

Эти модели учитывают, что удельное сопротивление сверхпроводников в результате крипа магнитного потока конечно и возникающее внутри сверхпроводника электрическое поле является следствием дрейфа вихрей. К сожалению, полная теория, описывающая нелинейную часть вольт-амперной характеристики, пока отсутствует. Поэтому зависимости электрического поля от тока, измеренные в эксперименте, описываются различными феноменологическими уравнениями. В частности, для описания ВАХ сверхпроводника часто используется степенное уравнение. В простейших случаях оно записывается как

$$E = E_c(J/J_c)^n. \quad (3)$$

Здесь n — параметр нарастания ВАХ сверхпроводника; E_c — условно заданная величина критической напряжённости электрического поля, на основании которой определяется плотность критического тока сверхпроводника J_c .

При вводе в сверхпроводник транспортного тока в нём будут возникать потери энергии, индуцированные изменяющимся током, приводя к тепловыделениям с усреднённой объёмной плотностью

$$G = \frac{1}{V} \int_V dV \int_0^t EJ dt. \quad \text{Для их определения при частичном проникновении тока обычно используется МКС [5,$$

6]. Но в основе МКС, как уже упоминалось, лежит идеальная ВАХ вида (1). Расчёт потерь в сверхпроводниках с ВАХ вида (3), как правило, выполняется с помощью численных методов. В то же время в случаях, когда экранирующие токи не полностью проникли в образец, выписанные в [13] автомодельные решения оказываются удобными для оценки потерь в технических сверхпроводниках при вводе в них тока и позволяют понять механизмы диссипативных явлений, протекающих в сверхпроводниках с реальной ВАХ. Воспользуемся предложенными моделями и исследуем особенности нелинейных механизмов диффузии транспортного тока в сверхпроводнике.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим идеально охлаждаемую сверхпроводящую пластину с площадью поперечного сечения $S = 2a \times 2b$ ($a \ll b$). Предположим, что в начальный момент времени ток в пластине равен нулю, а затем он начинает увеличиваться с постоянной скоростью dI/dt . По мере увеличения тока ($I(t) = J(t)S = dI/dt \times t$) он проникает в сверхпроводник с его поверхности пока полностью не заполнит его поперечное сечение. В рамках МКС такое состояние является предельно допустимым, так как сверхпроводник полностью находится в критическом состоянии [5, 6]. В сверхпроводнике с реальной ВАХ возможно дальнейшее увеличение тока [14]. Сформулируем модели, которые могут быть использованы для описания токовых состояний при частичном и полном проникновении вводимого тока.

В рамках МКС при вводе тока в сверхпроводящую пластину распределение напряжённости электрического поля $E(x, t)$, граница проникновения тока x_c и усреднённая объёмная плотность тепловыделения $G_c(t)$ описываются выражениями [5, 6]

$$E(x, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq x_p, \\ \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} (x - x_p), & x_p \leq x \leq a; \end{cases}$$

$$x_c(t) = a - \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \frac{t}{\mu_0 J_{c0}}; \tag{4}$$

$$G_c(t) = \frac{1}{a} \int_{x_p}^a dx \int_0^t EJ_{c0} dt = \frac{\mu_0 I_c^2}{24S} \frac{a}{b} \left(\frac{I}{I_c} \right)^3 = \frac{\mu_0 a^2 J_{c0}^2}{6} \left(\frac{I}{I_c} \right)^3.$$

Эти соотношения соблюдаются при $I \leq I_c = J_{c0}S$, где для простоты анализа считается, что $J_{c0} = \text{const}$.

Согласно полученному в [13] автомодельному решению для сверхпроводника со степенной ВАХ соответствующие зависимости напряжённости электрического поля $E(x, t)$, координаты границы проникновения тока $x_p(t)$ и тепловыделения в сверхпроводнике $G_p(t)$ могут быть записаны в виде

$$E(x, t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq x_p, \\ \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} (x - x_p), & x_p \leq x \leq a; \end{cases} \tag{5}$$

$$x_p(t) = a - \left(\frac{n+1}{n} t \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{\frac{n-1}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0^n J_{c0}^n} \right]^{\frac{1}{n+1}};$$

$$G_p(t) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n} t \right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b} \right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I(t)}{I_c} \right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 dI/dt} \right]^{\frac{1}{n+1}}. \tag{6}$$

Они описывают состояния частичного проникновения тока ($0 < x_p < a$) во временном интервале $0 < t \leq t_f = \frac{n}{n+1} \frac{\mu_0 J_{c0}}{E_c^{1/n}} a^{(n+1)/n} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{(1-n)/n}$. В момент полного проникновения ($x_p = 0$ при $t = t_f$) введённый ток I_f и напряжённость электрического поля E_f равны

$$I_f = \frac{n}{n+1} \frac{\mu_0 J_{c0}}{E_c^{1/n}} a^{\frac{n+1}{n}} \left(\frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt} \right)^{\frac{1-n}{n}} \frac{dI}{dt}; \quad E_f = \frac{a \mu_0}{4b} \frac{dI}{dt}. \tag{7}$$

Отметим, что при $n \rightarrow \infty$ выражения (5)–(7) соблюдают предельный переход к МКС, представленной в виде (4).

Для описания состояний при полном проникновении тока ($I > I_f$) воспользуемся так называемой нулевой моделью. Она основана на предположении о равномерном распределении вводимого тока по сечению сверхпроводника. Поэтому связь между напряжённостью электрического поля и вводимым током описывает ВАХ сверхпроводника. Соответственно напряжённость электрического поля внутри сверхпроводника и плотность потерь при полном проникновении тока могут быть рассчитаны по формулам

$$E(t) = E_c [J(t)/J_{c0}]^n = E_c [I(t)/I_c]^n;$$

$$G_f = \frac{1}{a} \int_0^a dx \int_0^t EJ dt = \frac{\mu_0 I_c^2}{S(n+2)} \left[\frac{I(t)}{I_c} \right]^{n+2} \frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}. \quad (8)$$

Для общего анализа состояний частичного и полного проникновения следует пользоваться системой уравнений Максвелла (2) с соответствующими уравнением ВАХ, начальным и граничными условиями. В рассматриваемом случае в силу плоской симметрии состояний, возникающих при вводе тока в пластину, будем численно решать одномерную начально-краевую задачу вида

$$\mu_0 \frac{\partial J}{\partial t} = \frac{\partial^2 E}{\partial x^2}, \quad t > 0, \quad 0 \leq x_p < x < a;$$

$$E(x, 0) = 0;$$

$$E(x_p, t) = 0, \quad x_p > 0;$$

$$\frac{\partial E}{\partial x}(0, t) = 0, \quad x_p = 0;$$

$$\frac{\partial E}{\partial x}(a, t) = \frac{\mu_0}{4b} \frac{dI}{dt},$$
(9)

принимая во внимание степенное уравнение ВАХ (3). В этом случае усреднённая плотность тепловыделений описывается выражением $G = \frac{1}{a} \int_0^{x_p} dx \int_0^t EJ dt$.

При формулировке системы уравнений (9) учитывалось, что в начальный момент времени электрическое поле внутри сверхпроводника отсутствует, напряжённость электрического поля на границе проникновения тока равна нулю, распределение электрического поля внутри сверхпроводника в режиме полного проникновения симметрично, изменение напряжённости электрического поля на поверхности сверхпроводника следует из закона полного тока. Сформулированная одномерная модель позволяет определить изменение в пространстве и во времени плотности тока и напряжённости электрического поля, учитывая подвижный фронт проникновения тока и конечную скорость ввода тока.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Воспользуемся данными моделями и обсудим физические особенности формирования токовых состояний при частичном и полном проникновении транспортного тока внутрь сверхпроводника при вводе в него тока с постоянной скоростью от нулевого значения до критического I_c .

На рис. 1 изображены типичные зависимости от тока напряжённости электрического поля (см. рис. 1, а) и координаты токового фронта (см. рис. 1, б) при вводе тока в сверхпроводник с различными скоростями. Вычисления проводились при $B = 10$ Тл, $n = 10$, $E_c = 10^{-6}$ В/см, $J_{c0} = 1,52 \times 10^4$ А/см², $a = 10^{-3}$ см, $b = 10^{-2}$ см.

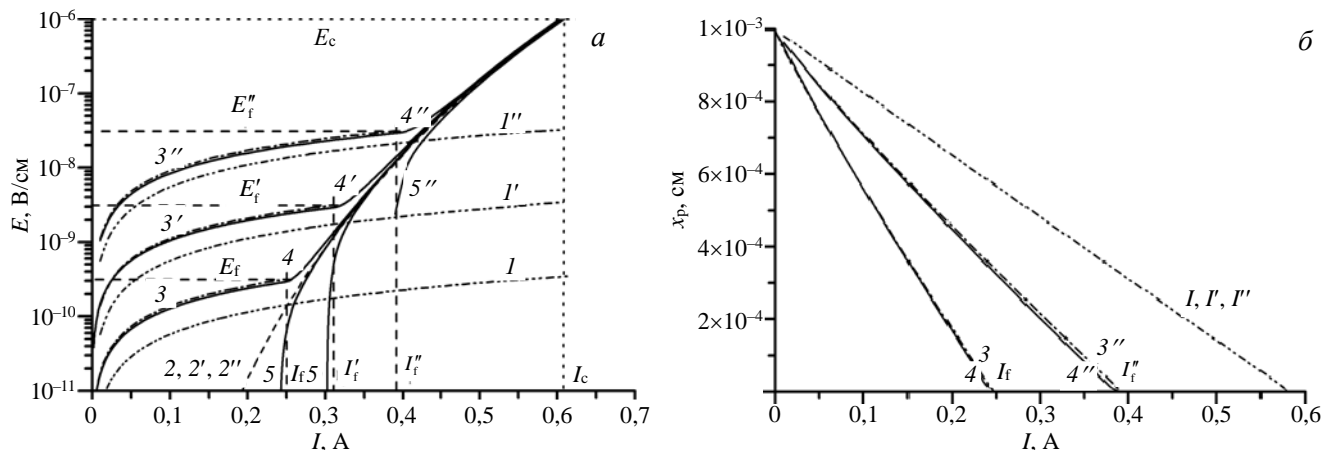


Рис. 1. Изменение напряжённости электрического поля (а) и координаты фронта проникновения тока (б) при различных скоростях ввода тока: 1, 1', 1'' — МКС; 2, 2', 2'' — нульмерная модель; 3, 3', 3'' — автомодельное приближение; 4, 4', 4'', 5, 5', 5'' — численное решение; 1—5 — $dI/dt = 1$ А/с; 1'—5' — $dI/dt = 10$ А/с; 1''—5'' — $dI/dt = 100$ А/с

Кривые 1—1'' были рассчитаны на основе модели критического состояния. Нульмерному приближению соответствуют кривые 2—2'', а автомодельному — кривые 3—3''. Кривые 4—4'' и 5—5'', численно рассчитанные в одномерном приближении, описывают соответствующие значения на поверхности и в центре сверхпроводника. На рис. 1 также показаны заданные значения E_c и I_c , токи полного проникновения I_f и соответствующие значения напряжённости электрического поля E_f .

Представленные результаты демонстрируют особенности формирования токовых состояний технических сверхпроводников, которые необходимо учитывать при расчёте потерь. Видно, что существуют три режима проникновения тока: частичный, переходный и полный. Их длительность зависит не только от скорости ввода тока, но и от параметра нарастания ВАХ, а так же, как показывают расчёты, от критической плотности тока и поперечных размеров сверхпроводника. При этом оказывается, что для рассматриваемого сверхпроводника условно заданное значение E_c находится в области состояний, возникающих после полного проникновения тока, что часто наблюдается в экспериментах. В результате МКС не имеет своего физического смысла в широком диапазоне изменения докритических токов ($I_f < I < I_c$). Это объясняется тем, что режим полного проникновения тока у сверхпроводников с реальной ВАХ (при любом конечном n) может возникать при токах, которые могут быть заметно меньше I_c , когда $I_f < I_c$ и $E_f < E_c$. Причём с уменьшением параметра нарастания ВАХ и скорости ввода тока (а также согласно (7) с увеличением толщины сверхпроводника и его критической плотности тока) I_f уменьшается, увеличивая диапазон докритических токов, в котором использование МКС будет приводить к заведомо искажённым результатам расчёта потерь по сравнению с расчётами, учитывающими реальную ВАХ. В целом токовые состояния при частичном проникновении тока с удовлетворительной точностью описываются автомодельным приближением, а анализ их состояний при полном проникновении тока ($E > E_f$) может быть проведён на основе простейшей нульмерной модели.

Соответствующие результаты расчётов тепловых потерь как функции тока показаны на рис. 2. Согласно представленным результатам потери увеличиваются с уменьшением параметра нарастания ВАХ и уменьшаются с увеличением скорости ввода тока в силу соответствующего формирования области, занятой током (см. рис. 1, б). В рамках МКС эти особенности диссипативных явлений не могут быть объяснены. Тем самым расчёт потерь в высокотемпературных сверхпроводниках с помощью МКС может приводить к заметно заниженным результатам. Кроме этого, как обсуждалось, МКС не позволяет корректно рассчитать потери в диапазоне докритических токов $I_f < I < I_c$.

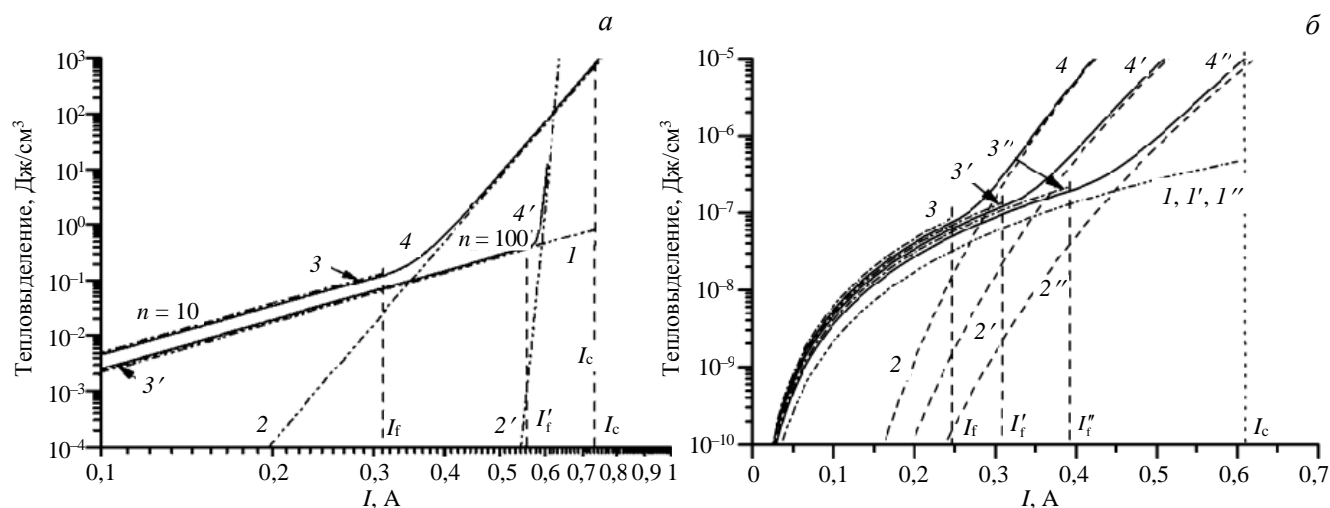


Рис. 2. Тепловыделение в сверхпроводящей пластине от поля собственного тока: а — при различных значениях параметра нарастания ВАХ; б — при различных скоростях ввода тока, $dl/dt = 10$ А/с; 1 — МКС; 2, 2' — нульмерное приближение; 3, 3' — автомодельное приближение; 4, 4' — численное решение; 1, 4 — $dl/dt = 1$ А/с; 1', 4' — $dl/dt = 10$ А/с; 1'', 4'' — $dl/dt = 100$ А/с

Чтобы уменьшить ошибку, к которой при расчёте потерь приводит МКС в случаях, когда ток частично заполняет поперечное сечение сверхпроводника, значение критического тока сверхпроводника I_c в соотношениях (4) можно заменить экспериментально измеренным значением I_f . Тогда результаты расчётов оказываются более корректными и показывают их зависимость от параметра нарастания ВАХ и скорости ввода тока.

Таким образом, при вводе тока в сверхпроводник от нуля до I_m с постоянной скоростью усреднённая плотность тепловых потерь может быть рассчитана по формулам

$$G(I_m) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b}\right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I_m}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}\right]^{\frac{1}{n+1}} \quad (10)$$

при частичном ($I_m < I_f$) и

$$G(I_m) = \frac{\mu_0 I_c^2}{S} \frac{n(n+1)}{(2n+1)(3n+2)} \left(\frac{n+1}{n}\right)^{\frac{2n+1}{n+1}} \left(\frac{a}{4b}\right)^{\frac{n}{n+1}} \left(\frac{I_f}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left[\frac{E_c}{\mu_0 dI/dt}\right]^{\frac{1}{n+1}} + \frac{I_c^2}{S(n+2)} \left[\left(\frac{I_m}{I_c}\right)^{n+2} - \left(\frac{I_f}{I_c}\right)^{n+2} \right] \frac{E_c}{dI/dt} \quad (11)$$

при полном проникновении тока ($I_f < I_m$).

На рис. 3 между собой сопоставлены зависимости потерь от величины вводимого тока как при его частичном, так и при полном проникновении тока, рассчитанные для докритических состояний по формулам (10) и (11), численно и в бинновском приближении. Первые две модели приводят к результатам, совпадающим с хорошей степенью точности, и демонстрируют частотные зависимости потерь при различных режимах проникновения тока. Соответственно потери в собственном поле тока при его частичном и полном проникновении удовлетворяют оценкам

$G \sim \left(\frac{I}{I_c}\right)^{\frac{3n+2}{n+1}} \left(\frac{dI}{dt}\right)^{-1/(n+1)}$ и

$G \sim \left(\frac{I}{I_c}\right)^{n+2} \left(\frac{dI}{dt}\right)^{-1}$ соответственно. Из последней

оценки следует, что потери в сверхпроводниках с резко нарастающей ВАХ (при высоких значениях n) будут быстро возрастать после полного проникновения тока внутрь сверхпроводника, что наблюдается в экспериментах. В предельном случае $G_f \rightarrow \infty$ при $n \rightarrow \infty$, так как у сверхпроводников с идеальной ВАХ предполагается скачкообразный переход из сверхпроводящего состояния в нормальное.

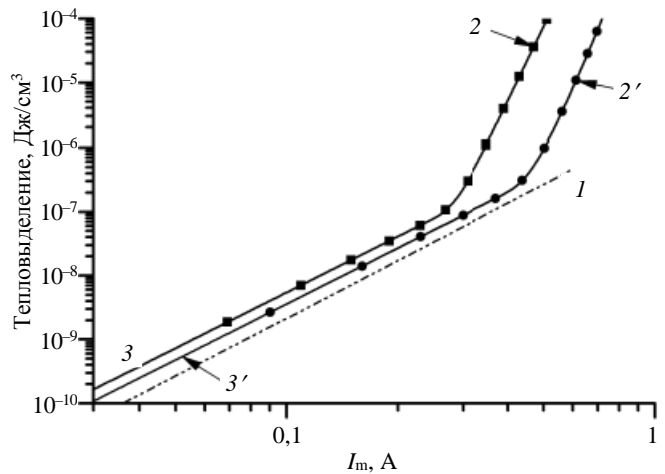


Рис. 3. Потери в поле собственного тока при его вводе с различными скоростями от нуля до $I_m < I_c$. Значения I_m обозначены маркерами, $n = 10$: 1 — МКС; 2, 2' — расчёт по формулам (10) и (11); 3, 3' — численное решение; 2, 3 — $dI/dt = 1$ А/с; 2', 3' — $dI/dt = 100$ А/с

ВЫВОДЫ

Модель критического состояния, в рамках которой электрическое напряжение в сверхпроводнике при $I < I_c$ отсутствует, во-первых, занижает тепловыделение от собственного поля транспортного поля при режимах частичного проникновения тока и, во-вторых, не позволяет корректно рассчитывать потери энергии в сверхпроводниках с реальными ВАХ в диапазоне докритических токов $I_f < I < I_c$. Ошибка зависит от характера нарастания ВАХ, скорости ввода тока, поперечного размера сверхпроводника, его критической плотности тока. В то же время предложенное приближение, основанное на автотомодельной и нульмерной моделях, позволяет с удовлетворительной точностью оценить потери от изменяющегося собственного поля транспортного тока как при его частичном, так и при полном проникновении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Anderson P.W.** Theory of flux creep in hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 9, № 7, p. 309—311.
2. **Kim Y.B., Hempstead C.F., Strnad A.R.** Flux creep in hard superconductors. — *Phys. Rev.*, 1963, vol. 131, № 6, p. 2486—2495.
3. **Blatter G., Feigel'man M.V., Geshkenbein V.B., Larkin A.I., Vinokur V.M.** Vortices in high-temperature superconductors. — *Reviews of Modern Physics*, 1994, vol. 66(4), p. 1125—1388.
4. **Bean C.P.** Magnetization of hard superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1962, vol. 8, № 6, p. 250—253.
5. **Уилсон М.** Сверхпроводящие магниты. — М.: Мир, 1985. 408 с.
6. **Гуревич А.В., Минц Р.Г., Рахманов А.Л.** Физика композитных сверхпроводников. — М.: Наука, 1987. 240 с.
7. **Anderson P.W., Kim Y.B.** Hard superconductivity: theory of the motion of Abrikosov flux lines. — *Rev. Mod. Phys.*, 1964, vol. 36, № 1, p. 39—43.
8. **Zeldov E., Amer N.M., Koren G., Gupta A., Gambino R.J., McElfresh M.W.** Optical and electrical enhancement of flux creep in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ epitaxial films. — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 62, p. 3093—3096.
9. **Fisher M.P.A.** Vortex-glass superconductivity: a possible new phase in bulk high- T_c oxides. — *Phys. Rev. Lett.*, 1989, vol. 61, № 12, p. 1415—1418.
10. **Zeldov E., Amer M.N., Koren G., Gupta A.** Flux creep in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ epitaxial films. — *Appl. Phys. Lett.*, 1990, vol. 56, № 17, p. 1700—1702.
11. **Nattermann T.** Scaling approach to pinning: charge density waves and giant flux creep in superconductors. — *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, № 20, p. 2454—2457.
12. **Fisher D.S., Fisher M.P.A., Huse D.A.** Thermal fluctuations, quenched disorder, phase transitions, and transport in type-II superconductors. — *Phys. Rev.*, 1991, vol. B43, № 1, p. 130—159.
13. **Романовский В.Р.** Автоволновая динамика магнитного потока в неидеальных сверхпроводниках второго рода с различными типами вольт-амперных характеристик. — *Журнал технической физики*, 2000, т. 70, вып. 12, с. 47—57.
14. **Polak M., Hlasnik I., Krempasky L.** Voltage-current characteristics of Nb—Ti and Nb₃Sn superconductors in flux creep region. — *Cryogenics*, 1973, vol. 13, № 12, p. 702—711.



Владимир Рэманович Романовский, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
mosrem@rambler.ru

Статья поступила в редакцию 17 декабря 2021 г.
После доработки 20 декабря 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 60—66.

УДК 533.9.03; 535.417

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА НА ОСНОВЕ CO₂-ЛАЗЕРА ДЛЯ УПРАВЛЕНИЯ ПЛОТНОСТЬЮ ПЛАЗМЫ

С.В. Иваненко, К.А. Гринемайер, Е.А. Пурьга, А.Н. Квашнин, П.А. Багрянский

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

В статье рассматривается измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера, позволяющий проводить измерения интегральной плотности плазмы с разрешением $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с временной дискретностью 4 мкс. Такие характеристики прибора позволяют использовать результаты его измерений в контурах обратной связи для управления плотностью плазмы. Основными элементами измерительного модуля являются кристаллы аналого-цифровых преобразователей (АЦП) и узел цифровой потоковой обработки данных, построенный на базе программируемой пользователем вентильной матрицы (FPGA — field-programmable gate array). Реализованный в цифровом узле алгоритм вычисления плотности плазмы основан на гармоническом анализе сигналов интерферометра и является устойчивым к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции. Рассматриваемый измерительный модуль является прототипом системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия).

Ключевые слова: интерферометрия, дисперсионный интерферометр, управление плотностью плазмы, цифровая обработка сигналов, фазометр, FPGA.

MEASURING MODULE OF DISPERSION INTERFEROMETER BASED ON CO₂ LASER FOR PLASMA DENSITY CONTROL

S.V. Ivanenko, K.A. Grinemayer, E.A. Puryga, A.N. Kvashnin, P.A. Bagryansky

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

The article discusses the measuring module of the dispersion interferometer based on CO₂ laser. This module provides measuring of integral plasma density with resolution of $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ every 4 μs . Such characteristics of the device allow using the results of its measurements in the feedback loops to control the plasma density. The main elements of the measuring module are analog-to-digital converters (ADC) and the digital data processing unit based on the field programmable gate array (FPGA). The algorithm for plasma density calculating is implemented in the digital unit. This algorithm bases on harmonic analysis of interferometer signals and is resistant to noise and changes of modulation depth. The measuring module is the prototype of the data acquisition and automatic control system of plasma density at the Globus-M2 facility (St. Petersburg, Russia).

Key words: interferometry, dispersion interferometer, plasma density control, digital signal processing, phasemeter, FPGA.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-67-78

ВВЕДЕНИЕ

Интерферометрия является классическим методом диагностики плотности плазмы на современных термоядерных установках. Данный метод позволяет получить абсолютное значение интеграла электронной плотности плазмы вдоль линии наблюдения, поскольку измеряемая им разность фаз зависит только от плотности, характерного размера плазмы и мировых констант. Это свойство интерферометрии широко используется для калибровки других диагностик, для понимания общей картины поведения плазмы и, что особо важно, может использоваться для формирования сигналов обратной связи в современных системах динамической стабилизации плотности и положения плазменного шнура в магнитных ловушках. При этом сама возможность аппаратной реализации такого контроля за плотностью плазмы стала доступной во многом благодаря развитию микроэлектроники и появлению на рынке средств цифровой потоковой обработки данных, таких как программируемые пользователем вентильные матрицы (FPGA). Наличие в используемой аппаратуре регистрации цифрового ядра, построенного на базе FPGA, позволяет полностью перенести процесс вычислений плотности плазмы непосредственно в сами модули регистрации. При этом формирование результатов будет происходить в режиме реального времени. Именно этот факт и позволяет использовать полученные результаты в контурах обратной связи и создать систему для автоматического контроля за плотностью плазмы.

Особенностями используемого в работе дисперсионного интерферометра (ДИ) на основе CO₂-лазера с искусственной фазовой модуляцией зондирующего излучения [1] являются его компактность и слабая

чувствительность к вибрациям оптических элементов. В схеме ДИ (рис. 1) используется разделение зондирующих лучей по длине волны за счёт частичного преобразования исходного излучения первой гармоники во вторую, принцип измерения основан на анализе сдвига фаз между этими лучами в плазме. Благодаря выбору оптимальной для современных плазменных установок длины волны зондирующего излучения (5 мкм и 10 мкм) на работу данного интерферометра практически не оказывают влияния явления рефракции и вращения плоскости поляризации в магнитном поле.

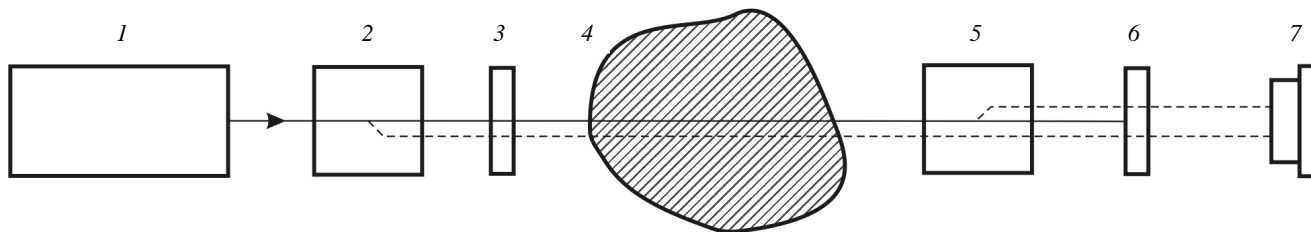


Рис. 1. Схема ДИ с входящей в его состав электрооптической ячейкой: 1 — CO₂-лазер; 2 и 5 — удвоители частоты; 3 — электрооптическая ячейка; 4 — плазма; 6 — фильтр; 7 — фотоприёмник

Подобные интерферометры используются на установках ГДЛ (г. Новосибирск, Россия) [1], W-7X (г. Грейфсвальд, Германия) [2], LHD (г. Токи, Япония) [3], а также ранее использовался на установке TEXTOR (г. Юлих, Германия) [4]. Для регистрации сигналов и вычисления плотности плазмы в данных интерферометрах использовались различные методики и были созданы специальные измерительные приборы. В частности, на установке TEXTOR был создан измерительный комплекс, который позволял не только производить измерения интегральной плотности плазмы в режиме реального времени, но и управлять плотностью плазмы и вертикальным положением плазменного тороида [5, 6]. Несмотря на успешную реализацию, описанная в [6] методика вычисления плотности плазмы была неустойчивой к наложенному на сигнал шуму и изменениям глубины модуляции. Все это заставляло проводить громоздкие калибровочные процедуры перед вычислением каждого нового значения плотности плазмы. В последние годы основным подходом к решению задачи вычисления плотности плазмы стала работа с сигналом интерферометра в частотной области, а не во временной [7]. Это позволило значительно снизить восприимчивость результатов к шуму и избавиться от проведения громоздких калибровочных процедур.

В данной работе описан измерительный модуль ДИ, который является прототипом системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия) [8]. В его основе лежит описанный в [6] измерительный комплекс ДИ для установок TEXTOR и ГДЛ. За счёт использования принципиально новых алгоритмов вычисления плотности плазмы, основанных на гармоническом анализе, удалось не только повысить точность измерений в присутствии шумов и избавиться от калибровочных процедур, но и обеспечить устойчивость к изменениям глубины модуляции сигнала интерферометра.

АЛГОРИТМ ИЗВЛЕЧЕНИЯ ФАЗЫ

В классической схеме ДИ сигнал фотоприёмника имеет вид [9]

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(\Delta\varphi), \quad (1)$$

где I_1, I_2 — интенсивности зондирующей и опорной волн; $\Delta\varphi$ — разность их фаз, пропорциональная интегральной плотности плазмы $\int n_e dl$ и связанная с ней выражением

$$\Delta\varphi = \frac{3}{2} \frac{e^2}{mc^2} \lambda \int_0^L n_e dl. \quad (2)$$

В данном соотношении роль масштабных коэффициентов выполняют заряд электрона e , масса электрона m , скорость света c , длина волны зондирующего излучения λ . Для увеличения чувствительности интерферометра в его схему была добавлена электрооптическая (ЭО) ячейка. Она под воздействием приложенного напряжения синусоидальной формы искусственно изменяет набег фазы проходящего че-

рез неё излучения. В результате в аргументе функции, описывающей выходной сигнал ДИ, появляется осциллирующая компонента:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \sin(M \sin(\Omega t) + \Delta\varphi). \quad (3)$$

При её амплитуде M в π и более радиан выходной сигнал изменяется от максимума до минимума независимо от набега фазы $\Delta\varphi$, обусловленного плазмой.

Существует несколько способов для аппаратного извлечения набега фаз $\Delta\varphi$. В частности, в [6] использовался алгоритм, работающий с сигналами фотоприёмника и модулятора в амплитудно-временной области. В предположении, что интенсивности зондирующей и опорной волн I_1 и I_2 фиксированы на периоде модуляции, из сигнала фотоприёмника исключалась постоянная составляющая и выполнялась нормировка его переменного компонента на единицу. В этом случае величина текущего набега фазы в точках равенства нулю аргумента синусоидальной функции, соответствующих точкам максимальной чувствительности интерферометра, оказывается прямо пропорциональной текущему значению амплитуды модулирующего сигнала:

$$\Delta\varphi = |M \sin(\Omega t)|. \quad (4)$$

Несмотря на простоту реализации, данному методу был присущ ряд недостатков. В первую очередь это сильная зависимость результатов измерений от наложенного на сигнал шума. К основным источникам шума, оказывающим влияние на амплитуду сигнала фотоприёмника, относятся:

- нестабильность выходной мощности лазера;
- нестабильность температуры и ориентации нелинейного кристалла;
- нестабильность суммарного пропускания оптической трассы с учётом запыления поверхности зеркал, обращённых к плазме, и других эффектов;
- крупномасштабные поперечные смещения лучей, сравнимые с апертурами детектора и других лимитирующих оптических элементов.

Подобные явления могут происходить вследствие рефракции на резких градиентах плотности (например, при срывах плазмы в токамаке) либо при вибрациях большой амплитуды (также возникающих при срывах).

Кроме этого, непосредственно воздействующими на результаты измерений являются факторы, приводящие к изменению формы сигнала фотоприёмника:

- недостаточная или избыточная глубина модуляции зондирующего излучения;
- дополнительный набег фазы в ЭО-ячейке, возникающий вследствие температурной нестабильности, акустических резонансов или иных причин;
- наличие паразитной обратной связи между лазером и оптической системой интерферометра. Подобный эффект возникает из-за попадания отражённого от различных оптических элементов излучения в лазер, его усиления в лазере и последующей интерференции с основным излучением;
- скачок фазы при перестройке лазера на соседнюю линию генерации в группе.

Если проблемы флуктуаций амплитуды сигналов можно было решить добавлением в алгоритм обработки вспомогательных калибровочных процедур, то изменения глубины модулирующего сигнала в процессе работы установки учесть таким способом было невозможно. В результате всё это приводило к ошибкам в измерениях набега фазы и соответственно плотности плазмы. Поэтому при разработке прототипа системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 было принято решение перейти из амплитудно-временной области к амплитудно-частотной. За основу был взят алгоритм, описанный в [7].

После преобразования в напряжение на фотодетекторе сигнал интенсивности (3) имеет вид

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \cos[M \sin(\Omega t) + \Delta\varphi]. \quad (5)$$

Тригонометрическое разложение косинуса даёт

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \{ \cos(\Delta\varphi) \cos[M \sin(\Omega t)] - \sin(\Delta\varphi) \sin[M \sin(\Omega t)] \}. \quad (6)$$

Воспользуемся тождествами

$$\cos[M \sin(\Omega t)] = J_0(M) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(M) \cos[(2n)\Omega t]; \quad (7)$$

$$\sin[M \sin(\Omega t)] = 2 \sum_{m=1}^{\infty} J_{2m-1}(M) \sin[(2m-1)\Omega t], \quad (8)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя первого рода порядка n . Подстановка (7) и (8) в (6) приводит к разложению сигнала по гармоникам:

$$\begin{aligned} V(t) = & [V_{DC} + V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_0(M)] - 2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t) + \\ & + 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t) - 2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) \sum_{m=2}^{\infty} J_{2m-1}(M) \sin[(2m-1)\Omega t] + \\ & + 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) \sum_{n=2}^{\infty} J_{2n}(M) \cos[(2n)\Omega t]. \end{aligned} \quad (9)$$

Обратим внимание на первую и вторую гармоники $V(t)$:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{2\Omega}(t) = 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t).$$

Эти две частотные составляющие содержат в себе достаточно информации для того, чтобы однозначно определить $\Delta\varphi$. Взяв отношение их амплитуд, можно исключить зависимость от V_{AC} :

$$\frac{J_2(M) V_{\Omega}(t)}{J_1(M) V_{2\Omega}(t)} = \frac{|\sin(\Delta\varphi)|}{|\cos(\Delta\varphi)|} = |\operatorname{tg}(\Delta\varphi)|. \quad (10)$$

Таким образом, получаем, что разность фаз $\Delta\varphi$ зависит только от амплитуд первой и второй гармоник сигнала фотоприёмника и амплитуды модулирующего сигнала. Используя функцию арктангенса, можно восстановить $\Delta\varphi$ в интервале $[0, \pi/2]$.

Учёт изменений глубины модуляции. Выражение для определения разности фаз (10) содержит в себе два неизвестных отношения $\left| \frac{J_2(M)}{J_1(M)} \right|$ и $\left| \frac{V_{\Omega}(t)}{V_{2\Omega}(t)} \right|$. Необходимость расчёта отношения $\frac{J_2(M)}{J_1(M)}$ (а не принятие его за константу) обусловлена тем, что глубина модуляции M , как уже было сказано, не является постоянной величиной и может меняться из-за влияния температуры на коэффициент модуляции кристалла GaAs, используемого в ЭО-ячейке. В используемом ДИ значение глубины модуляции находится в диапазоне от $\pi/2$ до π и определяется напряжением на ЭО-ячейке.

Согласно (9) имеем следующие выражения для первой и третьей гармоник:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{3\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_3(M) \sin(3\Omega t).$$

Взяв отношение их амплитуд, можно определить текущую глубину модуляции, используя заранее сформированную таблицу значений M в зависимости от $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$:

$$\left| \frac{V_{\Omega}(t)}{V_{3\Omega}(t)} \right| = \left| \frac{J_1(M)}{J_3(M)} \right|. \quad (11)$$

А затем вычислить необходимое для (10) соотношение $\frac{J_2(M)}{J_1(M)}$.

Таким образом, вычисление глубины модуляции на каждом периоде модулирующего сигнала и её учёт при расчёте текущего значения фазы $\Delta\varphi$ позволяют избавиться от дополнительного источника погрешности и существенно повысить точность измерений.

Расширение диапазона измерений фазы. Выражение (10) позволяет определить фазу $\Delta\varphi$ лишь в диапазоне от 0 до $\pi/2$. Для расширения этого диапазона необходима дополнительная информация, в качестве которой можно использовать знаки первых двух гармоник сигнала фотодетектора:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\Delta\varphi) J_1(M) \sin(\Omega t);$$

$$V_{2\Omega}(t) = 2V_{AC} \cos(\Delta\varphi) J_2(M) \cos(2\Omega t).$$

Вследствие того, что функции Бесселя J_1 и J_2 положительны в области $\pi \pm \pi/6$, на знак влияют лишь функции косинуса и синуса фазы. Положение четверти фазы в зависимости от знаков гармоник представлено в таблице.

Определение четверти для набега фазы по знакам гармоник

Гармоника	$V_{2\Omega} +$	$V_{2\Omega} -$
$V_{\Omega} +$	I	II
$V_{\Omega} -$	IV	III

При большой плотности плазмы набег фазы может превосходить 360°. Из-за периодичности косинуса (выражение (6)) на этом рубеже происходит перескок фазы, что приводит к потере информации о полном набеге фазы. Данная особенность накладывает ограничение на скорость изменения фазы: за один период модуляции (4 мкс) не более 90°. Это соответствует изменению средней линейной плотности на $\approx 4 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, что, в свою очередь, соответствует изменению плотности плазмы на $4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ за 4 мкс на характерной длине 1 м. Это в несколько раз больше тех изменений плотности, которые наблюдаются на современных плазменных установках при нормальных условиях [10]. При необходимости это ограничение может быть преодолено с помощью использования более коротковолнового лазера или более высокой частоты модуляции.

ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ МОДУЛЬ ДИСПЕРСИОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА

Для реализации описанного алгоритма был разработан специальный измерительный модуль (фазометр) (рис. 2). На вход фазометра подаются сигналы фотоприёмника и модулятора ЭО-ячейки с частотой 250 кГц. Эти сигналы оцифровываются 14-разрядными АЦП (AD9255) с частотой дискретизации 64 МГц. С выходов АЦП последовательность цифровых отсчётов передаётся узлу цифровой обработки данных, построенному на базе FPGA Cyclone 3 фирмы Intel. Данный узел отвечает за реализацию алго-

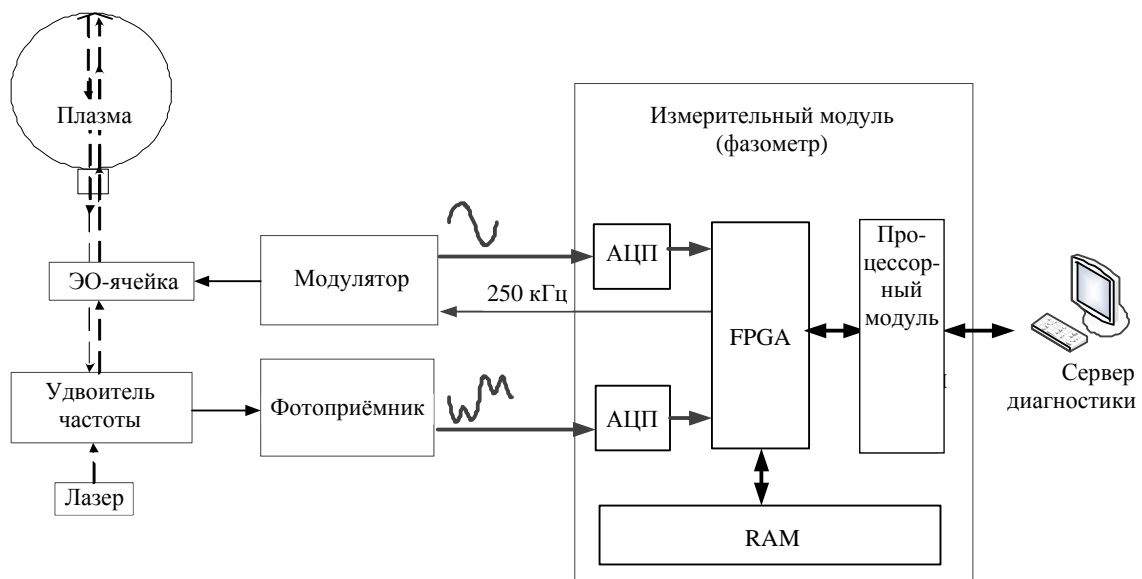


Рис. 2. Измерительный модуль в составе дисперсионного интерферометра

ритма извлечения набега фазы, формирование опорной частоты (250 кГц) для модулятора ЭО-ячейки, запись в память (RAM) и дальнейшую передачу результатов измерений процессорному модулю Colibri iMX6, выполненному на базе ARM-процессора и работающему под управлением операционной системы Linux. Процессорный модуль ответственен за организацию передачи данных по каналу Ethernet диагностическому серверу и за приём от сервера управляющих команд, таких как выбор режима работы, выбор программного или внешнего запуска и пр.

Фазометр поддерживает два режима работы: измерительный и осциллографический. В измерительном режиме происходит обработка сигналов и вычисление интегральной плотности плазмы в режиме реального времени с последующей записью результатов измерений в RAM (максимальная длительность цикла регистрации составляет 8 с). В осциллографическом режиме в RAM записываются отсчёты с обоих АЦП, а полученные значения плотности сохраняются во внутреннюю память FPGA (максимальная длительность цикла регистрации в этом режиме составляет 30 мс). Осциллографический режим используется преимущественно для отладки прибора и алгоритмов обработки.

Узел цифровой обработки. Выбор FPGA в качестве основы для построения цифрового узла обусловлен высокими параллельновычислительными способностями матриц, что необходимо для приёма потока данных с двух АЦП на скорости 256 Мб/с с их одновременной обработкой в режиме реального времени. Описанный в предыдущем разделе алгоритм извлечения набега фазы был перенесён на язык описания аппаратуры Verilog [11] и реализован в цифровом узле фазометра.

Рассмотрим некоторые особенности данной реализации. Согласно (10) для восстановления набега фазы $\Delta\phi$ нужно рассчитать отношение $\frac{V_{\Omega}(t)}{V_{2\Omega}(t)}$, умножить его на значение J_2/J_1 и вычислить арктангенс.

Однако деление $|V_{\Omega}(t)|$ на $|V_{2\Omega}(t)|$ снижает точность конечного результата приблизительно в 2 раза (в том случае, когда количество разрядов частного совпадает с количеством разрядов делимого и делителя). Поэтому преобразуем выражение (10) в

$$\frac{J_1(M)}{J_2(M)} V_{2\Omega}(t) = V_{\Omega}(t) |\operatorname{ctg}(\Delta\phi)|. \quad (12)$$

Отношение $\frac{J_1(M)}{J_2(M)}$ можно найти через $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$, как было показано. Вместо того чтобы заводить отдельную память со значениями $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$ для нахождения глубины модуляции M , можно использовать значения $\frac{J_1(M)}{J_3(M)}$ в качестве адреса памяти, содержащей отношения $\frac{J_1(M)}{J_2(M)}$. Графики всех четырёх отношений в зависимости от глубины модуляции M показаны на рис. 3.

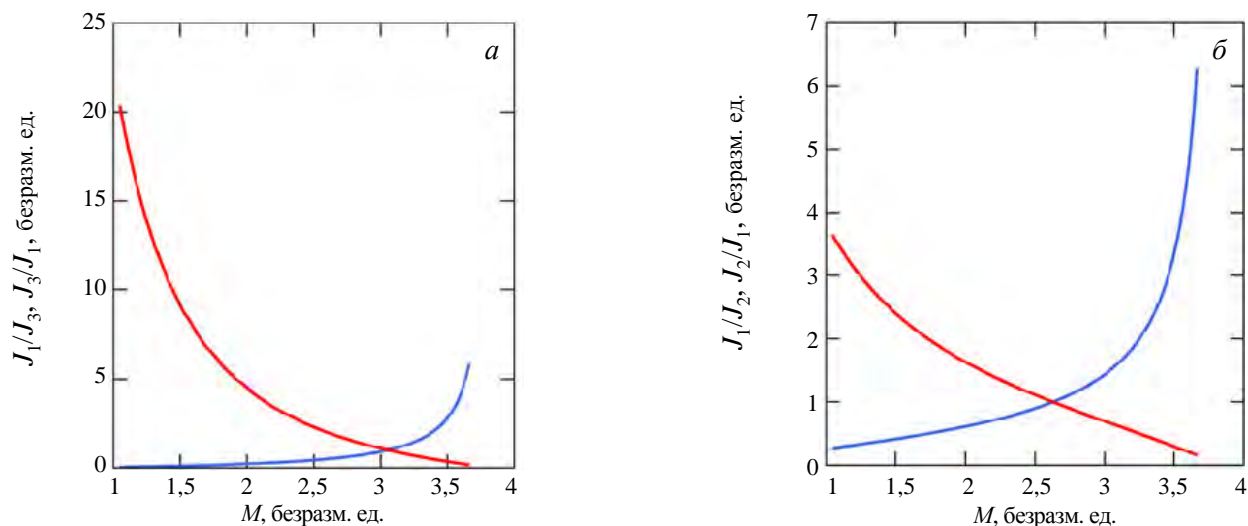


Рис. 3. Отношения J_1/J_3 (—) и J_3/J_1 (—) в зависимости от глубины модуляции M (а); отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от глубины модуляции M (б)

Предпочтительной является ситуация, когда в памяти хранится линейная функция. В этом случае требуется минимальное количество значащих разрядов в ячейке памяти для того, чтобы разным значениям адреса соответствовали разные значения функции. На рис. 4. показаны четыре возможных варианта индексации памяти. Наиболее линейными оказываются зависимости J_1/J_2 от J_1/J_3 и J_2/J_1 от J_3/J_1 . Для подстановки в выражение (12) зависимость J_1/J_2 от J_1/J_3 является более предпочтительной.

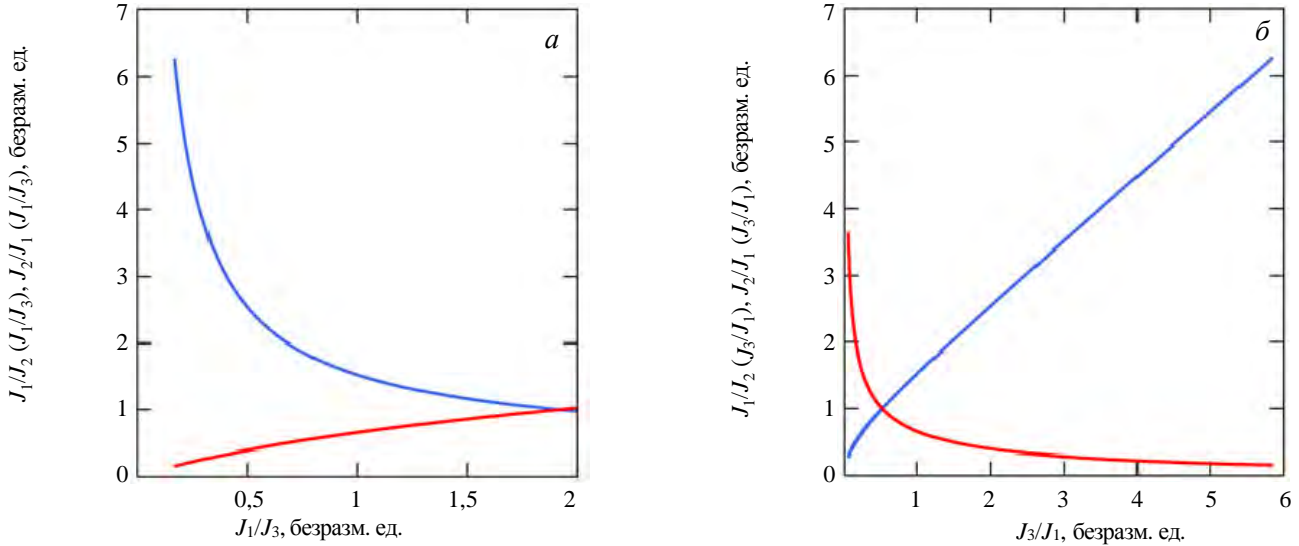


Рис. 4. Отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от J_1/J_3 (а); отношения J_1/J_2 (—) и J_2/J_1 (—) в зависимости от J_3/J_1 (б)

Рассчитав левую часть выражения (12), мы находим $|V_{\Omega} \operatorname{ctg}(\Delta\varphi)|$. Для того чтобы найти $\Delta\varphi$, мысленно сконструируем вектор с координатами $(|V_{\Omega} \cot(\Delta\varphi)|, |V_{\Omega}|)$ (рис. 5, сплошная синяя линия). Полученный вектор лежит под углом $\Delta\varphi$ к оси x . Найти этот угол можно используя популярный в цифровой электронике итерационный алгоритм с названием CORDIC (COordinate Rotation DIgital Computer), который позволяет преобразовать декартовы координаты вектора в полярные, т.е. вычислить амплитуду вектора и угол между ним и осью координат. В самом начале вектор по необходимости отражают так, чтобы он лежал в I или IV четверти. Затем вектор последовательно поворачивают либо в положительном, либо в отрицательном направлении в зависимости от знака y . Угол поворота уменьшается приблизительно в 2 раза на каждой итерации (см. рис. 5). Когда достигнута необходимая точность, алгоритм останавливают. Получившаяся новая координата x есть амплитуда вектора, а $\Delta\varphi$ — его угол. Математически это выражается в следующих соотношениях:

$$\begin{aligned}
 x_{i+1} &= x_i - \sigma y_i \Delta 2^{-i}; \\
 y_{i+1} &= \sigma x_i 2^{-i} + y_i; \\
 \Delta\varphi_{i+1} &= \Delta\varphi_i - \sigma \gamma_i; \\
 \gamma_i &= \arctg(2^{-i}); \\
 \sigma &= \begin{cases} 1, & \text{если } y_i < 0, \\ -1, & \text{если } y_i > 0. \end{cases}
 \end{aligned}$$

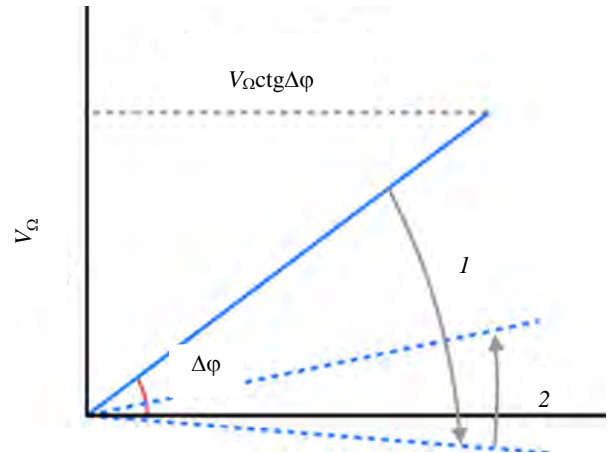


Рис. 5. Использование алгоритма CORDIC для определения угла $\Delta\varphi$: 1, 2 — порядковый номер итерации поворота вектора с изначальными координатами $(|V_{\Omega} \cot(\Delta\varphi)|, |V_{\Omega}|)$, стрелки — направление поворота этого вектора

Преимуществом этого алгоритма является то, что в нём используются лишь операции сложения и сдвига, что позволяет реализовать его на платформах, не поддерживающих операции с плавающей точкой (к которым относится большинство бюджетных FPGA).

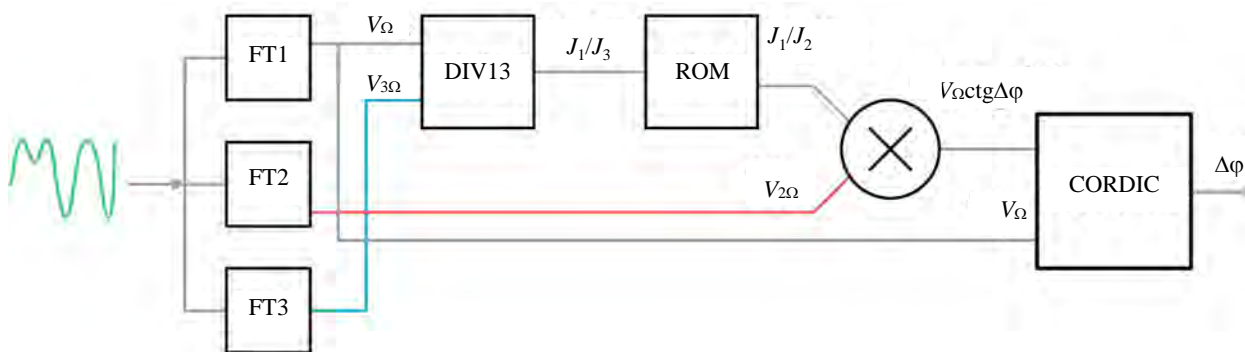


Рис. 6. Блок-схема алгоритма извлечения фазы в FPGA

На рис. 6 показана блок-схема реализации описанных процедур на базе FPGA:

- на периоде сигнала модуляции из отсчетов АЦП рассчитываются амплитуды первых трёх гармоник сигнала фотодетектора (V_{Ω} , $V_{2\Omega}$, $V_{3\Omega}$) с помощью модулей FT1, FT2, FT3;
- в модуле DIV13 производится деление амплитуды первой гармоники на третью ($V_{\Omega}/V_{3\Omega}$);
- на основе полученного отношения определяется глубина модуляции M , которая используется для выбора подходящего значения отношения J_1/J_2 из заранее сформированной таблицы, хранящейся в памяти матрицы ПЗУ (ROM);
- амплитуда второй гармоники и выбранное из ПЗУ отношение J_1/J_2 поступают на вход умножителя, который вычисляет значение котангенса фазы $\Delta\phi$ (с множителем V_{Ω});
- вычисляется набег фазы $\Delta\phi$ с помощью алгоритма CORDIC.

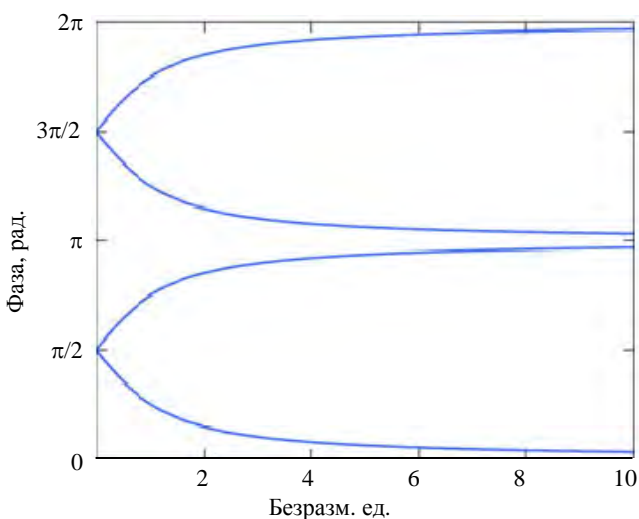


Рис. 7. Графики модуля арктангенса

После выполнения всех указанных процедур необходимо определить четверть, в которой находится $\Delta\phi$. Так как в выражение (12) входит не функция котангенса, а её модуль, то соответствующий арктангенс выглядит как на рис. 7. Видно, что в диапазоне от 0 до 2π содержатся четыре одинаковые ветви, отличающиеся вертикальным смещением и знаком. При вычислении фазы с помощью изложенного ранее алгоритма фаза определяется по нижней ветви. Если фаза, полученная по алгоритму, лежит в III четверти (по определению из таблицы), то к ней необходимо добавить 180° . При нахождении фазы во II или IV четверти необходимо сменить знак на минус и прибавить 180° или 360° соответственно.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ТЕСТОВЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Устойчивость алгоритма к шумам. В алгоритме, описанном в [6] и работающем в амплитудно-временной области, для вычисления набег фаз используется единственное значение амплитуды сигнала на периоде модуляции, а алгоритм, работающий в частотной области, использует все полученные значения амплитуд сигнала фотоприёмника на периоде. Количество таких значений определяется частотой дискретизации АЦП, используемых для оцифровки сигналов. В результате чем выше частота дискретизации, тем выше устойчивость рассматриваемого алгоритма к шумам.

Это утверждение базируется на следующем. В процессе преобразования Фурье каждое значение сигнала имеет шумовую составляющую, которая представляет из себя некоторую случайную величину с

параметрами распределения $\mu = 0$, $\sigma = \sigma_n$, где μ — математическое ожидание, σ — стандартное отклонение. Вследствие центральной предельной теоремы стандартное отклонение среднего значения шума в гармонике составляет $\sigma_n/\sqrt{2N}$, где N — количество значений (в нашем случае при частоте дискретизации АЦП 64 МГц $N = 256$). Наличие двойки объясняется тем, что в преобразование Фурье каждая случайная величина входит с различным весом, пропорциональным некоторому значению синуса.

Для проверки этого утверждения была проведена симуляция с использованием зашумлённых сигналов. Наложённый шум моделировался распределением Гаусса с математическим ожиданием 0 и стандартным отклонением, равным 1, 2, 4% от полной шкалы АЦП.

Графики отклонения набега фазы от ожидаемого значения в диапазоне изменения от 0 до 90° показаны на рис. 8. Средние квадратичные отклонения составляют 0,11°, 0,23°, 0,46° для шумов с амплитудами 1, 2, 4% соответственно. Как видно, алгоритм действительно ведёт себя очень устойчиво, что подтверждается отсутствием скачков в изменении значений набега фазы. Среднее квадратичное отклонение результата связано линейно с амплитудой наложенного шума. Более того, за счёт усреднения шума по всем точкам периода его эффективное значение уменьшается на порядок. Таким образом, при относительной амплитуде шума исходного сигнала 1% относительная погрешность в определении фазы составляет лишь 0,1%.

Тестовые испытания измерительного модуля. Чтобы оценить уровень собственных шумов фазометра, были проведены измерения в осциллографическом режиме работы прибора, в отсутствие сигнала на входе. На рис. 9, а показана полученная осциллограмма шума, на рис. 9, б — соответствующая гистограмма амплитудного распределения шумовой компоненты. Её полуширина составляет 2,2 единицы младшего разряда АЦП, что соответствует уровню 0,01% от полной шкалы 14-разрядного АЦП (полная шкала АЦП соответствует уровню сигнала –2 В). По предыдущим расчётам видно, что такой уровень собственных шумов фазометра никак не влияет на результаты измерений фазы $\Delta\varphi$.

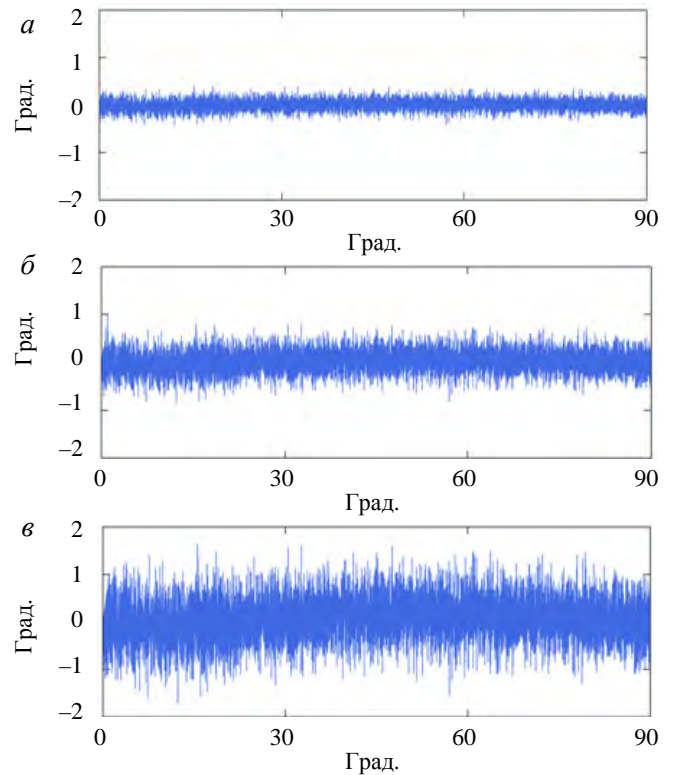


Рис. 8. Отклонение фазы от ожидаемого значения в диапазоне изменения фазы от 0 до 90° для амплитуд шума, равных 1 (а), 2 (б), 4% (в) от шкалы АЦП

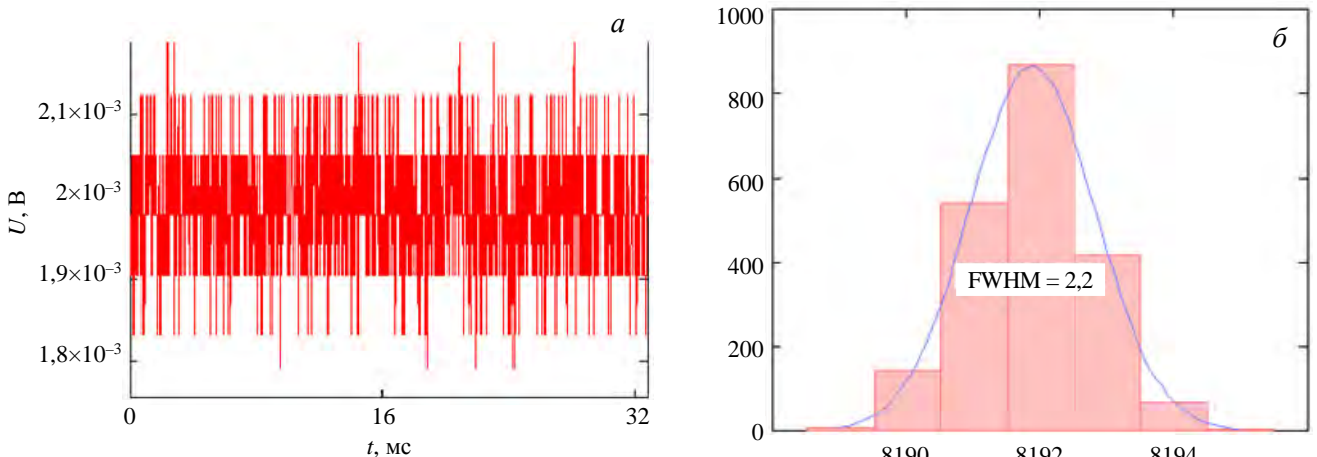


Рис. 9. Осциллограмма выходного сигнала в отсутствие сигнала на входе (а); амплитудное распределение шумовой компоненты (по горизонтальной оси — код АЦП, по вертикальной оси — количество проявлений кода АЦП, FWHM — полуширина) (б)

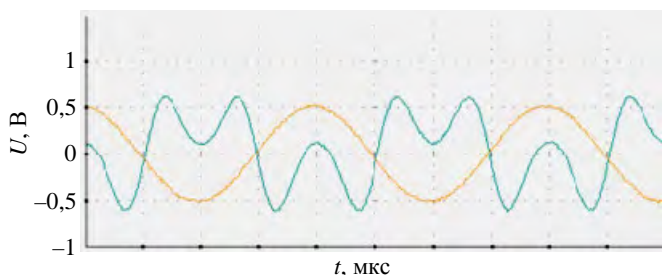


Рис. 10. Выходные сигналы внешнего генератора (изображение с осциллографа: одна клетка по горизонтали = 1 мкс): — имитация сигнала фотоприёмника; — имитация сигнала модулятора

Для проверки работы измерительного модуля на него подавался сигнал формы (5), имитирующий сигнал фотоприёмника, с помощью генератора сигналов произвольной формы (голубой контур на рис. 10). Этот сигнал модулировался линейно с нарастанием или убыванием фазы на каждом периоде. Также на вход измерительного модуля подавался сигнал формы $M\sin(\Omega t)$, имитирующий сигнал модулятора (золотой контур на рис. 10).

На рис. 11 показаны результаты проверки работоспособности алгоритма при линейном изме-

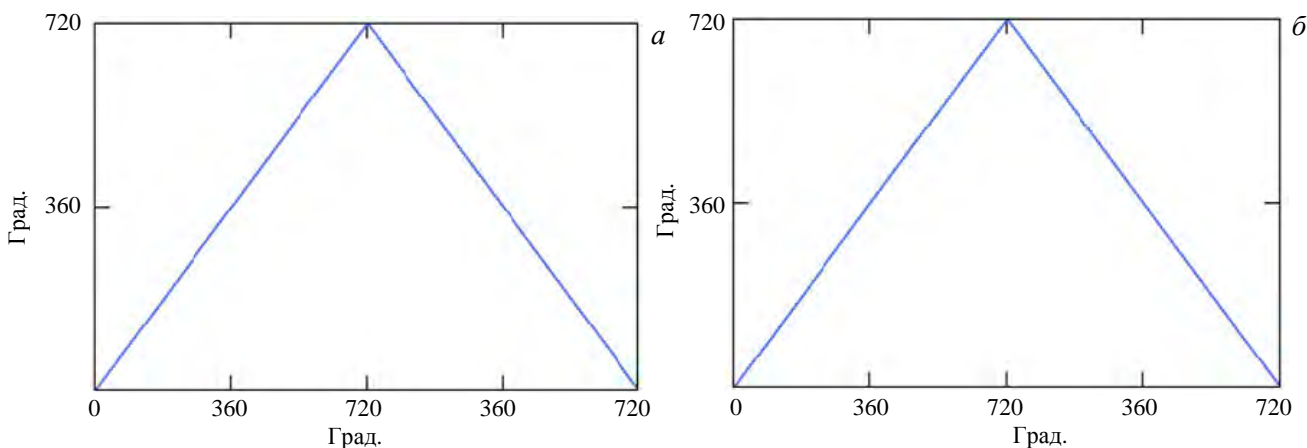


Рис. 11. Результаты проверки работы алгоритма при линейном изменении набега фазы от 0 до 720° и обратно с шагом 5°: по горизонтальной оси отложен заданный набег фазы; по вертикальной оси — набег фазы, измеренный фазометром. Глубина модуляции входного сигнала $\pi/2$ (а), π радиан (б)

нении набега фазы $\Delta\varphi$ от 0 до 720° с шагом 5°. По горизонтали отложены заданные значения набега фазы, по вертикали — результаты измерений фазометра. Для проверки независимости работы фазометра от изменений глубины модуляции в диапазоне от $\pi/2$ до π на вход фазометра подавались сигналы с глубиной модуляции π (б) и $\pi/2$ (а). Видно, что результаты получились идентичными, что доказывает устойчивость алгоритма к изменениям глубины модуляции в заданном диапазоне.

На рис. 12 показан выходной сигнал фазометра при линейном изменении набега фазы $\Delta\varphi$ с шагом 0,01°, соответствующий линейной плотности плазмы $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, в диапазоне 0,1°. По горизонтали находятся заданные значения фазы, по вертикали — измеренные.

Фотографии готового измерительного модуля ДИ показаны на рис. 13.

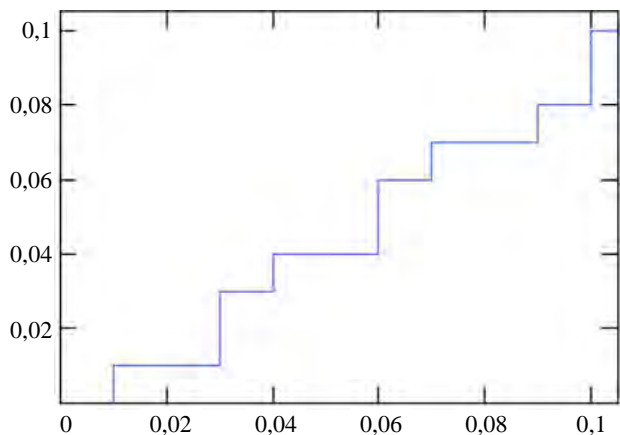


Рис. 12. Оценка разрешающей способности фазометра при линейном изменении набега фазы в диапазоне от 0 до 0,1° с шагом 0,01°: по горизонтальной оси отложен заданный набег фазы; по вертикальной оси — набег фазы, измеренный фазометром



Рис. 13. Фотографии измерительного модуля дисперсионного интерферометра

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создан измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера, позволяющего восстанавливать линейную плотность плазмы с временной дискретностью 4 мкс/отсчёт и разрешением $4 \cdot 10^{11}$ см⁻². Реализованный в цифровом узле алгоритм вычисления плотности плазмы основан на гармоническом анализе сигналов интерферометра и является устойчивым к воздействию шумов и изменениям глубины модуляции. Такие характеристики прибора позволяют использовать результаты его измерений в контурах обратной связи для управления плотностью плазмы, в частности, для системы регистрации и автоматического контроля за плотностью плазмы на установке Глобус-М2 (г. С.-Петербург, Россия).

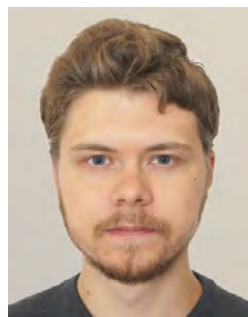
Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-79-20201.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соломахин А.Л., Багрянский П.А., Воскобойников Р.В., Зубарев П.В., Квашнин А.Н., Лизунов А.А., Максимов В.В., Хильченко А.Д. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂-лазера. — Приборы и техника эксперимента, 2005, № 5, с. 96—106.
2. Bozhenkov S., Fuchert G., Niemann H., Beurskens M., Feng Y., Ford O., Geiger J., Hirsch M., Hoefel U., Jakubowski M., Knauer J., Kornejew P., Langenberg A., Laqua H., Maassberg H., Marushchenko N., Moseev D., Pablant N., Pasch E., Rahbarnia K., Stange T., Svensson J., Trimino Mora H., Valson P., Wurden G., Zhang D., Wolf R. Power balance analysis of Wendelstein 7-X Plasmas using profile diagnostics. — In: 43rd EPS Conf. on Plasma Physics, 2016, vol. 40A, O2.106.
3. Akiyama T., Yasuhara R., Kawahata K., Nakayama K., Okajima S., Urabe K., Terashima K., Shirai N. Development of dispersion interferometer for magnetic confinement plasmas and high-pressure plasmas. — J. of Instrumentation, 2015, vol. 10, P09022.
4. Dreier H., Bagryansky P., Baumgarten N., Biel W., Lambertz H.T., Lehnen M., Lizunov A., Solomakhin A. First results from the modular multi-channel dispersion interferometer at the TEXTOR tokamak. — Review of Scientific Instruments, 2011, vol. 82, p. 063509.
5. Lizunov A., Bagryansky P., Khilchenko A., Kovalenko Yu.V., Solomakhin A., Biel W., Lambertz H.T., Krasikov Yu., Mitri M., Schweer B., Dreier H. Development of a multichannel dispersion interferometer at TEXTOR. — Review of Scientific Instruments, 2008, vol. 79, p. 10E708.
6. Хильченко А.Д., Квашнин А.Н., Иваненко С.В., Зубарев П.В., Моисеев Д.В., Коваленко Ю.В. Измерительный комплекс дисперсионного интерферометра на основе CO₂-лазера. — Приборы и техника эксперимента, 2009, № 3, с. 78—90.
7. Tayag Tristan J., Watson R. Collins. Digital Demodulation of Interferometric Signals, Modern Metrology Concerns. — InTech, 2012, p. 317—332.
8. Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V., Varfolomeev V.I., Bakharev N.N., Belyakov V.A., Bondarchuk E.N., Brunkov P.N., Chernyshev F.V., Davydenko V.I. et. al. Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction. — Nuclear Fusion, 2017, vol. 57, № 6.
9. Соломахин А.Л. Дисперсионный интерферометр на основе CO₂-лазера. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. 01.04.08. Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 2006. 147 с.
10. Zaveryayev V. et. al. Plasma diagnostics. — In: Fusion Physics. — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2012, p. 360—534.
11. IEEE Standard for Verilog Hardware Description Language, IEEE, 2006.



Светлана Владимировна Иваненко, с.н.с., к. техн. н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия
ivanenko.sveta@gmail.com



Константин Андреевич Гринмайер, аспирант; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Екатерина Александровна Пурыга, с.н.с., к. техн. н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Андрей Николаевич Квашнин, с.н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия



Петр Андреевич Багрянский, заместитель директора по научной работе, д.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева 11, Россия

Статья поступила в редакцию 24 ноября 2021 г.

После доработки 19 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 67—78.

УДК 543.2:543.34

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ ИССЛЕДОВАНИЯ СОСТАВА ЛИТИЙСОДЕРЖАЩИХ ПЛЁНОК НА ДИАГНОСТИЧЕСКИХ МИШЕНЯХ В КАМЕРЕ ТОКАМАКА Т-11М

*Н.Т. Джигайло, С.И. Кравчук, В.Б. Лазарев, Н.П. Петрова**АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, Россия*

Современными методами анализа исследован налёт (смыв) с рабочей поверхности лимитера-коллектора лития, длительно экспонированного в разряде токамака Т-11М. Комбинация прямого кислотно-основного титрования (ПКОТ) с методом спектрального анализа позволила оценить причину завышения содержания лития, определяемого методом ПКОТ, как результат присутствия в смыве матричного эффекта — (оксо)гидроксидов переходных металлов, входящих в состав стали (в первую очередь — железа) и аммиака, который образуется при гидролизе нитрида лития и становится серьёзной причиной завышения результатов при определении лития методом ПКОТ. Регистрируемое в итоге по методу ПКОТ количество лития складывается из следующих составляющих: собственно количества лития, его кажущегося количества, обусловленного присутствием в смывных водах аммиака, а также кажущегося количества, обусловленного присутствием в смывных водах ржавчины ((оксо)гидроксида железа (III)) и других продуктов коррозии стали первой стенки токамака. Селективное определение аммиака осуществлялось колориметрическим методом и методом обратного титрования, тогда как многоэлементные методы спектрального анализа (ИСП-МС/АЭС) позволили отдельно оценить влияние коррозии первой стенки и привести данные по относительной скорости выноса из неё ряда элементов (самая высокая — у фосфора и серы, значительная — у вольфрама и меди). Таким образом, сравнение результатов ПКОТ и прямого определения количества осаждённого лития методом пламенного анализа с учётом роли аммиака может быть использовано как качественный показатель уровня эрозии первой стенки.

Ключевые слова: токамак, литиевые плёнки, диагностические мишени, спектральные методы определения содержания лития.

COMPARATIVE ANALYSIS OF THE RESULTS OBTAINED BY DIFFERENT METHODS OF STUDYING THE COMPOSITION OF LITHIUM-CONTAINING FILMS ON DIAGNOSTIC TARGETS IN THE TOKAMAK T-11M CHAMBER

*N.T. Djigailo, S.I. Kravchuk, V.B. Lazarev, N.P. Petrova**JSC «SRC RF TRINITI», Troitsk, Moscow, Russia*

After a prolonged exposure in the discharge of the longitudinal limiter of the tokamak T-11M, the scurf (outwash) from its working surface was examined using modern methods of analysis. The combination of the method of direct acid-base titration (DABT) with one of the spectral analysis methods allows to estimate the matrix effect of overstating the results obtained by the DABT-method due to the presence of ammonia and (oxy)hydroxides of transition metals, included in the composition of the steel (primarily, iron). Ammonia, which causes overstating the results of the determination of lithium by the DABT-method, is formed during the hydrolysis of lithium nitride. The amount of lithium recorded by the DABT-method consists of the following components: 1) the true amount of lithium; 2) the apparent amount of lithium due to the presence of ammonia in the flushing water (outwash); 3) the apparent amount of lithium due to the presence of rust (oxyhydroxide of iron(III)) and of other products of steel corrosion in the outwash. The selective determination of ammonia was carried out by both the colorimetric method and the back titration method, while the multi-element spectral analysis methods (ICP-MS/AES) allowed to separately assess the influence of the third factor and to provide data on the relative removal rate of a row of elements from the steel (the highest removal rate was registered for phosphorus and sulfur, and the significant one — for tungsten and copper). Only 0.26 mg of gallium and no indium were detected in the outwash, indicating successful constructive solution to the problem with inputting of the target, namely, the use of internal gasket seal based on the eutectic Ga-In alloy, the components of which do not fall into the tokamak plasma stream.

Key words: tokamak, lithium films, diagnostic targets, spectral methods for determining lithium amount.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-79-90

ВВЕДЕНИЕ

Одним из принципиальных препятствий, возникающих при создании стационарных и квазистационарных токамаков—реакторов УТС, является возрастающее в процессе плазменного разряда накопление внутри вакуумной камеры токамака продуктов эрозии её внутрикамерных элементов, так называемая «проблема пыли». При определённом уровне такого накопления она способна индуцировать пробой «плазма—стенка», инициируя тем самым срыв тока и обрыв разряда. Постепенное накопление продук-

тов эрозии внутрикамерных элементов неминуемо сопровождает работу любого электрического разряда в вакууме и тем более его крайнюю форму — плазменный разряд с температурами термоядерного уровня. Традиционным способом изучения состава «пыли» и динамики её накопления (так называемого «перепыления») является помещение в камеру токамаков образцов-свидетелей, которые извлекают из камеры после экспозиции в разряде и затем анализируют на предмет изучения величины и химического состава налёта, нанесённого на их поверхность в ходе экспозиции. Этот способ, однако, серьёзно усложняется, если изучаемый налёт может содержать вещества, активно реагирующие с компонентами воздуха (например, литий), что, как правило, трудно избежать при извлечении экспонированного образца из вакуумной камеры. Однако в настоящее время установлено, что именно литий представляется одним из наиболее перспективных материалов защитных покрытий внутрикамерных элементов. Литиевая защита первой стенки токамака от агрессивного взаимодействия с высокотемпературной водородной плазмой надёжно зарекомендовала себя в последние 25 лет. С её применением на токамаках TFTR (США) и EAST (КНР) связывают получение рекордных результатов 12 МВт ДТ-синтеза и 100-секундного импульса в условиях плазмы с термоядерными температурами. С её использованием в 2018 г. на отечественном токамаке Т-10 впервые за 40 лет его существования удалось получить режим разряда с практически чистой дейтериевой плазмой ($Z_{эф}(0) \approx 1$). Этот способ защиты внутрикамерных элементов токамака мог бы быть распространён на случай квазистационарного реактора УТС путём организации в зоне SOL (scrape of layer) контурзамкнутой квазистационарной циркуляции литиевых ионов. Для создания и изучения динамики подобной циркуляции лития необходимо иметь надёжный способ диагностики количества и состава литиевых «меток» — налётов и плёнок, нанесённых на поверхность образцов-свидетелей, расположенных в различных точках соответствующего контура литиевой циркуляции.

В настоящей статье приведён анализ различных методов диагностики литийсодержащих плёнок, нанесённых на поверхность типичного образца-свидетеля в условиях реального токамака. В описываемых опытах в качестве такого образца-свидетеля был выбран продольный лимитер-коллектор токамака Т-11М, а именно порошкообразный налёт (смыв) с его поверхности, экспонированной на протяжении двух лет работы (примерно 1000 импульсов) данного токамака. Помимо определения валового количества элементарного Li в литийсодержащем налёте, рассмотрена задача определения состава последнего, учитывая, что именно содержащийся в нём литий осуществлял защиту внутрикамерных элементов токамака и соответственно мог быть обогащён продуктами их эрозии. Кроме того, значительный интерес представляло определение химических форм содержавшегося в налёте лития и их соотношения(ий).

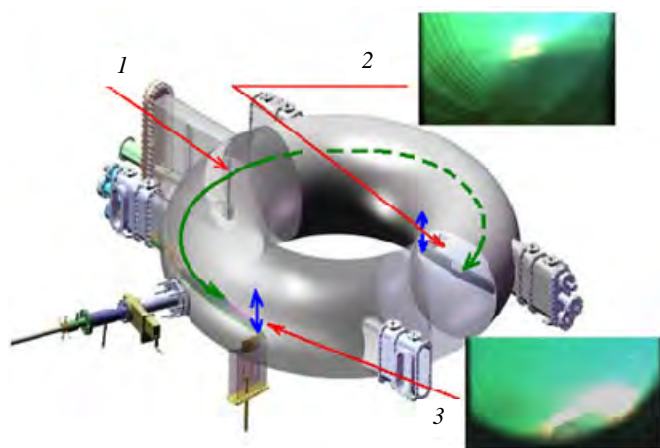


Рис. 1. Схема Т-11М с вертикальным эмиттером лития (1) и двумя «продольными» коллекторами: основным (2) и дополнительным (3)



Рис. 2. Продольный коллектор до его заливки литием

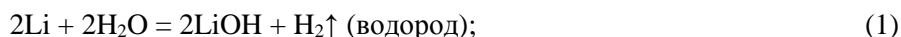
На рис. 1 показана принципиальная схема расположения лимитеров токамака Т-11М, использованных в опытах (эмиттера и коллекторов лития), в составе вертикального эмиттера и двух погружённых в его тень (SOL) продольных (под малым углом к тороидальному полю) коллекторов. В качестве тест-образца выбрали правый коллектор. Стрелки обозначают предполагаемые направления потоков литиевых ионов от эмиттера к коллекторам. Все лимитеры имеют стержневую (рельсовую) геометрию. Их поверхности, обращённые к плазме, покрыты капиллярной пористой структурой, созданной наложением нескольких слоёв сетки из нержавеющей стали с ячейкой около 30 мкм, за исключением центральной части длиной около 100 мм из вольфрамового войлока с диаметром проволоочной нити около 10 мкм. Общий вид продольного коллектора Т-11М до заполнения его капиллярной пористой структуры литием показан на рис. 2.

На рис. 3 (1) показан общий вид рабочей части продольного литиевого коллектора сразу после двухлетней экспозиции при температуре от 20 до 220 °С (стрелки — зона вольфрамового войлока). На рис. 3 (2) показан вид центральной части того же коллектора (вольфрамовый войлок) после экспозиции с увеличением примерно в 2,5 раза. Рис. 3 (3) представляет тот же участок продольного коллектора, но уже «отмытый» дистиллированной водой. Очевидно, что во время экспозиции он не претерпел никаких видимых внешних повреждений. Предметом последующего анализа стал литийсодержащий налёт («смыв») с этой части продольного коллектора, активно контактирующей с плазмой SOL вертикального литиевого коллектора.



Рис. 3. Рабочая часть продольного литиевого коллектора на этапах 1—3

Для диагностики лития, нанесённого в ходе опытов на поверхность образца-свидетеля (в нашем случае продольного лимитера-коллектора), использовали ранее предложенную [1] уникальную химическую методику определения абсолютного количества лития, отложенного на поверхности образца в ходе экспозиции. Кратко она сводилась к следующему. Из-за сильного сродства металлического (элементарного) лития (Li) по отношению к основным компонентам воздуха — азоту, кислороду и парам воды — при контакте с ними (главным образом, в процессе извлечения образцов из разрядной камеры) он образует смесь окисленных форм (Li_3N , Li_2O , LiOH) с преобладанием (как показано в настоящей работе) нитрида лития (Li_3N). Данное обстоятельство вызывает основные затруднения при определении абсолютного количества лития, нанесённого на образец в процессе экспозиции. Эти затруднения было предложено разрешить следующим способом: образцы, подвергнутые экспонированию в плазме и затем попадающие на воздух при вскрытии разрядной камеры токамака, помещаются в кипящую воду. Как сам металлический (элементарный) литий, если он частично остался неокисленным, так и его химические соединения, образование которых потенциально возможно при экспонировании образцов-свидетелей в плазме и их транспортировке через воздух, должны вступать с водой в реакции, конечным продуктом которых оказывается щёлочь LiOH :



Определение итогового количества LiOH в водном растворе и соответственно исходного содержание лития в образце осуществлялось вначале простым, наиболее употребительным в лабораторной практике методом химического титрования или, что более корректно, методом прямого ПКОТ. Дальнейшее развитие методики потребовало расширения её диагностической базы — сначала за счёт пламенной фотометрии (ПФ-анализ), затем путём привлечения ещё более точных методов, а именно масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-МС/АЭС/ICP-MS/AES) и атомно-абсорбционной спектрометрии (ААС/ААS). Столь пристальный интерес к диагностике лития продиктован ощутимым различием результатов, полученных, с одной стороны, методом ПКОТ, с другой — спектральными методами анализа, что заставило исследовать предположение о присутствии в анализируемых литиевых плёнках некоторого количества посторонних примесей (так называемый «матричный эффект»). Статья представляет попытку «расшифровать» это различие, выявив тем самым наиболее вероятные примеси к литиевому потоку, создаваемому в токамаке Т-11М в ходе проведения литиевого эксперимента.

ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЯ, ПРИБОРЫ, МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Основным объектом исследования, на котором определяли литий, являлся лимитер, изготовленный из стали марки 12X18H10T (X18H10T), обладающей составом [2, 3], приведённым в табл. 1.

Таблица 1. Химический состав стали 12X18H10T

C	Si	Mn	Cr	Ni	Ti	Al	W	Mo	Nb	V	Cu	Fe	S	P
Массовая доля, %														
≤0,12	≤0,8	≤2,0	17,0—19,0	9,0—11,0	≤0,5(0,7)	—	≤0,2	≤0,3	—	≤0,2	≤0,30	Основная часть	≤0,02	≤0,0035

Согласно [2] сталь марки 12X18H10T (X18H10T) относится к сталям аустенитного класса. В нелегированных углеродистых сталях аустенит — это твёрдый раствор внедрения, в котором атомы углерода находятся внутри элементарной ячейки γ -железа. В сталях, содержащих, кроме железа, другие металлы (легированных сталях), часть атомов железа в элементарных ячейках замещена легирующими атомами металлов. Таким образом, аустенит в них — это твёрдый раствор замещения [4]. В любом случае это именно твёрдый раствор свободного (элементного) углерода в металле, а не его карбидная форма.

В работе использовали следующее аналитическое оборудование:

— для пламенной фотометрии при определении лития в водном смыве налёта с лимитера — стандартный пламенный анализатор (фотометр) марки ПФА-378 (производство фирмы ООО «ЮНИКО-СИС», г. Санкт-Петербург) с диапазоном измерений для лития 0,5—100,0 мг/л;

— для масс-спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-МС/ICP-MS) при определении химического (элементного) состава водного смыва налёта с лимитера (включая Li) — масс-спектрометр с индуктивно-связанной плазмой iCAP Qc (производство фирмы Thermo Scientific, США);

— для атомно-эмиссионной спектрометрии с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-АЭС/ICP-AES) при определении химического (элементного) состава водного смыва налёта с лимитера (включая Li) — атомно-эмиссионный спектрометр с индуктивно-связанной плазмой Optima-4300 DV (производство фирмы Perkin-Elmer, США);

— для атомно-абсорбционной спектрометрии при определении лития в водном смыве налёта с лимитера — атомно-абсорбционный спектрофотометр AAnalyst-800 (производство фирмы Perkin-Elmer, США);

— газовую волюметрию при определении углерода проводили с осадком, выделенным из водной суспензии смыва налёта с лимитера после добавления соляной кислоты;

— для колориметрии при определении общего аммиака (ΣC_{NH_3}) в водном смыве налёта с лимитера — стандартную сине-зелёную колориметрическую шкалу, представленную на рис. 4. Данная шкала калибрована под методику [5, 6] определения общего аммиака посредством его перевода в свободную форму (NH_3) воздействием избытка щёлочи с последующими двумя реакциями (проводимыми *in situ*) бромирования до интермедиата — бромида азота (III) и связывания последнего в цветной комплекс с тимолом (зелёный — при малых концентрациях, синий — при высоких);

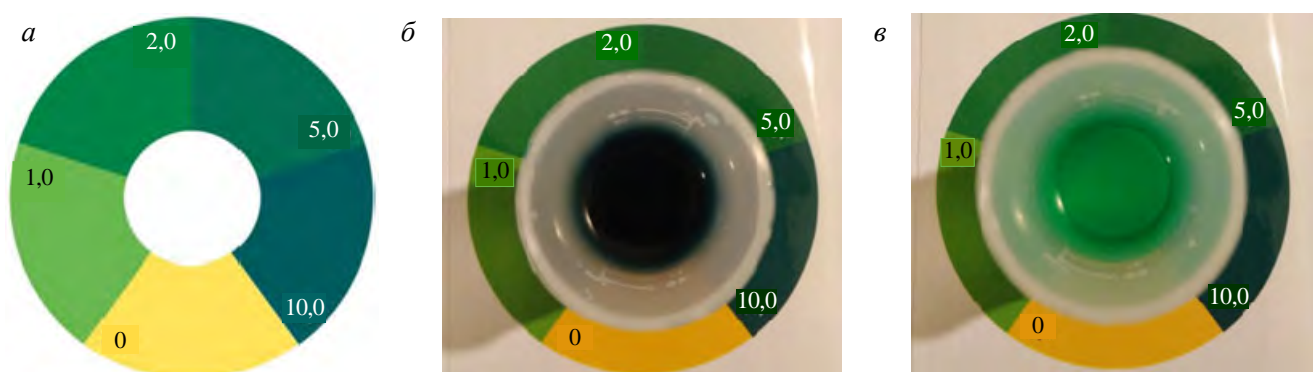


Рис. 4. Колориметрическая шкала для определения общего аммиака в водных растворах по методу [5, 6] (а) и примеры определений (б, в)

— для титриметрического определения лития и гравиметрического определения ацетилена в виде ацетиленида серебра (I) использовали стандартный набор аналитических приспособлений (бюретки, мерные пипетки, весы аналитические с точностью до 0,0001 г).

ХОД ЭКСПЕРИМЕНТА

Основой проводимого эксперимента является методика, разработанная в работах [1, 7] и предназначенная для количественного переноса (десорбции) лития с поверхностей диагностических мишеней в камерах токамаков в водные растворы. Применявшийся в эксперименте литиевый лимитер промыли 20 л кипящей дистиллированной воды, смыв образовавшийся налёт. Собранные смывные воды объединили, гомогенизировали на шейкере в течение 1 ч. Полученная система представляла собой суспензию, дававшую положительный эффект светорассеяния (эффект Тиндаля), подтверждающий наличие в ней гетерогенных микрочастиц. При постоянном перемешивании от системы отбирали необходимые аликвоты для перечисленных методов исследования. Титриметрическое, пламенно-фотометрическое определение лития, а также колориметрическое определение общего аммиака (ΣC_{NH_3}) в аликвотах, отобранных от гомогенизированного водного смыва (20 л), осуществляли без какой-либо пробоподготовки. Титриметрическое определение лития осуществляли как прямым кислотнo-основным титрованием, так и по методу добавок.

Перед проведением в АСИЦ ВИМС им. Н.М. Федоровского спектрометрических определений лития и сопутствующих ему в водном смыве элементов проводили предварительную стабилизацию отобранных в полиэтиленовую тару аликвот (вводя 5% $HCl_{конц}$ от исходного объёма аликвоты), что обеспечило гомогенизацию содержимого аликвот и предотвратило возможную седиментацию и сорбцию малорастворимых форм элементов, сопутствовавших литию, на стенках тары. После ввода $HCl_{конц}$ и отфильтровывания нерастворившегося после её добавки тонкодисперсного серого порошка аликвоты смыва перестали давать положительный эффект Тиндаля, что указывало на перевод малорастворимых (оксо)гидроксидов переходных металлов (в первую очередь, железа) из суспензионного состояния в истинные растворы (в форме хлоридов).

Отфильтрованный и высушенный в эксикаторе ультратонкодисперсный порошок тёмно-серого цвета, нерастворимый в $HCl_{конц}$, направили на элементный анализ (на углерод) в Лабораторию микроанализа (ЛМА) в ФГБУН Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова Российской академии наук (ИНЭОС РАН).

Для гравиметрического определения ацетилена ($HC\equiv CH$) в форме ацетиленида серебра (I) ($Ag-C\equiv C-Ag$) соответствующую аликвоту подкислили концентрированным раствором азотной кислоты (5% $HNO_{3конц}$ от исходного объёма аликвоты) и отфильтровали от осадка, не перешедшего в раствор.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнение данных о количестве лития, полученных ПКOT и спектральными методами анализа, приведено в табл. 2.

Отметим, что интервалы значений массы лития, полученные спектральными методами анализа (ФП, ИСП-МС/АЭС и ААС), находятся друг к другу гораздо ближе, чем к интервалу значений массы лития, полученному посредством ПКOT. Для всех методов приведены интервалы значений, соответствующие

Т а б л и ц а 2. Первичные оценки количества лития, осевшего на лимитере

Оценка количества лития	Метод			
	ПКOT	Фотометрия пламени (ФП)	Спектрометрия с индуктивно-связанной плазмой (ИСП-МС и ИСП-АЭС)	Атомно-абсорбционная спектрометрия (ААС)
Усреднённая концентрация Li в смыве (20 л), мг/л	1039	750	611	660
Максимальная относительная погрешность (S_r , %) для каждого метода	0,3% [8]	5% [9]	1% [10, 11]	10% [12]
Масса Li, осевшего на лимитере, мг (диапазон с учётом S_r , для $P = 95\%$)	20 780 ± 60	15 000 ± 800	12 200 ± 100	13 000 ± 1000

уровню доверительной вероятности $P = 95\%$. При этом имеет место пересечение доверительных интервалов, полученных посредством ИСП-МС/АЭС и ААС, хотя в данном исследовании ААС выступал в роли «уточняющего» метода: его применили уже после того, как с помощью остальных методов оценили уровень концентрации лития, а с помощью ИСП-МС/АЭС — содержание «матричных» примесей в растворе, с учётом которых провели необходимое разбавление перед применением ААС со специальной лампой с полым катодом для определения лития.

Достоинства и недостатки атомно-спектроскопических методов подробно разобраны в [13]. Эмиссионная ФП — удобный и быстрый метод количественного определения свыше 40 элементов. Это самый распространённый, относительно доступный, чувствительный и воспроизводимый метод определения металлов в почвах, биологических и медицинских объектах, водах. Ограничения метода связаны со спектральными помехами (относительно велико влияние «матричного эффекта») и необходимостью строгого контроля стабильности пламени. «Матричный эффект» — подавление или повышение сигнала аналита (определяемого компонента) в присутствии «матричного» элемента по сравнению с сигналом того же аналита в отсутствие матрицы [14].

Новые возможности для метода эмиссионного спектрального анализа открылись в связи с созданием плазмотронов с ИСП. При использовании ИСП удаётся избежать химических помех, обычных для пламенных источников, так как при высоких температурах практически все соединения диссоциированы на атомы. Метод с использованием ИСП особенно ценен при определении труднообозначимых элементов. В индуктивно связанной плазме нет кислорода, поэтому невозможно образование малолетучих оксидов элементов. Диапазон определяемых количеств веществ методом ИСП составляет от $\sim 10^{-9}$ до $\sim 10^{-3}$ г, т.е. можно определять и большие, и малые концентрации одновременно. Методы ИСП позволяют определять несколько десятков элементов одновременно, без их предварительного разделения, даже если содержание этих элементов может различаться на порядки, а сами они могут быть в составе совершенно различных химических соединений. Возможность определения элементов, присутствующих в исследуемой системе, методами ИСП-АЭС и/или ИСП-МС отмечена знаками «+» в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Способность методов многоэлементного анализа к определению присутствующих элементов [8]

Элементы, присутствующие в исследуемой системе, и их источники	«Видимость» («+») элемента для методов	
	ИСП-МС (ICP-MS)	ИСП-АЭС (ICP-AES)
Элементарный (металлический) Li, введённый в систему	+	+
Элементы стальной подложки, согласно табл. 1, в том числе:		
Fe (основа)	–	+
C	–	–
Si	–	–
Mn	–	+
Cr	+	+
Ni	+	+
Ti	–	+
W	+	–
Mo	+	–
V	+	+
Cu	+	+
S	–	+
P	–	+
Элементы, присутствующие в сальнике-уплотнителе, в том числе:		
Ga	+	–
In	+	–
Элементы, присутствующие в компонентах воздуха, в том числе:		
N	–	–
O	–	–
H	–	–
C	–	–

Таким образом, только пять элементов, присутствующих в системе, не могут быть определены ни одним из двух методов плазменного многоэлементного спектрального анализа: углерод (из стали и из углекислого газа в воздухе), кремний (из стали), азот, кислород и водород (из N_2 , O_2 и паров воды, присутствующих в воздухе).

Допустимое содержание посторонних («матричных») элементов в растворе: не более 0,5—2% для ИСП-АЭС, не более 0,05—0,1% для ИСП-МС.

Что касается метода ААС, то он применим для определения большинства металлов в самых разных объектах. Достоинствами метода являются малая зависимость результатов от температуры, высокая чувствительность, что связано с участием невозбуждённых атомов (их гораздо больше, чем возбуждённых) в поглощении монохроматического излучения. Метод ААС обладает высокой избирательностью (малой чувствительностью к «матричным эффектам»), поскольку помехи, связанные с перекрыванием спектральных линий, малы. Метод экспрессен, предел обнаружения достигает 10 мкг/мл (ААС — самый распространённый метод для определения малых концентраций). Методом ААС можно определять 76 элементов в сплавах, металлах, реактивах, почвах, золе растений, биоматериалах, водах и т.п. К недостаткам ААС можно отнести обязательное наличие набора ламп с полым катодом для каждого элемента, кроме того, диапазон определяемых концентраций ограничен самопоглощением и ионизацией атомов.

Таким образом, несовпадение доверительного интервала значений массы лития, полученное методом ФП, с аналогичными интервалами, полученными методами ИСП-МС/АЭС и ААС, можно отнести на большую чувствительность первого метода к мешающему влиянию примесей. При этом метод ПКОТ, судя по полученным результатам, подвержен влиянию «матричного эффекта» ещё в большей степени, чем ФП.

Многоэлементность методов ИСП-МС/АЭС позволила, помимо определения массы лития на лимитере, сделать ряд важных заключений.

1. О коррозии стальной поверхности лимитера и об относительной скорости выноса из стали ряда элементов. Соответствующие данные сведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Содержание элементов в стали лимитера и в водном смыве с него

Элемент	% в стали	Доля от % Fe в стали	Содержание в смыве, мг/л	Доля от % Fe в смыве (среди компонентов стали)	Увеличение доли, раз
C	0,12	0,18	≥0,5*	≥13,3	≥73,9
Si	0,8	1,2	0,400	10,6	8,8
Mn	2,0	3,0	0,600	16	5,3
Cr	18	26,7	1,095	29,1	1,1
Ni	10	14,8	0,442	11,8	0,8
Ti	0,6	0,9	0,011	0,3	0,3
W	0,2	0,3	1,485	39,5	131,7
Mo	0,3	0,44	0,158	4,2	9,5
V	0,2	0,3	0,022	0,59	2,0
Cu	0,3	0,44	0,853	22,7	51,6
Fe	67,425	100	3,760	100	1
S	0,02	0,03	0,400	10,6	353,3
P	0,035	0,05	3,992	106	2120

*При фильтрации смывных вод на фильтре «белая лента» собрано ≈25 мг чёрного осадка (при этом провести строго его количественный сбор не представлялось возможным из-за большого объёма водной фазы, неравномерного в ней распределения и сорбции на стенках сосудов). Микроанализ, проведённый в ЛМА ИНЭОС РАН им. А.Н. Несмеянова, выявил содержание углерода (C) на уровне 40%, что соответствует нижней оценке 10 мг C или 0,5 мг/л C, находившегося в тонкодисперсном состоянии в смывных водах.

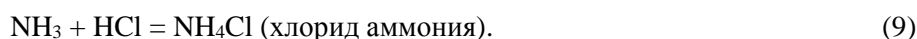
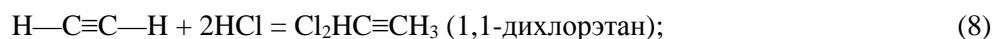
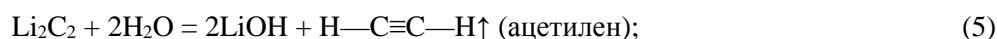
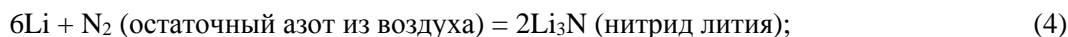
Как видно, самая высокая скорость выноса из стали у фосфора и серы, что можно объяснить их высокой электроотрицательностью и соответственно высоким сродством с элементарным литием, накапливающимся на поверхности лимитера и, вероятно, «вытягивающим» эти элементы из стали. Достаточно значительная — у вольфрама, что может указывать на его вынос в виде летучего карбонила ($[W(CO)_6]$), и меди (возможен вынос в форме её основных карбонатов).

2. Во всём смыве оказалось только 0,26 мг галлия и не обнаружено (<0,0006 мг) индия, что свидетельствует об удачном конструктивном решении вопроса со вводом мишени, которое включает в себя внутренний сальник-уплотнитель на основе эвтектического сплава Ga—In [15]. Таким образом, компоненты данного сплава практически не попадают в ток плазмы токамака и не уносятся им.

3. Произведён расчёт, позволяющий оценить максимально возможный матричный эффект завышения результатов, получаемых методом ПКОТ, из-за наличия (оксо)гидроксидов переходных металлов, входящих в состав стали (в первую очередь — железа). Данная величина составляет не более 1 мг Li/л или 20 мг Li в смыве. В работе [7], где типичные значения масс исследуемых плёнок не превышали

10 мг Li, данный эффект сыграл основную роль в расхождении результатов определения Li, полученных методом ПКОТ и другими методами (ФП и кондуктометрическим). Однако в этом случае (см. табл. 2) сам по себе данный фактор совершенно недостаточен для объяснения столь значительного расхождения результатов ПКОТ и результатов, полученных спектральными методами.

4. Сделано предположение, что в основе «матричного эффекта» лежат элементы, «невидимые» (см. табл. 3) методами ИСП-спектроскопии: углерод (С) и азот (N). Первый присутствует в стали в виде аустенита (раствора углерода в железе), второй — в остаточной газовой смеси в виде N₂. Оба вещества дают с литием продукты, гидролизующиеся в воде с образованием не только гидроксида лития (LiOH), но и других соединений, также реагирующих с соляной кислотой при титровании:



Возможность протекания реакции (3) между элементарным литием и углеродом, входящим в состав нержавеющей стали, отмечена в работе [16]. По мнению авторов, основным «поставщиком» углерода для карбоната лития (Li₂CO₃) служит преимущественно углерод стали, а не остаточный CO₂ из воздуха. Возможно, опыты с радиоизотопными метками могли бы прояснить данный вопрос. В работе [17] отмечено образование в условиях работающего токамака карбидов легирующих металлов на поверхности стали. Примечательно, что каждая молекула ацетилена эквивалентна двум молекулам HCl, тогда как гидроксид лития (LiOH) — только одной, как и аммиак. Для подтверждения данного предположения смывные воды проанализировали как на аммиак, так и на ацетилен.

При попытке колориметрического определения общего аммиака (ΣC_{NH_3}) в водном смыве с лимитера без его предварительного разбавления наблюдалось зашкаливание (выход за пределы колориметрической шкалы, см. рис. 4, фото б). При разведении аликвоты в 20 раз зафиксирован уровень общего аммиака $\Sigma C_{\text{NH}_3} \approx 1,5$ мг/л (см. рис. 4, фото в), что соответствует 30 мг/л ΣC_{NH_3} в смыве (20 л) или 600 мг Σm_{NH_3} . Исходя из эквивалентных масс аммиака (17) и лития (7), получаем величину, соответствующую 247 мг лития. На столько присутствующий в смыве аммиак, выделившийся при гидролизе нитрида лития (уравнение реакции (6)), завывает «кажущуюся» массу лития по сравнению с истинной величиной при определении Li методом ПКОТ. ПКОТ лития в смыве с лимитера проводили в течение первых двух суток с момента смыва, тогда как колориметрическое определение аммиака в этом же растворе — значительно позднее (80 суток спустя). При этом стандарты для количественного (исключающего потери) определения аммиака в водных пробах (ГОСТ 24481, ГОСТ 17.1.5.05, ИСО 5667-2 и др. [18]) сведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Предписания действующих стандартов по консервации и хранению проб с NH₃

Анализируемый показатель	Способ консервации и количество консерванта на 1 л воды	Максимальное время хранения пробы	Особенности отбора и хранения проб
Аммиак и ионы аммония	Не консервируют	2 ч	—
	То же	1 сут	Хранить при 4 °С
	2—4 мл хлороформа или 1 мл концентрированной серной кислоты	1—2 сут	—

Столь жёсткие требования обусловлены способностью аммиака улетучиваться, сорбироваться на стенках сосудов, а также подвергаться окислению (до азота, нитритов и нитратов) как под действием кислорода, присутствующего в воде, так и под действием различных нитрифицирующих аммиак водных микроорганизмов, что было показано ещё в середине прошлого века, в частности, геохимиками, изучавшими аммонийно-насыщенные природные воды [19].

В нашем случае консервацию пробы проводили, вводя в неё основную часть $\text{HCl}_{\text{конц}}$, однако, принимая во внимание длительный период консервации, необходимо понимать, что поправка на 600 мг NH_3 (соответствующие 247 мг Li) — это «оценка снизу».

Это же справедливо и при интерпретации результатов анализов смывных вод на ацетилен, тем более что кислотная консервация пробы здесь была невозможна как ввиду сродства ацетилена с соляной кислотой (реакция (8)), так и ввиду его перехода в ацетон под действием иных кислот (типа серной). Лишь непосредственно перед добавлением раствора нитрата серебра пробу подкисляли $\text{HNO}_{3\text{конц}}$. Полученный результат следует рассматривать как сомнительный, поскольку имела место опалесценция (возможно, вызванная образованием микроколичеств ацетиленида серебра (I)), однако собрать достаточное для гравиметрического определения количество осадка не удалось.

Впоследствии в рамках настоящей работы был проведён модельный эксперимент, в ходе которого воспроизвели условия хранения водного раствора аммиака в полностью аналогичных условиях (период хранения, материал и тип тары, температура, сопутствующие примеси — смыв аналогичной природы). Эксперимент показал падение уровня аммонийного азота в 21 раз по «формальдегидному» методу [20] и в 24 раза по методу [5, 6]. Результат по каждому методу является средним трёх единичных измерений. При определении аммиака по методу [20] при его совместном присутствии с (оксо)гидроксидами металлов, включая сам LiOH и продукты окисления компонентов стали — железа («ржавчина») и легирующих металлов, на первом этапе осуществляют титрование смеси стандартным раствором соляной кислоты (при этом аммиак переходит в хлорид аммония), на втором этапе под действием избытка формальдегида хлорид аммония переходит в соляную кислоту, которую титруют стандартным раствором гидроксида натрия. Отметим, что формальдегид химически инертен по отношению к хлоридам металлов.

Отметим: исследователи могут обратить в свою пользу то обстоятельство, что при определении лития по методу ПКOT происходит систематическое завышение регистрируемых результатов, используя это как дополнительный источник ценной информации о качественном составе литийсодержащих плёнок. Для этого необходима комбинация метода ПКOT, по крайней мере, с одним из спектральных (ФП, ИСП-МС/АЭС, ААС) методов анализа. Данные табл. 6, 7 подтверждают информативность подобного подхода.

Т а б л и ц а 6. Оценка количества аммиака на основе сравнения результатов определения Li методом ПКOT с аналогичными данными, полученными спектральными методами

Масса ($m(\text{Li})$, мг) и количество вещества ($n(\text{Li})$, ммоль) лития		Разность результатов: $\Delta m_{\text{Li}} = m(\text{Li})_{\text{ПКOT}} - m(\text{Li})_{\text{спектр. методы, мг}}$ и $\Delta n_{\text{Li}} = n(\text{Li})_{\text{ПКOT}} - n(\text{Li})_{\text{спектр. методы, ммоль}}$	Формулы химических эквивалентов при ПКOT (из уравнений реакций (7) и (9)) и их относительные массы	Масса ($m(\text{NH}_3)$, мг) и количество вещества ($n(\text{NH}_3)$, ммоль) аммиака, соответствующие разности результатов при определении лития (способные её обусловить)
По данным ПКOT (с внесённой поправкой на влияние компонентов стали (ржавчины и т.п. соединений))	По усреднённым данным трёх спектральных методов анализа			
20 760 ± 60 2991 ± 9	14 000 ± 2000 2000 ± 300	7000 ± 2000 1000 ± 300	$\text{Li} \equiv \text{LiOH} \equiv \text{NH}_3$ (6,94) (23,95) (17,04)	17 000 ± 5 000 1000 ± 300

Т а б л и ц а 7. Сравнение расчётного (см. табл. 6) количества аммиака с данными экспериментов по его определению

№	Оценка исходной массы и количества вещества аммиака (NH_3) в смывных водах в момент времени сразу после смыва	Масса аммиака ($m(\text{NH}_3)$, мг)	Количество вещества аммиака ($n(\text{NH}_3)$, ммоль)
1	Расчётное (см. табл. 6) содержание NH_3 , соответствующее разности результатов при определении Li по ПКOT и спектрально	17 000 ± 5000	1000 ± 300
2	«Минимальная» экспериментальная оценка — без учёта потерь NH_3 в растворе за 80 сут хранения ёмкости с ним (по колориметрическому методу [5, 6])	Не менее 600 (не противоречит расчёту)	Не менее 35 (не противоречит расчёту)
3	«Реконструированная» экспериментальная оценка — с учётом ожидаемых потерь NH_3 в 21 раз за 80 сут (исходя из данных «формальдегидного» метода [20])	21×600 = 12 600 (согласуется с расчётом)	21×35 = 735 (согласуется с расчётом)
4	«Реконструированная» экспериментальная оценка — с учётом ожидаемых потерь NH_3 в 24 раза за 80 сут (исходя из данных колориметрического метода [5, 6])	24×600 = 14 400 (согласуется с расчётом)	24×35 = 840 (согласуется с расчётом)
5	Усреднённая «реконструированная» оценка — с учётом ожидаемых потерь NH_3 за 80 сут (среднее результатов двух методов)	13 500 (согласуется с расчётом)	790 (согласуется с расчётом)

Результаты, полученные с учётом «реконструкции» (на основе данных модельного эксперимента) исходной массы аммиака непосредственно после смыва, согласуются с теоретическими расчётами и объясняют различие результатов определения лития методом ПКОТ и спектральными методами. Таким образом, есть основания полагать, что в условиях данного эксперимента молярное соотношение лития к азоту в составе всех осевших на лимитере химических форм лития составляет

$$\text{Li} : \text{N} = 2000 \text{ ммоль} : 790 \text{ ммоль} \approx 2,5 : 1,$$

что, с одной стороны, близко к соотношению этих элементов в нитриде лития (3 : 1, Li_3N) и может свидетельствовать о его преобладании в составе налёта, с другой стороны, о степени его «наводороженности». Согласно данным, опубликованным в журнале «Nature» [21], нитрид лития способен при сравнительно низкой температуре обратимо сорбировать водород до 11,5% масс., причём речь идёт о хемосорбции с образованием амида лития (LiNH_2) (а также, возможно, имида лития (Li_2NH) как промежуточного продукта хемосорбции водорода нитридом лития). Разумеется, в этом случае соотношение лития к азоту будет отклоняться от 3 к 1 в меньшую сторону.

Отдельным, требующим дополнительного изучения вопросом является изотопная природа такого «наводороживания»: идёт ли речь об изотопе протия (^1H), дейтерия (^2H (D)), трития (^3H (T)), или их смеси. В дальнейшем мы планируем применить методы ядерного и/или протонного магнитного резонанса (ЯМР и/или ПМР), чтобы получить ответ на этот вопрос.

Проведённое исследование позволило сделать следующие выводы:

— различие регистрируемых результатов при количественном определении Li методом ПКОТ и спектральными методами анализа обусловлено, в основном, наличием в смыве аммиака, отчасти также (оксо)гидроксидов переходных металлов, входящих в состав стали (Fe и ряд легирующих элементов);

— аммиак, который завышает результаты при определении лития методом ПКОТ, образуется при гидролизе нитрида лития (возможно, также имида и/или амида лития). Показано, что количество аммиака в смыве, «реконструированное» (скорректированное) с учётом динамики его потерь в растворе на момент непосредственного получения смывного раствора (смыва), эквивалентно количественной разнице лития при его определении методом ПКОТ и спектрально. Таким образом, комбинированное применение метода ПКОТ и хотя бы одного из спектральных методов позволяет оценить содержание азота в нанесённых плёнках и его соотношение с литием;

— на основании анализа мольного соотношения лития к азоту ($\text{Li}:\text{N} \approx 2,5:1$) установлен факт значительного насыщения водородом нитрида лития (Li_3N), присутствующего в нанесённых плёнках. Задано дальнейшее направление исследования — определить изотопную природу такой «наводороженности»;

— многоэлементные методы спектрального анализа (ИСП-МС/АЭС) позволили оценить относительные скорости выноса из стали ряда элементов, которые, как оказалось, положительно коррелируют с электроотрицательностью элементов (самая высокая скорость выноса у фосфора и серы, значительная у вольфрама и меди);

— практическое значение проведённой работы заключается в том, что она позволяет оценить валовую эмиссию лития через камеру токамака и уточнить химические формы, в виде которых он оседает на его внутренних стенках и лимитере. Последнее важно по двум причинам. Во-первых, химический состав налёта на стенках влияет на параметры плазмы. Во-вторых, такое знание поможет выбрать оптимальный растворитель (или смесь растворителей) и рабочую температуру для осуществления очистки внутренней камеры токамака путём смыва осевших соединений.

В 2016 г. группа японских учёных [22] провела исследование, в котором показала способность лития оседать в виде оксида, гидроксида и нитрида на стенках камеры, а также провела испытание различных растворителей (воды, абсолютизированного этанола и водно-этанольных смесей) для смыва подобных налётов при различных температурах. Нам представляется целесообразным сделать следующий шаг — учесть химизм процессов, вызванных взаимодействием лития и его соединений с компонентами стали, особенно с теми, вынос которых происходит в первую очередь (фосфор, сера, кремний, углерод и др.), рассматривая сталь не просто как пассивную подложку, но как активный объект, компоненты кото-

рого участвуют в происходящих процессах и взаимодействуют с литием и его химическими формами. В пользу такого подхода свидетельствуют и результаты ряда последних работ в этой области [16, 17]. Кроме того, сами по себе вода, водно-спиртовые смеси и спирты не в состоянии растворить металлсодержащие продукты деградации стали — компоненты ржавчины (гидроксид и (оксо)гидроксид железа(III)), окислы и гидроксиды легирующих сталь элементов.

Авторы выражают особую признательность д.ф.-м.н., профессору, начальнику отдела экспериментальной физики токамаков АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ» Мирнову Сергею Васильевичу за научное консультирование и помощь в выстраивании стратегии работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Azizov E.A. et al.** Experiments at the T-11M device in substantiation of the tokamak with Lithium loop cycle. — In: 36 EPS Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion. Sofia, Bulgaria, 2009, P5.192.
2. **ГОСТ 5632–2014.** Нержавеющие стали и сплавы коррозионно-стойкие, жаростойкие и жаропрочные. Марки (с Изм. № 1); <http://docs.cntd.ru/document/1200113778>.
3. **Электронная** страница сайта производителя стали — ООО «Воткинский завод термического оборудования»; <http://vzto.ru/materials/12h18n10t.html>.
4. **Лившиц Б.Г.** Металлография. — М.: Металлургия, 1990. 236 с.
5. **Hansen P.A., Nielsen V.** Colorimetric determination of ammonia with thymol-hypobromite reagent. — *J. Biol. Chem.*, 1939, vol. 131, p. 309—316.
6. **Roskam R.Th., Langen D.** A simple colorimetric method for the determination of ammonia in seawater. — *Anal. Chim. Acta*, 1964, vol. 30, p. 56—59.
7. **Мирнов С.В., Джигайло Н.Т., Щербак А.Н.** Физико-химический метод определения абсолютного количества лития в плёнках на диагностических мишенях в камерах токамаков. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 1, с. 35—40.
8. **Химические методы анализа.** Под ред. О.М. Петрухина. — М.: Химия, 1992. 400 с.
9. **Аранович Г.И., Коршунов Ю.Н., Ляликов Ю.С.** Справочник по физико-химическим методам исследования объектов окружающей среды. — Л.: Судостроение, 1979. 648 с.
10. **Карандашев В.К.** Использование методов АЭС-ИСП и МС-ИСП в анализе геологических образцов. — В сб.: Геоаналитическая конференция «Качество данных в недропользовании: твёрдые полезные ископаемые». Россия, Москва, 27—29 марта, 2018.
11. **Neumann K.G., Gallus S.M., Radlinger G., Volg J.** Precision and accuracy in isotope ratio measurements by plasma source mass spectrometry. — *J. Anal. At. Spectrom.*, 1998, vol. 13, № 9, p. 1001—1008.
12. **Чегринцев С.Н.** Атомно-абсорбционный анализ. Методические указания. — Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2014. 44 с.
13. **Основы спектральных методов анализа.** — В сб.: Материалы Пермского государственного национального исследовательского университета, 2015, с. 16; <https://studfile.net/preview/2674334/page/16/>.
14. **Agatemor C., Beauchemin D.** Matrix effects in inductively coupled plasma mass spectrometry: a review. — *Anal. Chim. Acta*, 2011, vol. 706, p. 66—83.
15. **Вертков А.В., Вершков В.А., Жарков М.Ю., Карпов А.В., Люблинский И.Е., Мирнов С.В.** Современные диагностики поведения литиевых элементов токамаков. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 1, с. 35—40.
16. **Maan A., Ostrowski E., Kaita R., Donovan D., Majeski R., Boyle D., Hughes P., Merino E., Kozub T., Koel B.E., Elliott D., Biewer T., Scotti F., Soukhanovskii V., Lunsford R.** Plasma facing component characterization and correlation with plasma conditions in lithium tokamak experiment-β. — *IEEE Trans. Plasma Sci.*, 2020, vol. 48, № 6, p. 1463—1467.
17. **Fasoranti O., Ostrowski E.T., Koel B.E.** Thermal stability of oxidized ultrathin Li films on TZM for plasma facing components. — *J. Nucl. Mater.*, 2021, vol. 543; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2020.152587>.
18. **Муравьев А.Г.** Руководство по определению показателей качества воды полевыми методами. — СПб: НПО ЗАО «Крисмас+», 3-е изд., 2004. 248 с.
19. **Roberson C.E., Whitehead H.C.** Geochemistry of Water. Ammoniated Thermal Waters of Lake and Colusa Counties California. — Washington: United States Government Printing Office, 1961, p. A1—A11.
20. **Мугинова С.В.** Методические указания к курсу аналитической химии. Под ред. Т.Н. Шеховцовой. — М.: Изд-во МГУ им. М.В. Ломоносова, 2007, с. 20—21.
21. **Chen P., Xiong Zh., Luo J., Lin J., Tan K.L.** Interaction of hydrogen with metal nitrides and amides. — *Nature*, 2002, vol. 420, № 6913, p. 302—304; <https://www.nature.com/articles/nature01210>.
22. **Furukawa T., Hirakawa Ya., Kondo H., Kanemura T.** Dissolution behavior of lithium compounds in ethanol. — *Nucl. Mat. & Energy*, 2016, vol. 9, p. 286—291.



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



Сергей Иванович Кравчук, начальник группы; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
kravchuk@triniti.ru



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



Надежда Петровна Петрова, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
npetrova@triniti.ru

Статья поступила в редакцию 5 сентября 2021 г.
После доработки 16 декабря 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 79—90.

УДК621.039.534

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРГИРОВАННОГО ГАЗОЖИДКОСТНОГО ПОТОКА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ЛИТИЕВЫХ ДИВЕРТОРНЫХ ПЛАСТИН ТОКАМАКА

А.В. Вертков¹, М.Ю. Жарков¹, А.В. Захаренков²

¹АО «Красная Звезда», Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

Выбор теплоносителя и конструкции системы отвода тепла является ключевой задачей при разработке альтернативной версии дивертора стационарного токамака-реактора на основе литиевых капиллярно-пористых систем. В работе рассмотрено конструктивное решение модуля приёмной пластины литиевого дивертора на примере токамака КТМ с системой термостабилизации на основе использования диспергированного газожидкостного потока низкого давления. Приводятся описание методики и анализ первых результатов экспериментального исследования процесса охлаждения, выполненного в обоснование предлагаемой конструкции на имитационном макете диверторной пластины. Представлены данные по калибровке источника теплового потока на основе электродугового газового плазматрона для плотности до 3 МВт/м², рабочие параметры системы охлаждения, полученные коэффициенты теплоотдачи. Делается вывод о перспективности дальнейшего исследования предлагаемой конструкции приёмной панели дивертора с охлаждением мелкодисперсным газожидкостным теплоносителем для токамака со стационарным режимом плазменного разряда.

Ключевые слова: диспергированный газожидкостный поток, охлаждение, дивертор, коэффициент теплоотдачи, литиевая КПС, конструкция.

APPLICATION OF DISPERSED LOW-PRESSURE GAS-LIQUID FLOW IN THE COOLING SYSTEM OF LITHIUM DIVERTOR PLATES OF TOKAMAK

A.V. Vertkov¹, M.Yu. Zharkov¹, A.V. Zakharenkov²

¹SC «Red Star», Moscow, Russia

²National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

The selection of the coolant and the design of the heat removal system is a key problem in the development of an alternative version of the lithium divertor of a stationary tokamak reactor. The paper considers the design solution of the lithium divertor target plate of a KTM tokamak with the heat removal system based on the use of a dispersed low-pressure gas-liquid flow. The first results of experimental study of the cooling process in support of the proposed divertor plate design are presented and analyzed. The calibration data of a heat flow source based on an electric arc gas plasmatron in the range of densities up to 3 MW/m², the operating parameters of the cooling system and the obtained heat transfer coefficients are presented. The proposed design with cooling by a finely dispersed gas-liquid coolant is considered as prospective decision for a stationary tokamak.

Key words: dispersed gas-liquid flow, cooling, divertor, heat transfer coefficient, lithium, design.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-91-97

ВВЕДЕНИЕ

Выбор теплоносителя и конструкции системы отвода тепла является ключевой задачей при разработке альтернативной версии дивертора стационарного токамака-реактора на основе литиевых капиллярно-пористых структур (КПС). Конструкция приёмной пластины такого дивертора (ППД) должна обеспечивать сбалансированные уровни температуры литиевой поверхности $T_{\text{пов}}$ (не выше 600 °С) и температуры внутренней стенки канала охлаждения $T_{\text{ст}}$ при стационарных тепловых потоках до 20 МВт/м². При этом $T_{\text{ст}}$ определяет как необходимое давление теплоносителя (особенно для жидких теплоносителей) с целью предотвращения кризисных явлений при теплоотводе, так и эффективность теплоотвода.

Как правило, отвод тепла от приёмной поверхности ППД осуществляется за счёт теплопроводности материала конструкции к потоку теплоносителя в каналах системы охлаждения. Обычно в качестве теплоносителей дивертора термоядерного реактора рассматриваются вода, жидкий металл (литий), газ (аргон, гелий) [1]. В последнее время был предложен и применён на практике в токамаке FTU мелкодисперсный водяной спрей в потоке газа [2].

Для обеспечения эффективного охлаждения однофазным потоком воды при тепловом потоке до 15 МВт/м^2 необходим переход в область теплоотдачи за счёт пузырькового кипения, реализуемого при скорости потока однофазной воды до 10 м/с и давлении до 3 МПа [3]. Для газовой смеси испарение играет основную роль в теплопередаче и является наиболее эффективным процессом. Такой теплоноситель имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с однофазным потоком — высокая эффективность теплоотвода за счёт высокой теплоты испарения мелкодисперсной жидкой фазы, низкое давление, лучшая совместимость с жидким литием (существенно меньший расход воды), меньшая склонность к возникновению кризиса теплоотдачи и т.д.

Проведённые экспериментальные исследования [4, 5] особенностей процесса охлаждения горячей стенки диспергированным газожидкостным потоком низкого давления до сих пор касались случая, когда поток теплоносителя взаимодействовал с охлаждаемой поверхностью под острым углом ($\sim 3\text{--}5^\circ$), т.е. вводился в канал охлаждения вдоль его оси. Было детально изучено влияние таких параметров газожидкостного теплоносителя, как дисперсность жидкой фазы, соотношение долей жидкой и газовой фаз, массовый расход и давление компонентов на коэффициент теплоотдачи на горячей стенке канала охлаждения. Полученные результаты продемонстрировали высокую эффективность процесса теплоотвода таким типом теплоносителя при тепловых потоках на горячую стенку, достигавших 10 МВт/м^2 . Коэффициент теплоотдачи при этом мог достигать величин $70\text{--}75 \text{ кВт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Однако было установлено [6], что эффективность теплоотвода при такой продольной схеме подачи теплоносителя в канал спадает в зависимости от удалённости охлаждаемого участка от места ввода теплоносителя. Кроме того, такая схема ввода теплоносителя не оптимальна для случая охлаждения больших плоских поверхностей и каналов сложной конфигурации.

Целями данной работы являлись разработка оптимальной конструкции системы охлаждения литиевой ППД токамака КТМ на основе диспергированного газожидкостного потока и получение экспериментальных данных по определению параметров теплообмена при углах подачи теплоносителя на охлаждаемую стенку, близких к 90° .

РАЗРАБОТКА КОНСТРУКЦИИ ЛИТИЕВОЙ ПАНЕЛИ ДИВЕРТОРА ТОКАМАКА КТМ

Разработанная конструкция системы охлаждения литиевой ППД токамака КТМ опирается на концепцию, представленную в работах [7, 8]. Предполагается, что предложенная схема обеспечит более эффективный теплосъём и изотермичность поверхности ППД за счёт подачи потока теплоносителя перпендикулярно к охлаждаемой стенке и равномерного его распределения.

Конструкция приёмной панели дивертора показана на рис. 1. Поскольку в работе основное внимание уделено отводу тепла, литиевая КПС приёмной поверхности и элементы системы подачи лития на

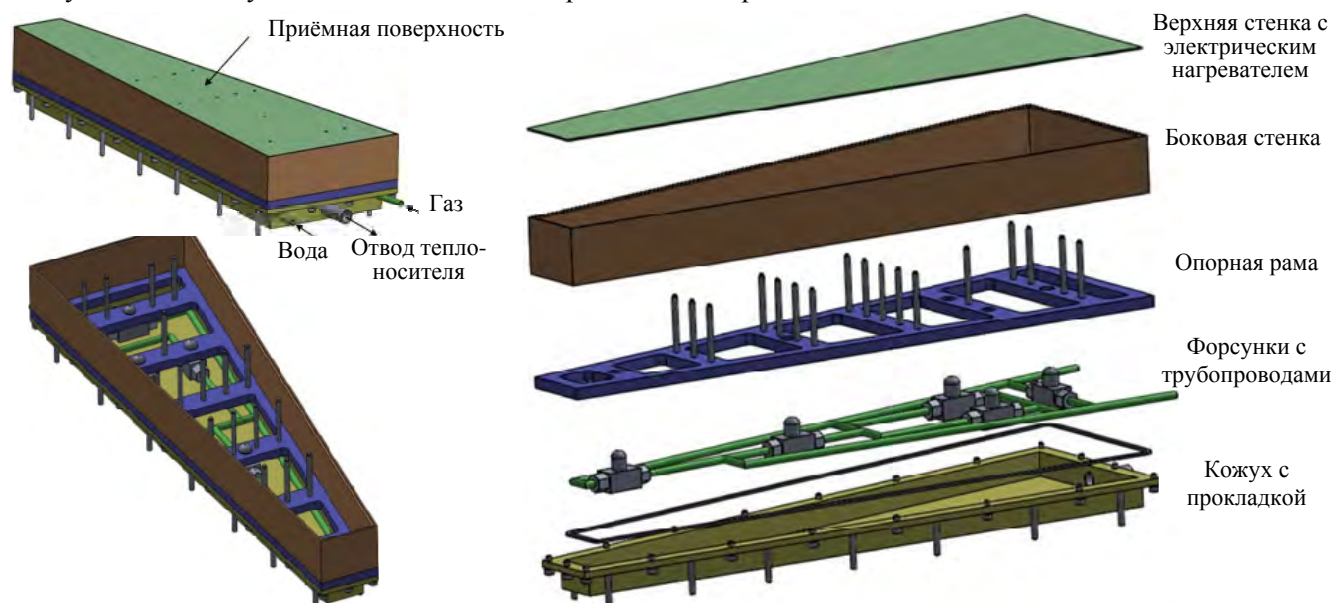


Рис. 1. Конструкция ЛПД

рисунке не представлены. Особенностью представляемой конструкции по сравнению с концептуальной схемой является то, что все элементы системы охлаждения (форсунки, трубопроводы подачи компонентов теплоносителя, электрический нагреватель предварительного нагрева приёмной поверхности) размещаются в герметичном разъёмном корпусе, что позволяет облегчить ввод трубопроводов подачи и отвода теплоносителя в вакуумную камеру токамака, локализовать возможные протечки воды и газа и исключить их влияние на вакуум в токамаке, исключить контакт воды с литевой поверхностью, обеспечить ремонтпригодность ППД.

Несущим элементом конструкции является опорная рама, на которую устанавливаются форсунки с трубопроводами компонентов теплоносителя. Рама связана с верхней стенкой системой стяжек для обеспечения жёсткости и прочности конструкции. На внутренней поверхности верхней стенки устанавливается герметичный кабельный электрический нагреватель, осуществляющий её предварительный нагрев до температуры выше температуры плавления лития. Верхняя стенка, боковая стенка и рама герметично соединяются с помощью сварки. Съёмный нижний кожух соединяется с рамой через прокладку и герметизирует полость ППД. Образованный между рамой и кожухом объём служит для отвода пара и отработавшего теплоносителя. Фланец нижнего кожуха крепится шпильками к диверторной cassette.

Давление во внутренней полости ППД с теплоносителем не превышает $(2—4)10^5$ Па, что в десятки раз ниже давления в каналах охлаждения при использовании однофазного теплоносителя (до 3 МПа). Массовый расход диспергированной воды в ППД при расчётном тепловом потоке 5 МВт/м^2 составляет не более $0,2—0,3 \text{ кг/с}$, в то время как для однофазного потока воды он равнялся бы $\sim 5 \text{ кг/с}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОХЛАЖДЕНИЯ

Исследование процесса теплоотвода при схеме с перпендикулярной подачей теплоносителя на охлаждаемую стенку проводилось на специально созданном макете литиевого дивертора, показанном на рис. 2. Макет представляет собой герметичный корпус со встроенной пневматической двухфазной форсункой, создающей диспергированный газожидкостный поток на внутреннюю сторону поверхности макета, принимающую тепловой поток.

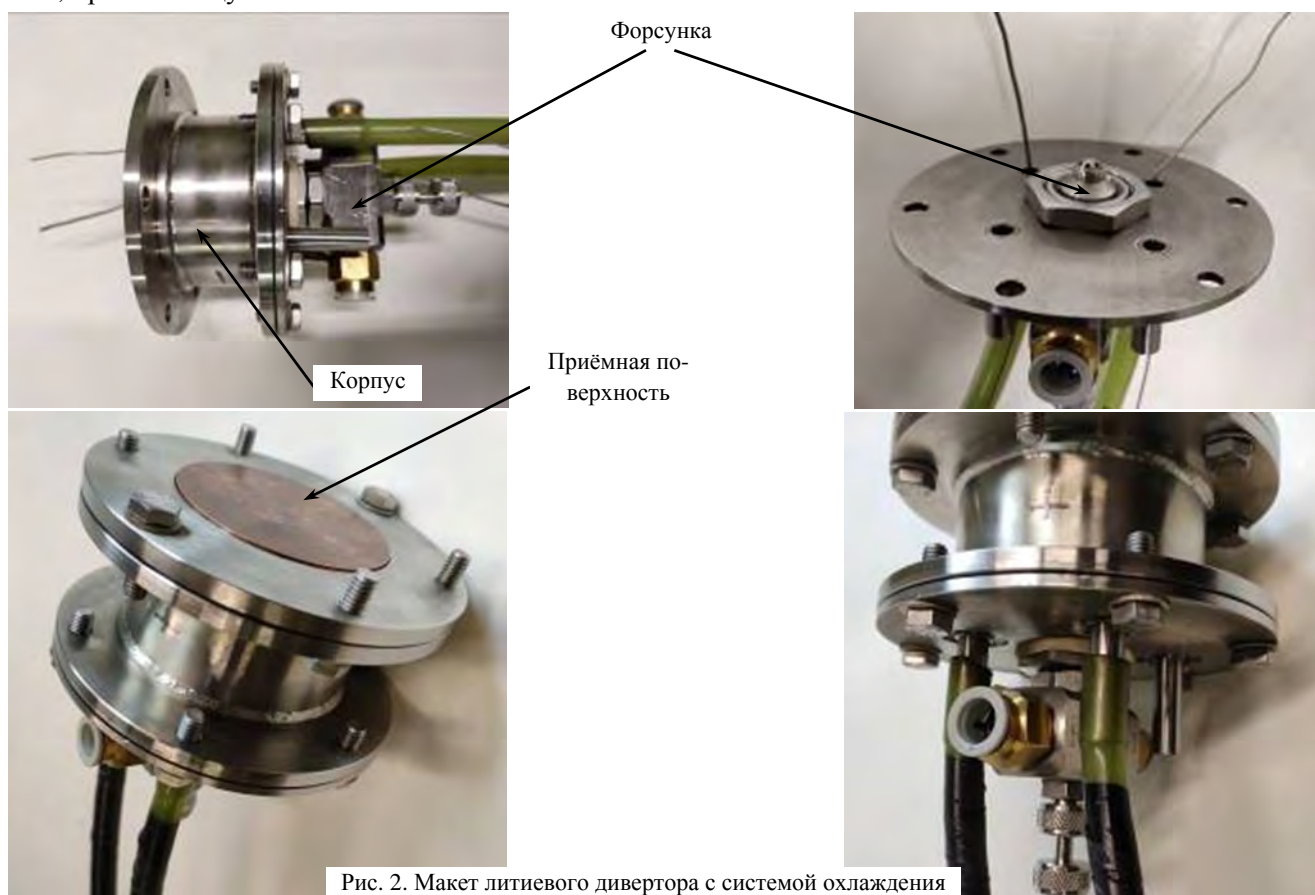


Рис. 2. Макет литиевого дивертора с системой охлаждения

Угол раскрытия факела форсунки составлял 70° (рис. 3, а), что обеспечивало покрытие всей приёмной поверхности. Диаметр капель распыленной жидкости определялся путём измерения с помощью оптического микроскопа ПМТ-3 на поверхности специального уловителя, покрытого слоем вазелинового масла. Вид капель распыленной жидкости на поверхности уловителя показан на рис. 3, б.

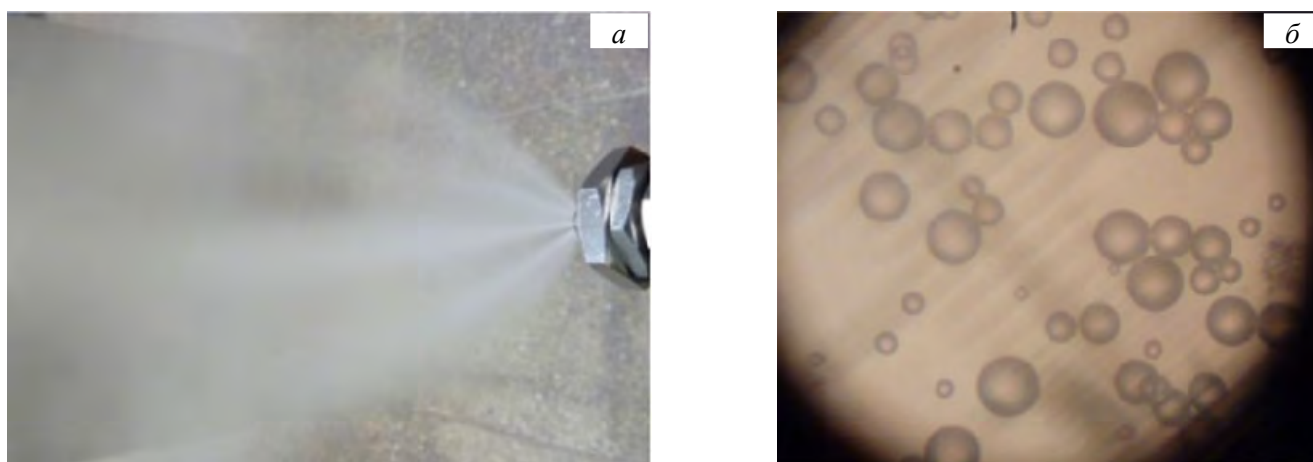


Рис. 3. Вид факела распыла форсунки (а) и капель диспергированной воды на уловителе под микроскопом (б)

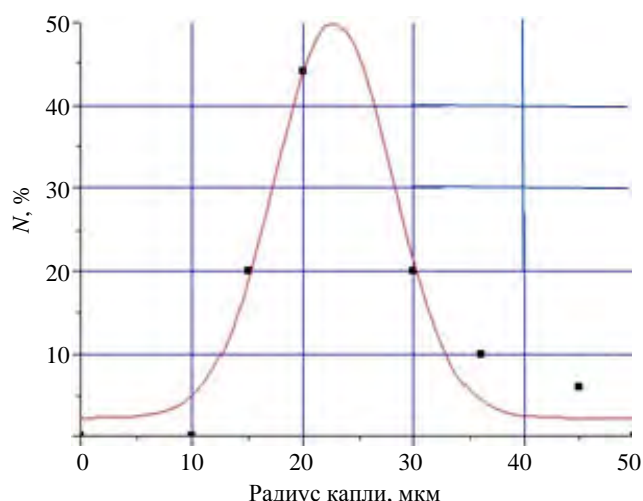


Рис. 4. Распределение капель воды по размеру в факеле форсунки

обеспечивалась при подаче аргона в разряд под давлением 1,5 атм. с расходом 0,2 л/с. Величина теплового потока Q на поверхность макета, выдаваемая плазмотроном, регулировалась изменением тока разряда J в интервале 0—100 А.

Определение удельной мощности потока плазмы производилось в калибровочных экспериментах с помощью объекта-калориметра, выполненного в виде медного диска диаметром 60 мм и толщиной 8 мм, помещённого в теплоизолирующий экран. В объёме объекта-калориметра устанавливалась термомпара, с помощью которой определялся нагрев объекта ΔT за фиксированное время ($\tau = 30$ с) облучения плазмой. Термометрирование калориметра и, в последствии, макета литиевого дивертора производилось с помощью термоэлектрического термометра типа ХА и измерительного прибора типа ТРМ138. Визуализация динамики изменения теплового состояния объекта исследования и архивирование данных выполнялись на базе персонального компьютера с программным комплексом Owen Process Manager + Owen Report Viewer.

Величина средней по пятну облучения плотности теплового потока определялась из выражения

$$Q = C_{Cu} m \Delta T / S, \quad (1)$$

где C_{Cu} — теплоёмкость меди; m — масса объекта-калориметра; ΔT — нагрев объекта-калориметра; S — площадь пятна нагрева.

Зависимость величины средней плотности теплового потока Q на поверхность макета от тока разряда плазмотрона показана на рис. 5. Принимая во внимание тот факт, что распределение плотности теплового потока по сечению плазменного потока плазмотрона описывается функцией Гаусса [9], получено распределение плотности теплового потока на поверхности макета (рис. 6). Видно, что плотность теплового потока в центре пятна нагрева может достигать величины 7 МВт/м^2 .

Первая тестовая серия экспериментов по исследованию процесса охлаждения приёмной поверхности макета дивертора проводилась при величинах усреднённого теплового потока $1,2$ и $1,8 \text{ МВт/м}^2$, что соответствовало пиковым значениям в центре пятна нагрева $1,9$ и 3 МВт/м^2 , току плазмотрона 50 и 78 А соответственно.

Экспериментальным путём было установлено, что оптимальный режим работы форсунки макета при указанных тепловых потоках достигается при необходимом расходе жидкой фазы, равном 22 л/ч (давление $1,5 \text{ атм.}$), и расходе газовой фазы, равном $7 \text{ м}^3/\text{ч}$ (давление $3,2 \text{ атм.}$).

Вид объекта-калориметра в процессе тарировки и макета литиевого дивертора, установленного в экспериментальный стенд, показан на рис. 7.

Измерения температуры нагреваемой стенки макета проводились в центре пятна воздействия потока плазмы, где плотность теплового потока достигает максимума. Термопары были установлены в теле нагреваемой стенки макета на расстоянии 1 мм от горячей и 1 мм от охлаждаемой поверхности. Температура горячей и холодной поверхности стенки определялась экстраполяцией линейного закона распределения температуры по толщине стенки.

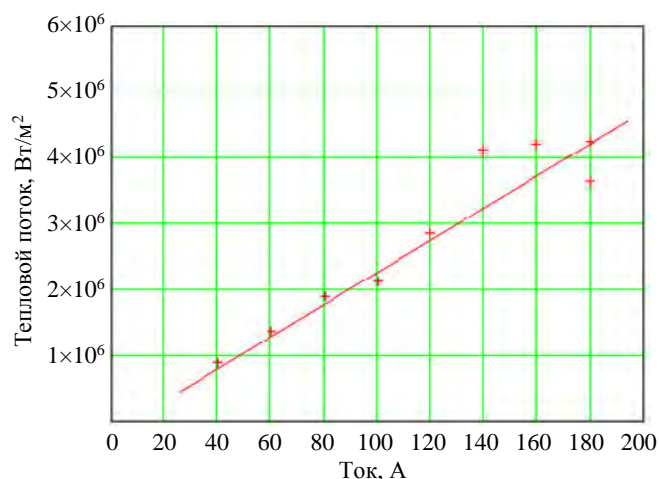


Рис. 5. Зависимость средней плотности теплового потока от тока плазмотрона

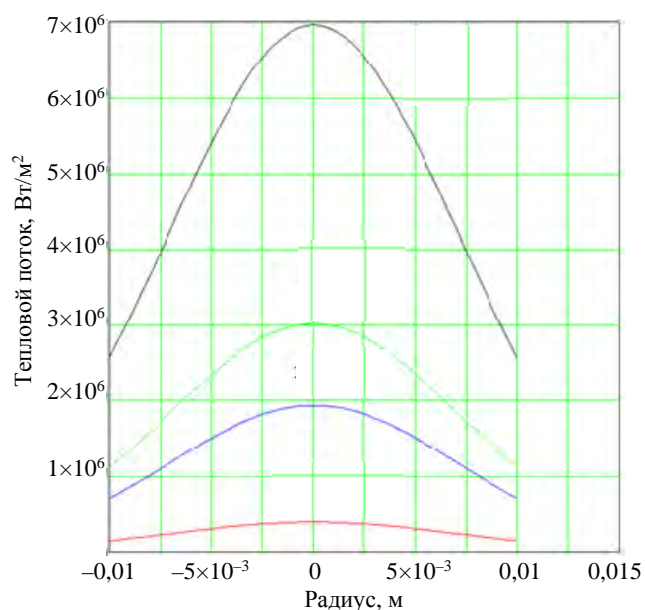


Рис. 6. Распределение плотности теплового потока в пятне облучения при различных токах плазмотрона: — — 10; — — 50; — — 78; — — 180 А

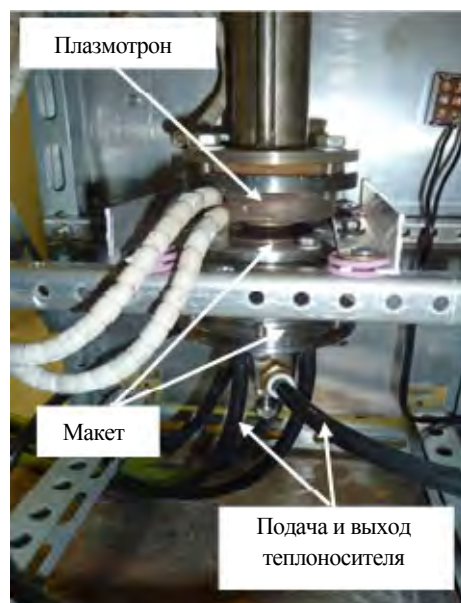
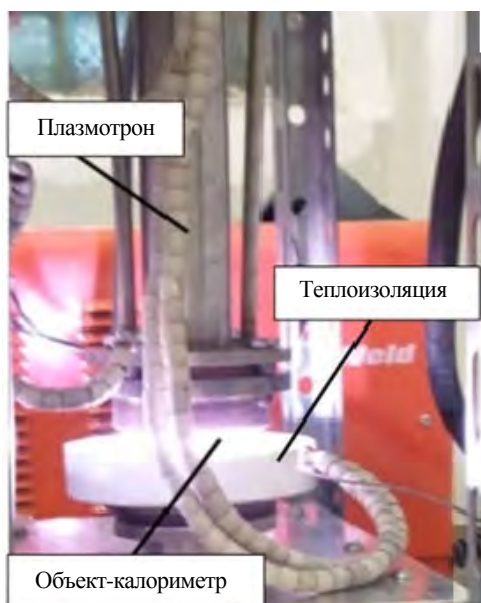


Рис. 7. Вид объекта-калориметра в процессе тарировки (а) и макета литиевого дивертора, установленного в экспериментальный стенд (б)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На первом этапе исследований для сравнения был выполнен эксперимент по облучению макета (см. рис. 7, б) тепловым потоком с усреднённой величиной $1,2 \text{ МВт/м}^2$ (максимальный поток в центре пятна нагрева равен $1,9 \text{ МВт/м}^2$) в течение 30 с без подачи теплоносителя в систему охлаждения. Диаграмма нагрева макета показана на рис. 8, а. Видно, что приёмная поверхность быстро нагревается до $250 \text{ }^\circ\text{C}$ и её температура не стабилизируется.

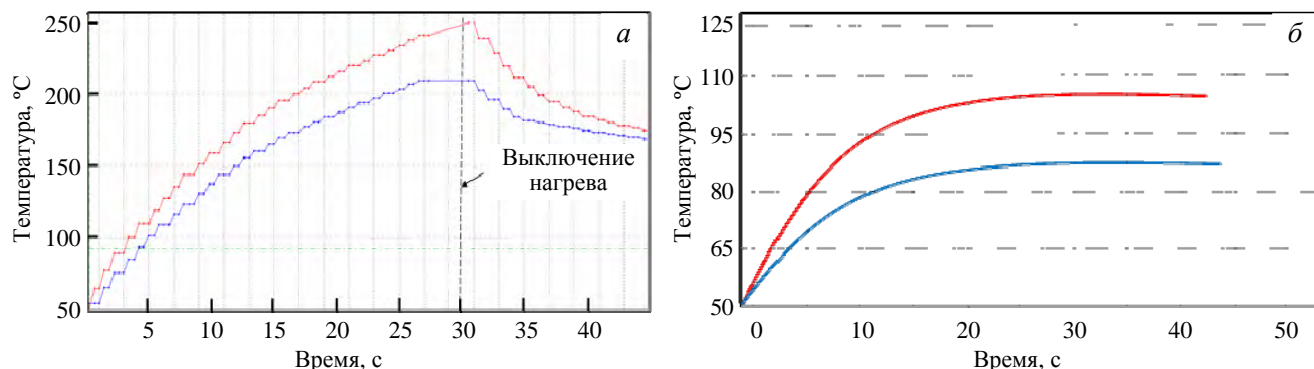


Рис. 8. Диаграмма нагрева макета при среднем тепловом потоке $1,2 \text{ МВт/м}^2$ без охлаждения (а) и с охлаждением (б)

В случае подачи теплоносителя при стационарном усреднённом тепловом потоке $1,2 \text{ МВт/м}^2$ температура поверхности макета достигает стабилизации на уровне $100 \text{ }^\circ\text{C}$ за первые 30 с, что свидетельствует об эффективном теплоотводе (рис. 8, б). При усреднённом тепловом потоке $1,8 \text{ МВт/м}^2$ стабилизация температуры наступала при $125 \text{ }^\circ\text{C}$.

На основе полученных экспериментальных данных был рассчитан локальный коэффициент теплоотдачи, который определялся при установившейся температуре из следующего уравнения теплового баланса в локальной области пика тепловой нагрузки:

$$\lambda_{\text{Cu}}(T_{\text{гп}} - T_{\text{хп}})/h = \alpha (T_{\text{хп}} - T_0), \quad (2)$$

где λ_{Cu} — теплопроводность медной стенки макета; α — локальный коэффициент теплоотдачи; h — толщина стенки принимающего элемента макета; $T_{\text{гп}}$ — температура принимающей поверхности макета; $T_{\text{хп}}$ — температура охлаждаемой поверхности; T_0 — температура теплоносителя. Результаты определения коэффициента теплоотдачи приведены в таблице.

Экспериментальные результаты исследования процесса охлаждения макета

Ток плазмотрона, А	Усреднённый тепловой поток, МВт/м^2	Пиковый тепловой поток, МВт/м^2	Коэффициент теплоотдачи, $\text{кВт/(м}^2 \cdot \text{K)}$
50	1,2	1,9	21,1
78	1,8	3,0	28,9

Поскольку в проведённых экспериментах пиковый тепловой поток не превышал 3 МВт/м^2 и температура охлаждаемой стенки макета не достигала $100 \text{ }^\circ\text{C}$, доля отводимой испарением тепловой энергии была относительно невысокой. Однако видно, что с ростом плотности теплового потока и, следовательно, температуры стенки вклад этого процесса возрастает, что приводит к росту коэффициента теплоотдачи (выделенная область на рис. 9). Наблюдаемая тенденция хорошо согласуется с данными работ [3—5], представленными в виде зависимости коэффициента теплоотдачи от температуры охлаждаемой поверхности (см. рис. 9, сплошная линия). Указанное свидетельствует о перспективности дальнейшего исследования предлагаемого теплоносителя.

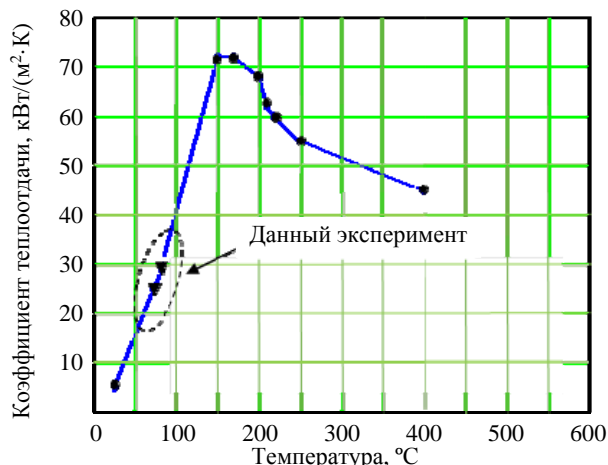


Рис. 9. Зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры охлаждаемой поверхности

Для подтверждения выявленных особенностей процесса охлаждения и эффективности предлагаемого теплоносителя низкого давления планируется дальнейшее проведение исследований при тепловых потоках до 10 МВт/м^2 .

ВЫВОДЫ

Разработанная конструкция системы охлаждения литевых приёмных пластин дивертора токамака позволяет реализовать идеи использования перспективного теплоносителя на основе диспергированного газожидкостного потока низкого давления, что даёт значительные преимущества при реализации литиевого дивертора на её основе. Конструкция ППД имеет тонкостенную коробчатую структуру, исключает влияние возможных протечек теплоносителя на вакуум в камере токамака и предотвращает прямой контакт воды с литевой поверхностью, существенно снижая риск возникновения аварий. Низкое давление в системе охлаждения позволяет снизить толщину стенки, воспринимающей тепловой поток, что ведёт к снижению температуры лития на приёмной поверхности и уровня поступления лития в плазму. Схема подачи теплоносителя обеспечивает равномерность и эффективность теплоотвода на поверхности ППД.

Выполненные эксперименты указывают на перспективность дальнейших исследований газожидкостного потока низкого давления в целях последующего применения в системах охлаждения энергонагруженных внутрикамерных элементов токамака.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (Соглашение № 075-11-2021-076 от 27 сентября 2021 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

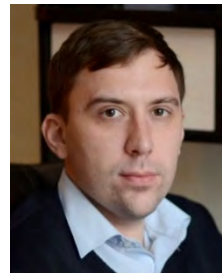
1. **Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е., Сафронов В.А.** Сравнительный анализ концепции литиевой первой стенки для токамака реакторных технологий. — Физика плазмы, 2021, т. 47, № 12, с. 1130—1145.
2. **Vertkov A.V., Lyublinski I.E., Zharkov M.Yu. et al.** Liquid tin limiter for FTU tokamak. — Fus. Eng. Design, 2017, vol. 117, p. 130—134; doi: 10.1016/j.fusengdes.2017.01.041.
3. **Kuroda T. et al.** ITER Plasma Facing Components. — ITER Documentation Series, № 30. — Vienna: IAEA, 1991.
4. **Вертков А.В., Комов А.Т., Люблинский И.Е. и др.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения жидкометаллического лимитера токамака T-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 1, с. 57—64; doi: 10.21517/0202-3822-2017-41-1-57-64.
5. **Захаренков А.В., Локтионов В.Д., Дедов А.В. и др.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения энергонапряженных элементов конструкций. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 54—62; doi: 10.21517/0202-3822-2021-44-4-54-62.
6. **Мирнов С.В., Варава А.Н., Вертков А.В. и др.** Особенности теплообмена при охлаждении рабочего участка диспергированным потоком. — ИФЖ, 2021, т. 94, № 6, с. 1471—1476.
7. **Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е. и др.** Новый вариант литиевого дивертора токамака КТМ. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 4, с. 5—13; doi: 10.21517/0202-3822-2019-42-4-5-13.
8. **Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е.** Приемная пластина дивертора стационарного термоядерного реактора. Патент РФ на изобретение № 2738809, 17.17.2020.
9. **Рыкалин Н.Н.** Расчёты тепловых процессов при сварке. — М.: Машгиз, 1951.



Алексей Викторович Вертков, заместитель начальника отдела, к. техн. н.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия
avertkov@yandex.ru



Михаил Юрьевич Жарков, ведущий инженер-конструктор, лауреат премии в области физики и технологии токамаков им. Э.А. Азизова 2017 г.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия



Александр Валентинович Захаренков, доцент, к. техн. н.; Научно-исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия
ZakharenkovAV@mail.ru

Статья поступила в редакцию 15 декабря 2021 г.

После доработки 20 декабря 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 91—97.

УДК 621.039.616

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОЛОИДАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТОКАМАКА МИФИСТ-0

Д.Л. Уласевич^{1,2}, Р.Р. Хайрутдинов², В.Э. Лукаш², А.И. Алиева^{1,2}, А.С. Пришвицын¹, Н.Е. Ефимов¹, С.А. Крат¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

²НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Работа посвящена расчёту с помощью плазмофизического кода ДИНА равновесных конфигураций плазмы токамака МИФИСТ-0 с полоидальной магнитной системой с учётом части, отвечающей за компенсацию магнитного поля центрального соленоида. Получены параметры полоидальной магнитной системы, необходимые для формирования начального равновесия после пробоя разряда. Приведены результаты калибровочных экспериментов без учёта вакуумной камеры с использованием импульсного источника тока, на основании которых сформулирована динамическая задача расчёта плазменного равновесия. Проведено сравнение результатов моделирования с данными экспериментов и рассмотрено влияние камеры на получаемые результаты.

Ключевые слова: токамак, плазма, ток, равновесие.

OPTIMIZATION OF POLOIDAL MAGNETIC SYSTEM OF MEPHIST-0 TOKAMAK

D.L. Ulasevich^{1,2}, R.R. Khayrutdinov², V.E. Lukash², A.I. Alieva^{1,2}, A.S. Prishvitsyn¹, N.E. Efimov¹, S.A. Krat¹

¹National Nuclear Research University MEPHI, Moscow, Russia

²NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper is devoted to calculation using the plasma-physical code DINA the equilibrium configurations of plasma in MEPHIST-0 tokamak with poloidal magnetic system considering part of it, responsible for compensation of the magnetic field of the central solenoid. The parameters of the poloidal magnetic system, necessary for the formation of the initial equilibrium after the breakdown of discharge, have been obtained. The results of calibration experiments without considering the vacuum chamber using a pulse current source were achieved, based on which the dynamic task of calculating plasma equilibrium was formulated. The results of the simulation were compared with the experiment data and the camera's effect on the results was examined.

Key words: tokamak, plasma, current, equilibrium.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-98-107

ВВЕДЕНИЕ

МИФИСТ-0 — малый сферический токамак, создаваемый на кафедре физики плазмы НИЯУ МИФИ. К основным задачам, стоящим перед установкой, относятся отработка технологий контроля взаимодействия плазмы со стенками, исследование СВЧ-предыонизации, а также отработка применения жидких металлов в токамаках. К ключевым преимуществам установки относится простота её конструкции, при этом она обладает параметрами, в частности величиной тороидального поля, позволяющими в дальнейшем расширить спектр исследований. Основные проектные параметры установки [1]:

Большой радиус плазмы, см . . .	25
Малый радиус плазмы, см . . .	13
Аспектное соотношение . . .	1,9
Вытянутость плазмы . . .	2
Треугольность . . .	0,4
Тороидальное поле на оси, Тл . . .	1
Ток плазмы, кА . . .	160
Длительность разряда, мс . . .	30

Анализ стационарных равновесных плазменных конфигураций в токамаке позволяет определить необходимые для их формирования параметры источников питания полоидальной магнитной системы. Под стационарными конфигурациями понимаются конфигурации в определённый момент времени без учёта динамических процессов. Решая динамическую задачу, можно рассматривать эволюцию плазмы в течение всего разряда с перспективой создания активной системы управления положением и формой плазменного шнура. В настоящее время решались задачи формирования стационарной и динамической моделей равновесия плазмы, а также их калибровка по экспериментальным данным.

В данной работе рассматриваются равновесные лимитерные плазменные конфигурации в момент времени непосредственно после пробоя. Кроме того, сформулирована модель вывода системой питания токов на расчётные значения в первом приближении. Для этих целей проводилось решение динамической задачи равновесия и её верификация с помощью калибровочных экспериментов на импульсном источнике тока. Были подобраны оптимальные в плане требуемого количества витков в обмотках полоидальной системы значения токов для минимизации вертикального поля с помощью интерполяции экспериментальных данных.

Для решения поставленных задач используется плазмозфизический код DINA [2].

ПОЛОИДАЛЬНАЯ СИСТЕМА ТОКАМАКА МИФИСТ-0

Работа проводилась с учётом обновлённой геометрической конфигурации установки МИФИСТ-0, включающей в себя воздушный центральный соленоид, являющийся основным источником магнитного потока, полоидальные катушки, используемые для компенсации рассеянных магнитных полей, и полоидальные катушки для управления положением плазменного шнура. Графическое представление полоидальной системы показано на схематичном разрезе (рис. 1), где CS — центральный соленоид, PF1—PF8 — полоидальные катушки. Координаты центров элементов полоидальной системы указаны в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Положение групп катушек полоидальной системы токамака МИФИСТ-0

Координата	PF1	PF2	PF3	PF4	PF5	PF6	PF7	PF8	CS
r , см	10	10	17	17	40	40	53	53	5,1
z , см	34	-34	37	-37	37	-37	18,5	-18,5	± 30

Каждая катушка полоидальной магнитной системы состоит из компенсационных и управляющих витков. И те и другие витки одной катушки пространственно находятся в одинаковых местах. Компенсационные витки предназначены для компенсации вертикального магнитного поля от индуктора в центральной области вакуумного объёма. Эти витки соединены последовательно с центральным соленоидом, и соответственно токи в них одинаковые. Вместе центральный соленоид и компенсационные витки являются индуктором установки. Такой подход к минимизации вертикального поля индуктора был впервые предложен в работе [3].

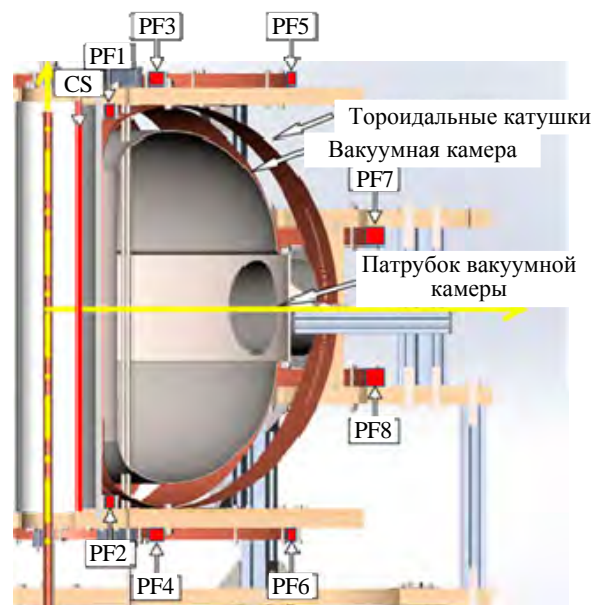


Рис. 1. Схематичное изображение полоидальной системы токамака МИФИСТ-0

В свою очередь, управляющие витки отвечают непосредственно за управление положением плазменного шнура в пространстве и имеют независимые источники питания. Для простоты далее в работе они будут называться полоидальными витками.

В качестве пассивной системы управления рассматриваются только проводящие элементы вакуумной камеры. Так как в настоящее время установка не имеет активных систем управления и планируются только заранее программируемые разряды, к функциям полоидальной системы рассматриваемого токамака относятся задачи компенсации вертикального поля индуктора и обеспечения заданного положения плазменного шнура.

МОДЕЛЬ ПОЛОИДАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ

С помощью кода DINA решается задача двумерного равновесия плазмы. В связи с этим в качестве модели объекта рассматривается токамак в предположении полной осевой симметрии установки, в состав которой включены проводящая вакуумная камера, индуктор и полоидальные витки магнитной си-

стемы. Модель камеры представлена в виде набора из 24 тороидальных проводников, в которых в процессе плазменного разряда индуцируется ток. Катушки полоидального поля размещены в модели в соответствии с табл. 1, размеры каждой из катушек зависят от количества и положения витков в них. Виток выполнен из провода прямоугольного сечения (2×8 мм). При этом все катушки, кроме центрального соленоида, имеют две независимые части, одна из которых относится к индуктору (8 катушек и соленоид), а другая к основной полоидальной части (8 катушек) полоидальной магнитной системы. Таким образом модель магнитной системы включает в себя 17 отдельных катушек полоидального поля.

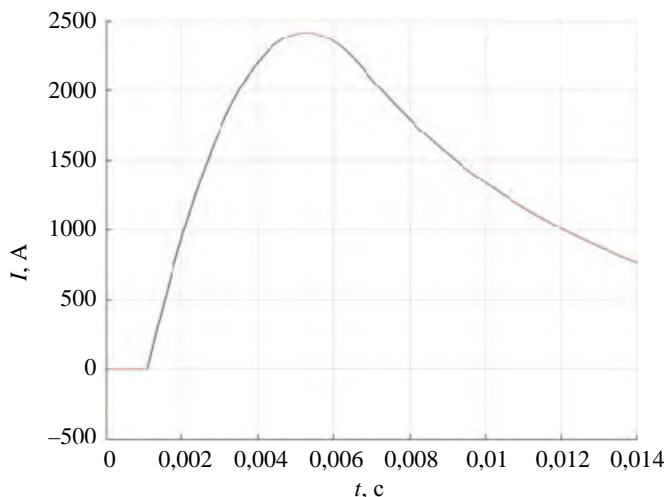


Рис. 2. Референтный график тока, подаваемого на полоидальные катушки: — эксперимент; — расчёт

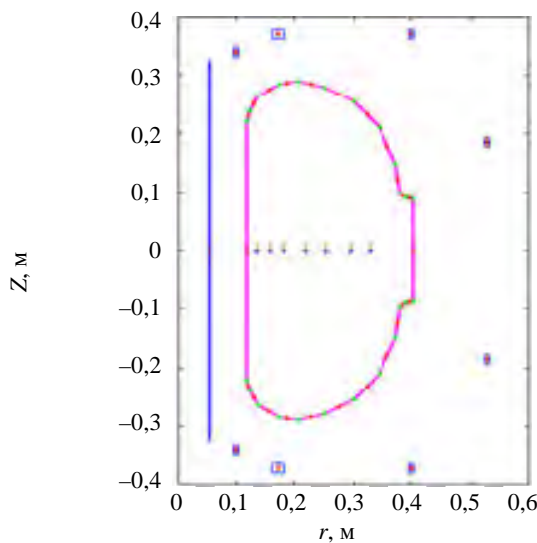


Рис. 3. Модель полоидальной системы, используемая в коде DINA

В ходе калибровочных экспериментов, предназначенных для проверки и настройки программной модели, ток подавался на катушки с импульсного источника (конденсатор ёмкостью 5600 мкФ) с напряжением до 3 кВ. В работе рассматриваются различные конфигурации полоидальной системы (в частности, варьируется количество витков в каждой катушке). В случае, если для рассматриваемой конфигурации полоидальной системы проводился эксперимент, использовалась экспериментальная зависимость тока $I(t)$, полученная с помощью пояса Роговского, установленного на выходе индуктора. В противном случае при отсутствии экспериментальных данных для рассматриваемой конфигурации использовалась зависимость тока (рис. 2), снятая с пояса Роговского и полученная в эксперименте при зарядке конденсатора на 2 кВ с использованием конфигурации полоидальной системы, включающей в себя только катушки индуктора.

В ходе экспериментов магнитное поле в установке измеряется семью датчиками Холла, установленными по горизонтальной оси в меридиональном сечении токамака и настроенными для измерения вертикальной компоненты магнитного поля. Для сравнения результатов моделирования и эксперимента в модель были включены семь датчиков, расположенных в соответствии с данными табл. 2, которые соответствуют положениям датчиков в установке. Все элементы модели полоидальной магнитной системы, а также датчики Холла показаны на рис. 3.

Т а б л и ц а 2. Положения датчиков Холла на горизонтальной оси установки

Координата	Датчик 1	Датчик 2	Датчик 3	Датчик 4	Датчик 5	Датчик 6	Датчик 7
r , см	13,5	15,7	18,0	22,0	25,3	29,5	32,8

КРАТКОЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ХОДЕ ДАННОЙ РАБОТЫ КОДОВ

Равновесные конфигурации. Для численного расчёта конфигурации плазмы использовался модуль DINA-SVD [4]. Лежащая в основе метода модель основана на решении уравнения Грэда—Шафранова в осесимметричном представлении плазмы со свободной границей с выражением плотности тороидальной компоненты плазменного тока (2):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \begin{cases} -2\pi\mu_0 r j_\varphi \rightarrow (r, z) \in S \\ -2\pi\mu_0 \sum_{i=1}^L r_i I_i \delta(r - r_i) \delta(z - z_i) \rightarrow (r, z) \notin S; \end{cases} \quad (1)$$

$$j_\varphi = \left(2\pi r \frac{dp}{d\Psi} + \frac{\mu_0}{4\pi r} \frac{dF^2}{d\Psi} \right). \quad (2)$$

Уравнения (1) и (2) связывают полоидальный магнитный поток $\Psi(r, z)$ с распределением давления плазмы $p(\Psi)$ и полоидального тока $F(\Psi)$. Здесь L — число проводников с током; S — область полоидального сечения, занимаемого плазмой; r и z — радиальная и вертикальная пространственные координаты. При стационарном равновесии учитываются только проводники «активной» системы ($L = 17$), в случае решения динамической задачи добавляются ещё проводники, моделирующие камеру $N = 24$ для динамической задачи $L = 41$.

Алгоритм решения данной задачи заключается в решении уравнения (1) и определении величин токов I_i ($i = 1, \dots, L$) в проводниках. При этом система уравнений является переопределённой, т.е. такой, когда число уравнений в системе превышает число неизвестных. Данная задача называется «задачей наилучшего приближения», имеет единственное решение в классе сделанных ограничений и решается численно методом Singular Value Decomposition (SVD) [5].

Динамическая задача. В данной работе рассматривалась динамическая задача расчёта конфигурации магнитного поля в условиях отсутствия плазмы, результаты решения которой сравнивались с экспериментально полученными данными для последующей тонкой настройки модели токамака. Решение этой задачи использовалось при калибровочных экспериментах для определения требований к источникам питания. Для её решения использовалась модель SIMULINK, созданная на основе кода ДИНА, которая является упрощённой версией аналогичного кода, использующегося для решения задачи эволюции равновесия плазмы в токамаке Т-15МД [6]. В основе подхода лежит линеаризация модели полоидальной системы. Линейная модель определяется набором состояний, в данном случае приращений тока:

$$\delta \mathbf{x} = \mathbf{I}(t) - \mathbf{I}_0, \quad (3)$$

определяющих вектор \mathbf{x} , размерность которого равна количеству элементов полоидальной системы (17 активных катушек и 24 элемента проводящей камеры); \mathbf{I}_0 — вектор начальных токов.

Токи связаны с полоидальным магнитным потоком законом Кирхгоффа

$$\frac{d\Psi}{dt} + R\mathbf{I} = \mathbf{U}, \quad (4)$$

где R — матрица сопротивлений. Далее путём линеаризации системы уравнений (4) создаётся линейная модель объекта

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\delta \mathbf{x}) = A\delta \mathbf{x} + B\delta \mathbf{U}; \\ \mathbf{y} = C\delta \mathbf{x} + D\delta \mathbf{U}, \end{cases} \quad (5)$$

где вектор \mathbf{y} характеризует параметры формы плазмы. Подробный процесс получения данной системы описан в работе [7]. Матрицы линейной системы A , B , C , D строятся по известным параметрам устройства, включающим в себя геометрические параметры и сопротивления элементов камеры и катушек полоидальной системы, положения лимитера, магнитных зондов и петель.

КАЛИБРОВОЧНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Калибровочные эксперименты необходимы для верификации используемой модели токамака и датчиков. Эксперименты проводились при подключении по очереди каждой полоидальной катушки. В ходе экспериментов с источником импульсного тока, которым являлся конденсатор ёмкостью 5600 мкФ, заряженный до 400 В, подавался ток на катушки полоидальной системы. Далее проводилось сравнение зависимостей величин вертикального магнитного поля, полученных с установленных на оси установки датчиков Холла с расчётными величинами. Так как эксперименты проводились при снятой с установки вакуумной камере, зависимости получены без учёта влияния токов от элементов вакуумной камеры.

На рис. 4 показана эволюция тока в ходе разряда при подключении только катушки PF5. На рис. 5 приводится сравнение расчётного вертикального магнитного поля и экспериментальной зависимости, полученной на четвёртом датчике Холла. Здесь синий цвет — данные эксперимента, чёрный — расчёт без учёта камеры, красный — расчёт с учётом камеры.

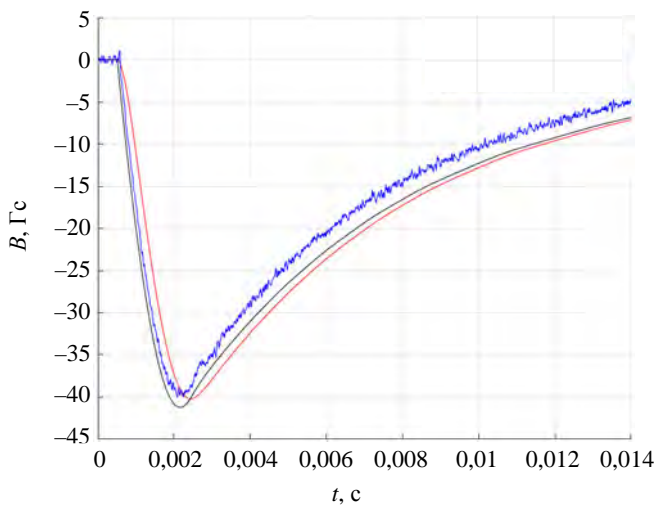
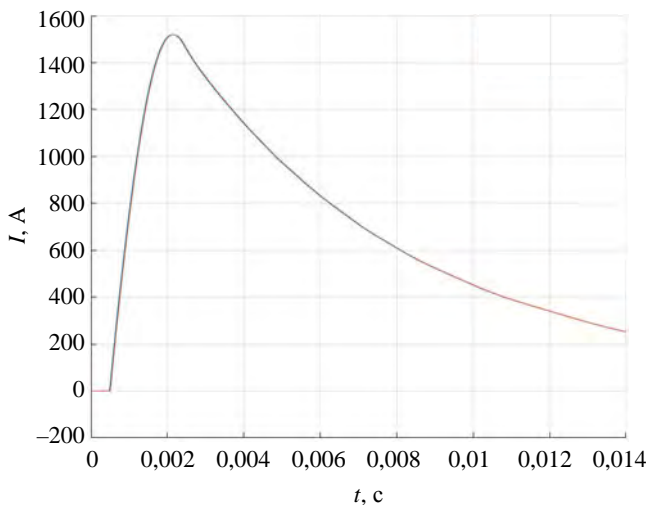


Рис. 4. Входной ток с импульсного источника тока: — эксперимент; — расчёт

Рис. 5. Сравнение рассчитанного поля с данными эксперимента для датчика Холла 7: — PF-катушки + камера; — PF-катушки; — эксперимент

Из данных рис. 5 можно сделать вывод о возможности использования созданной модели установки в дальнейших расчётах — положение по времени пиков экспериментального и расчётного (без учёта камеры) графиков практически совпадает. В некоторых экспериментах наблюдаются отклонения величины амплитуды в меньшую сторону в пределах $\delta = 15\%$ с сохранением равенства временных положений пиков и формы временной зависимости. Отклонения можно объяснить систематической погрешностью, включающей неточность расположения зондов магнитного поля, потери в электрической цепи, неточные данные импеданса каждой из катушек.

Если сравнить расчётную кривую с учётом вакуумной камеры (красный цвет) и без её учёта (чёрный цвет), можно отметить временное смещение пика, связанное с эффектами взаимной индукции, при этом вид кривой не изменяется.

Рис. 6 и 7 содержат соответственно диаграммы распределения магнитного поля и разницы экспериментальных и расчётных (без учёта камеры) результатов с использованием данных семи датчиков Холла с линейной интерполяцией сигналов величины поля между датчиками для рассматриваемого калибровочного эксперимента. Здесь цвет обозначает величину поля, а вертикальная ось соответствует положению на горизонтальной оси установки.

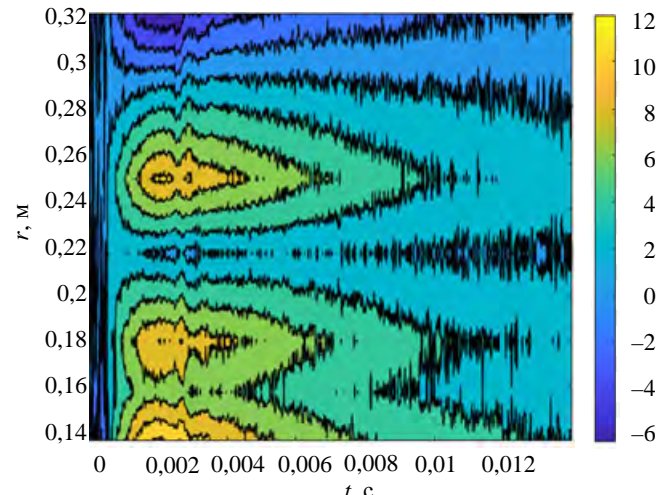
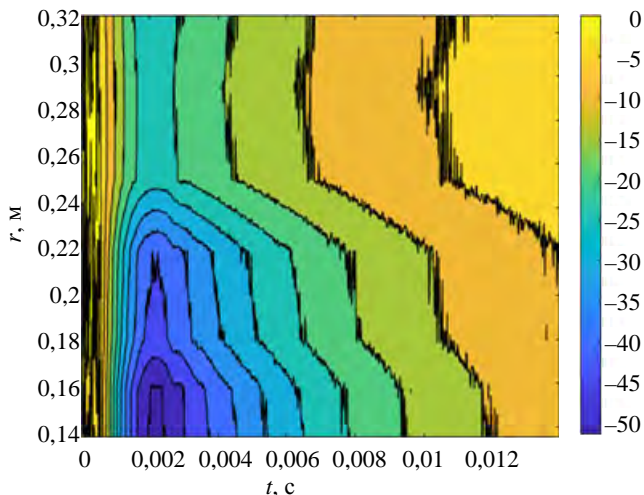


Рис. 6. Экспериментально полученное распределение вертикального магнитного поля

Рис. 7. Разница между расчётной и экспериментальной величиной поля

Диаграмма на рис. 7 показывает, что погрешность расчёта оказывается приблизительно одинаковой на всех семи зондах. Таким образом, можно говорить о правильном моделировании вертикального магнитного поля в камере. В среднем разница для рассматриваемого разряда в пиковый момент (соответствует моменту времени 0,002 с на рис. 5) составляет 18% между расчётной величиной магнитного поля без учёта вакуумной камеры и экспериментальными данными.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Индуктор. В данной работе рассматривается вариант индуктора, состоящего из последовательно соединённых центрального соленоида и компенсационных витков полоидальной магнитной системы токамака. Основной целью оптимальной конфигурации полоидальной системы является создание минимума вертикального поля в области большого радиуса токамака $R = 25$ см, что является необходимым условием пробы.

Данная конфигурация была подобрана путём интерполяции данных в измеренных конфигурациях (более 40). Опыты проводились согласно методам планирования экспериментов [8], при этом входным фактором являлось количество витков в каждой из рассматриваемых катушек, а функцией отклика — магнитное поле. На первой стадии исследования перебор комбинаций количества витков и направления тока соответствовали плану полнофакторного двухуровневого эксперимента, при использовании которого количество опытов определялось условием $N = 2^4$. Поскольку был выбран двухуровневый эксперимент, каждый фактор может принимать только максимальное и минимальное значение, т.е. соответственно верхний и нижний уровень. Этому условию отвечает основание степени «2». Степень «4» представляет собой количество факторов в соответствии с числом трансформаторных катушек с изменяемым количеством витков. В процессе проведения экспериментов верхние и нижние значения устанавливаются во всех возможных комбинациях. Таким образом, количество опытов для получения неполной квадратической модели составляет $N = 16$.

Однако в исследуемой области факторного пространства была обнаружена выраженная нелинейность, поэтому для повышения степени получаемого полинома были дополнительно проведены эксперименты согласно плану дробнофакторного трёхуровневого эксперимента по плану 3^{4-1} . Здесь значения факторов варьировали на трёх уровнях: максимальном, среднем и минимальном. Так как при использовании матрицы полнофакторного трёхуровневого эксперимента количество опытов равнялось бы $N = 81$, поэтому была взята система опытов, представляющая собой его часть, — дробная реплика, где степень числа «4 – 1» является показателем дробности плана.

Таким образом, методом регрессионного и статистического анализа по экспериментальным данным была получена математическая модель, представляющая собой отрезок ряда Тейлора, в который раскладывается функция зависимости магнитного поля от количества витков:

$$y = b_0 + \sum b_i x_i + \sum b_{ij} x_i x_j + \sum b_{ii} x_i^2 + \sum b_{ijj} x_i^2 x_j + \sum b_{ijij} x_i x_j^2 + \dots, \quad (6)$$

где b_0 — свободный член уравнения регрессии; b_i — линейные эффекты; b_{ii} — квадратичные эффекты; b_{ij} — эффекты, характеризующие взаимодействия входных факторов между собой; x_{ij} — значения входных факторов.

Адекватность модели проверялась с помощью критерия Фишера. Кроме того, для повышения точности и проверки предсказательной способности полученной модели были проведены исследования в ряде контрольных точек. По полученной аппроксимационной формуле была предсказана оптимальная конфигурация, представленная в табл. 3. Здесь указано наименование катушек и количество витков. Количество витков одинаково, так как присутствует симметрия установки относительно горизонтальной оси и соответственно i -я и j -я катушки имеют одинаковый радиус и располагаются на одинаковой высоте сверху и снизу от оси. Знак «-» перед количеством витков означает обратное направление тока в катушке.

Т а б л и ц а 3. Оптимальная конфигурация индуктора

Катушка	Количество витков
PF1/2	-1
PF3/4	1
PF5/6	1
PF7/8	0
CS	75

В качестве входного параметра бралась зависимость $I(t)$ полученная для конфигурации с аналогичной нагрузкой (суммарным количеством используемых витков) в ходе импульса с эволюцией тока, показанной на рис. 2.

На рис. 8 показаны расчётные величины магнитных полей на магнитных датчиках, на рис. 9 показано распределение магнитного поля по радиусу. Видно, что в области, близкой к большому радиусу $r = 25$ см, по расчётам имеется «ноль поля». Аналогичные результаты были получены для токамака Т-9 [3].

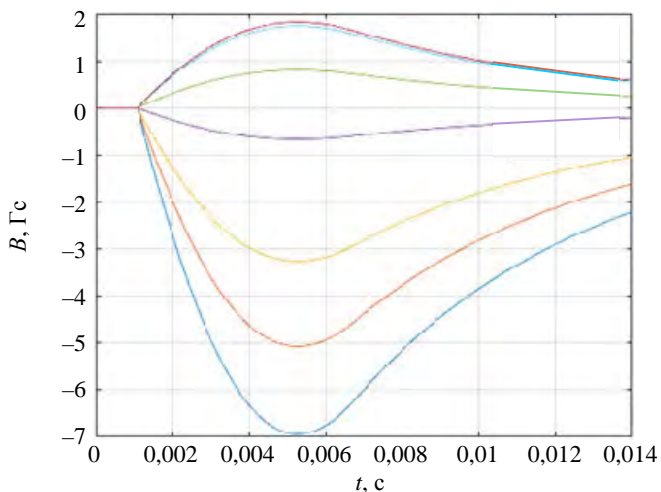


Рис. 8. Расчётное распределение вертикального магнитного поля на датчиках Холла 1—7: — датчик 1; — датчик 2; — датчик 3; — датчик 4; — датчик 5; — датчик 6; — датчик 7

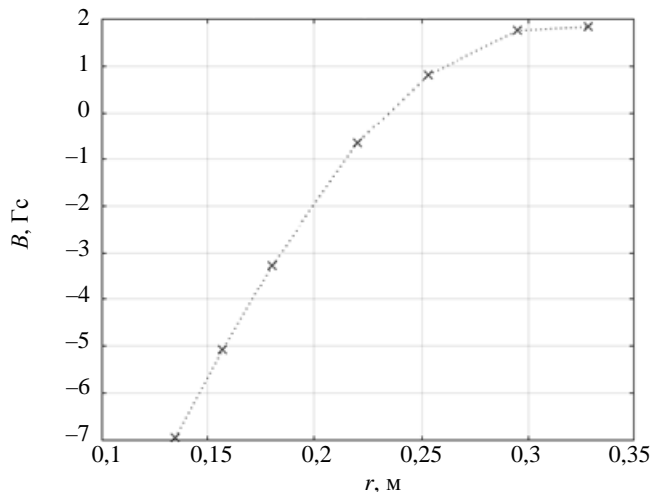


Рис. 9. Распределение вертикальной компоненты магнитного поля по радиусу установки

Расчёт проводился со значением пикового тока 2,5 кА. При изменении амплитуды тока положение минимума поля не сместится, так как при одновременном пропорциональном варьировании токов изменяется только амплитуда каждой из кривых. Этот факт будет использоваться далее при расчёте стационарных равновесных плазменных конфигураций.

На основе данной конфигурации построена двумерная модель распределения магнитных полей от индуктора полоидальной системы. Результат расчётов показан на рис. 10. Модель строилась при максимальном достигнутом токе в ходе импульса.

Полная полоидальная система. Дополнительно к уже рассчитанному индуктору добавим витки полоидальной части, отвечающие за управление положением плазменного шнура. Рассчитываются токи в катушках, необходимые для формирования плазменного равновесия при базовой величине тока в плазме 160 кА. Рассматриваем лимитерную конфигурацию на внутренней стенке камеры, образующуюся сразу после момента пробоя [9]. При этом не учитывается влияние камеры, так как рассматривается стационарное равновесие. На рис. 11 показано распределение линий магнитного поля для соответствующего равновесия. Здесь красными точками отмечены геометрические границы камеры, фиолетовый прямоугольник — расчёт-

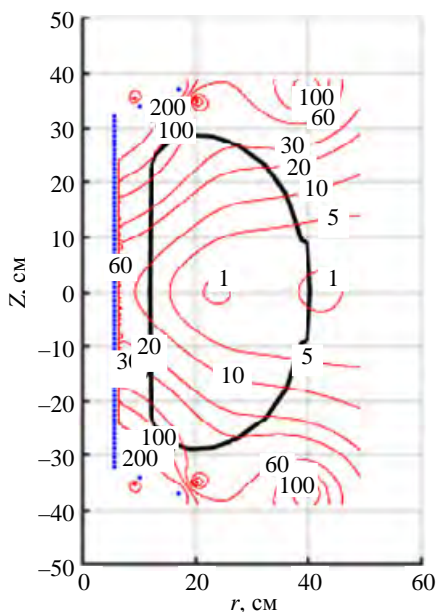


Рис. 10. Распределение вертикальной компоненты магнитного поля от индуктора при моделировании оптимальной конфигурацией, указанной в табл. 4

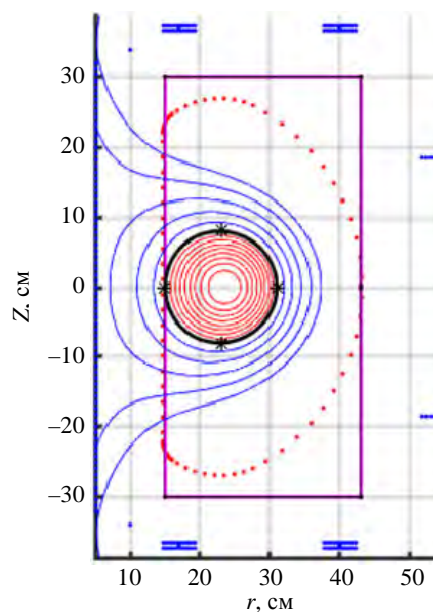


Рис. 11. Распределение магнитных поверхностей при использовании равновесной конфигурации, указанной в табл. 5

ная область, красные линии — линии магнитного поля внутри плазменного шнура, а синие — снаружи. Чёрной линией обозначена граница плазмы.

Количество витков в катушках получено с помощью интерполяции данных 27 рассчитанных равновесий, проводимой с помощью линейной регрессии аналогично рассмотренной оптимальной конфигурации трансформаторной системы. Целью данной оптимизации является минимизация токов, необходимых для поддержания равновесия в стационарном режиме. Итоговая конфигурация «оптимальной» полоидальной системы приводится в табл. 4. Так же, как и ранее, знак «-» перед количеством витков означает обратное направление тока в данных катушках.

Т а б л и ц а 4. Полная конфигурация полоидальной системы

Катушка	Количество витков	
	Индуктор	Полоидальные витки
PF1/2	-1	0
PF3/4	1	-20
PF5/6	1	-20
PF7/8	0	-5
CS	75	0

В ходе подбора оптимальной конфигурации было выявлено, что влияние количества витков в катушках PF1/2 на величины токов незначительно, и в целях упрощения электромагнитной системы можно от них отказаться. Наилучшие результаты получаются при равном количестве витков в катушках PF5/6 и PF7/8, при этом чем их больше, тем меньше требуемые токи. Поэтому количество витков в этих катушках принято максимально возможным для установки.

Итоговые величины токов, полученные для равновесия в оптимальной полной конфигурации полоидальной системы токамака, приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Расчётные токи в индукторе и полоидальной системе в конфигурации, указанной в табл. 4

Катушка	Расчётный ток I , кА
Индуктор	0,22
PF1/2	0
PF3/4	3,91
PF5/6	6,26
PF7/8	0,53

Расчёт системы питания. Проведём проверку существующей системы питания и при необходимости рассчитаем необходимые напряжения для формирования плазменной конфигурации в момент пробоя. Для этого используется модифицированная версия описанной ранее программы расчёта динамического равновесия, но с учётом системы питания, в частности, параметров конденсатора и импеданса в каждой катушке. Импеданс измерялся с помощью RLC-метра.

Используем равновесие, полученное ранее для конфигурации, указанной в табл. 5. Будем считать, что система питания должна обеспечить за 0,004 с значения токов в катушках, необходимые для формирования плазменной конфигурации в момент пробоя. Это время берётся равным времени нарастания тока при разрядке конденсатора. Также можно предполагать это время как время выхода на разряд, так как оно составляет приблизительно 15% от полного планируемого времени разряда. Также считаем, что рост тока идёт по параболическому закону, для обеспечения которого подбирается соответствующее напряжение.

Было определено, что наибольшее напряжение для выполнения запрограммированного роста тока требуется на катушках PF3/4. Для них соответственно приводятся графики зависимости $I(t)$ для разных напряжений на конденсаторе. На рис. 12 видно, что для соответствия с расчётной моделью необходимо напряжение на катушке

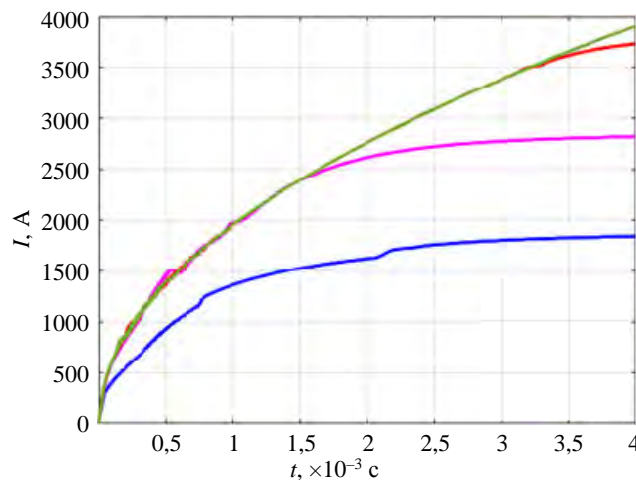


Рис. 12. Токи в катушках PF3/4 при разных напряжениях на конденсаторе: — — ожидаемый; — — 1,0; — — 1,5; — — 2,0; — — 2,5 кВ

PF3/4 более 2,5 кВ, что реализуемо при использовании существующих конденсаторов (предел 3 кВ). Подобный вывод подтверждает полное совпадение чёрной (ожидаемой зависимости) и зелёной (отвечающей зависимости тока при напряжении 2,5 кВ) линий. Более того, уже при 2 кВ (красная линия) зависимость $I(t)$ совпадёт с ожидаемой, за исключением небольшого участка при времени больше, чем $t = 3,7 \cdot 10^{-3}$ с.

Совпадение с расчётной моделью на остальных катушках достигается при меньших напряжениях. Таким образом, можно предположить, что система питания полоидальной системы токамака МИФИСТ-0 обладает достаточным запасом для обеспечения необходимых токов для создания равновесия при плазменном токе $I_{pl} = 160$ кА. Нужно отметить, что это лишь предварительная оценка, для точных расчётов необходимо создание эволюционной модели плазмы в разряде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы было выполнено моделирование полоидальной системы токамака МИФИСТ-0, включающей в себя индуктор и основную полоидальную систему, отвечающую за управление положением плазменного шнура, а также проводящую вакуумную камеру. С использованием результатов калибровочных экспериментов на полоидальной системе без камеры модель показала хорошее соответствие с результатами, получаемыми в экспериментах на реальной установке.

Была определена путём интерполяции экспериментальных данных конфигурация индуктора полоидальной системы, обеспечивающая минимум вертикальной компоненты магнитного поля в области пробы плазмы.

Было выполнено моделирование лимитерной конфигурации плазмы с учётом формирования плазменного шнура на внутренней части вакуумной камеры при базовой величине тока $I_{pl} = 160$ кА и величине тороидального магнитного поля $B = 1$ Тл. Также была проведена проверка применимости существующей на токамаке МИФИСТ-0 системы питания для создания подобного разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кирнева Н.А., Воробьев Г.М., Ганин С.А., Дрозд А.С., Кудашев И.С., Кулагин В.В., Курнаев В.А. Область рабочих параметров токамака МИФИСТ: предварительная оценка. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 3, с. 90—100.
2. Khayrutdinov R.R., Lukash V.E. Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193—201.
3. Захаров Л.Е. О безжелезном индукторе для установок токамак. — ЖТФ, 1975, т. 45, № 5, с. 1049—1052.
4. Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э. Программа расчёта МГД-равновесия плазмы в токамаке DINA-SVD. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 3, с. 87—89.
5. Demmel W. Applied Numerical Linear Algebra. — Philadelphia: SIAM, 1997.
6. Докука В.Н., Кавин А.А., Лукаш В.Э., Соколов М.М., Хайрутдинов Р.Р., Хайрутдинова В.А. Численное моделирование управления плазмой в модернизированном токамаке Т-15. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 3, с. 56—70.
7. Belyakov V., Kavin A. Derivation of the linear models for the analysis of the plasma current, position and shape control system in Tokamak devices. — In: Proc. of Intern. Conf. Physics and Control. St.-Petersburg, 2003, p. 1019—1024.
8. Draper N.R., Pukelsheim F. An overview of design of experiments. — Statistical Papers, 1996, т. 37, № 1, p. 1—32.
9. Kurihara K. Computer Control of Tokamak Plasma Equilibrium, 1992, p. 21.



Даниил Львович Уласевич, лаборант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия; лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
daniilulas@gmail.com



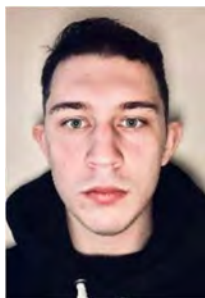
Рустам Рашитович Хайрутдинов, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
khayrutd@mail.ru



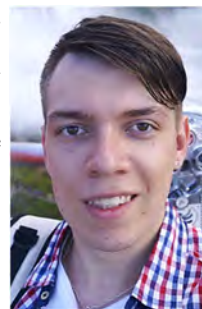
Виктор Эммануилович Лукаш, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Lukash_VE@nrcki.ru



Александра Игоревна Алиева, м.н.с.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия; лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
aialieva@mephi.ru



Александр Сергеевич Пришвицын, м.н.с., НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия



Никита Евгеньевич Ефимов, м.н.с.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
NEEfimov@mephi.ru



Степан Андреевич Крат, с.н.с., к.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
stepan.krat@gmail.com

Статья поступила в редакцию 18 мая 2021 г.

После доработки 16 сентября 2021 г.

Принята к публикации 21 декабря 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 98—107.

УДК 621.039.67

МЕТОД РАСЧЁТА ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ СИСТЕМ НА ОСНОВЕ ИНЕРЦИАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ

И.А. Прокуратов, Б.Д. Лемешко, Ю.В. Михайлов, А.К. Дулатов

ФГУП ВНИИ автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

В статье описан метод расчёта выхода нейтронов для систем инерциального электростатического удержания плазмы, основанный на пучково-мишенном механизме генерации нейтронов. Рассмотрены специфические особенности систем инерциального электростатического удержания плазмы, последовательное описание которых и учёт их взаимосвязи с током, концентрацией и скоростью ионов, участвующих во взаимодействиях, позволили сформировать подход к описанию процессов генерации нейтронов в данных системах. Метод расчёта выхода нейтронов верифицирован на основе приведённых в литературе результатов различных экспериментальных установок с выходом нейтронов в диапазоне от $7 \cdot 10^4$ до $3 \cdot 10^8$ нейтр./с. Сравнение расчёта с экспериментальными данными показало удовлетворительное совпадение, отклонение не превышает 40%.

Ключевые слова: инерциальное электростатическое удержание плазмы, нейтроны, выход нейтронов, метод расчёта выхода нейтронов.

METHOD OF NEUTRON YIELD CALCULATION IN INERTIAL ELECTROSTATIC CONFINEMENT SYSTEMS

I.A. Prokuratov, B.D. Lemeshko, Yu.V. Mikhailov, A.K. Dulatov

All-Russia Research Institute of Automatics, Moscow, Russia

This paper describes a method for the calculation of neutron yield for inertial electrostatic confinement systems that is based on the beam-target mechanism of neutron production. Specific features of inertial electrostatic confinement systems are addressed, their consistent description and consideration for the relationship between the above features and the current, concentration and velocity of ions involved in the interaction allowed developing an approach to depicting neutron generation processes in such systems. The method for the calculation of neutron yield is verified using the presented in the references results of various experimental setups with neutron yield ranging from $7 \cdot 10^4$ to $3 \cdot 10^8$ n/s. The comparison of the calculation with the experimental data showed coincidence with a deviation of up to 40%.

Key words: inertial electrostatic confinement, neutrons, neutron yield, neutron yield calculation method.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-108-118

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время источники нейтронного излучения имеют широкий спектр применения в различных прикладных и исследовательских задачах. Условно их можно разделить на естественные, радиоизотопные источники (^{252}Cf — $2,3 \cdot 10^{12}$ нейтр./с/г, 1—3 МэВ, ^{241}Am — Be — $7,7 \cdot 10^8$ нейтр./с/г, < 11,7 МэВ и др.) и техногенные источники, использующие реакции термоядерного синтеза. Во втором типе источников в основном реализуются реакции дейтерия (D) с тритием (T), сопровождающиеся генерацией нейтронов энергией 14 МэВ, и дейтерия с дейтерием с генерацией нейтронов 2,5 МэВ.

Естественные источники нейтронов имеют такие преимущества, как отсутствие необходимости обеспечения электропитания и малые габариты, но их использование связано с большими рисками из-за неуправляемости процесса генерации излучения и необходимости постоянного обеспечения радиационной защиты. Этих недостатков лишены источники нейтронов на основе реакций ядерного синтеза. Хотя подобные приборы требуют наличия электропитания, но являются более безопасными, поэтому в настоящее время они получили широкое распространение. Различные физические принципы, закладываемые в работу таких приборов, и различная их реализация определяют сферу применения конкретных приборов. Так, распространёнными типами устройств, генерирующих нейтроны, являются нейтронные трубки (НТ) [1], заполненные газовой смесью или вакуумные и реализующие пучково-мишеный механизм генерации нейтронов: ускоренный пучок ионов взаимодействует с твердотельной мишенью. В НТ достигается нейтронный выход порядка 10^6 — 10^{11} нейтр./с и обеспечивается достаточно широкий диапазон режимов работы: непрерывный, импульсный или частотно-импульсный с длительностью импульсов от десятков наносекунд до десятков микросекунд. Генераторы нейтронов на основе НТ широко применяются в различных областях науки и техники [2].

Другим типом импульсных источников нейтронов являются установки и генераторы на основе явления пинчевания высокотемпературной плазмы, в которых нейтроны генерируются в газоплазменной

мишени в течение нескольких десятков наносекунд при значительном росте температуры и давления плазмы в пинче. Наиболее распространёнными источниками нейтронного излучения среди них являются установки плазменного фокуса (ПФ). Они позволяют получать выход нейтронов до 10^{13} нейтр./имп. [3] и используются в научных исследованиях при изучении различных быстропротекающих процессов [4].

Существует ряд единичных установок, обеспечивающих предельные характеристики нейтронного излучения, например, нейтронное излучение импульсных ядерных реакторов достигает 10^{15} нейтр./с [5], некоторые диодные [6] и лазерные системы [7] в перспективе позволяют получать длительность нейтронного излучения <1 нс, но при этом выход нейтронов достаточно мал (10^2 — 10^5 нейтр./имп.).

В последние десятилетия активно рассматриваются источники нейтронов на основе явления инерциального электростатического удержания плазмы (ИЭУП). В установках данного типа реакции ядерного синтеза реализуются на газоплазменной мишени, которая образуется внутри разрядной камеры при удержании плазмы электростатическими полями специальной конфигурации или в электромагнитных ловушках. В различных устройствах данного типа, имеющих различные конструкции систем электродов, взаимодействие ускоренных ионов D или T реализуется с фоновым газом, плазмой или со встречными потоками ускоренных ионов в определённой области пространства — газоплазменной мишени, где реализуются наиболее выгодные для данной системы условия (с точки зрения энергии и концентрации ионов) для протекания реакций ядерного синтеза. Данные системы позволяют работать в импульсном, частотном и непрерывном режимах генерации излучения. Известные системы ИЭУП обеспечивают поток нейтронов порядка 10^4 — 10^8 нейтр./с, 2,5 МэВ и 10^8 — 10^{11} нейтр./с, 14 МэВ [8]. При этом газоплазменная мишень не изнашивается в процессе работы, что позволяет системам ИЭУП иметь большой ресурс работы (в диапазоне 10^3 — 10^4 ч) с сохранением стабильности потока нейтронов [9]. Данные характеристики делают системы ИЭУП перспективными в активационном анализе веществ, нейтронной радиографии и спектроскопии, в научных исследованиях и в медицинских целях [10, 11].

Можно выделить два основных принципа ИЭУП: электростатическое и электромагнитное удержание плазмы. В данном случае под термином «электромагнитное» имеется в виду использование электрических полей совместно с магнитными полями различной конфигурации, при этом магнитное поле не обязательно создаётся электромагнитами. Электростатическое удержание разделяется по типам конструкции (сферическая [12] или цилиндрическая [13]), по наличию и числу источников ионов [14], отдельно выделяются режимы с полым катодом [15] и системы POPS (Periodically Oscillating Plasma Sphere) [16]. Электромагнитное удержание разделяется по функции магнитного поля, которое фокусирует и стабилизирует встречные пучки ионов (Dipole Assisted IEC [17] или Counter Deuterium Beam Linear IEC [18]) либо удерживает плазму (ячейки Пеннинга [19], системы Polywell [20]). В целом реализации систем ИЭУП весьма разнообразны, к тому же в научных статьях и патентах постоянно появляются новые варианты таких систем. Было бы чрезвычайно полезным иметь некоторую общую модель, описывающую генерацию нейтронного излучения в системах ИЭУП, которая позволила бы проводить сравнение и предсказывать параметры нейтронного излучения новых разработок в области ИЭУП. В данной статье описан метод расчёта выхода нейтронов в системах ИЭУП, основанный на базисных принципах реализации реакций ядерного синтеза и учитывающий особенности генерации нейтронов в системах ИЭУП.

Рассмотрим основные физико-технические параметры систем ИЭУП на базе упрощённой цилиндрической геометрии системы электродов, показанной на рис. 1. Система электродов состоит из внеш-

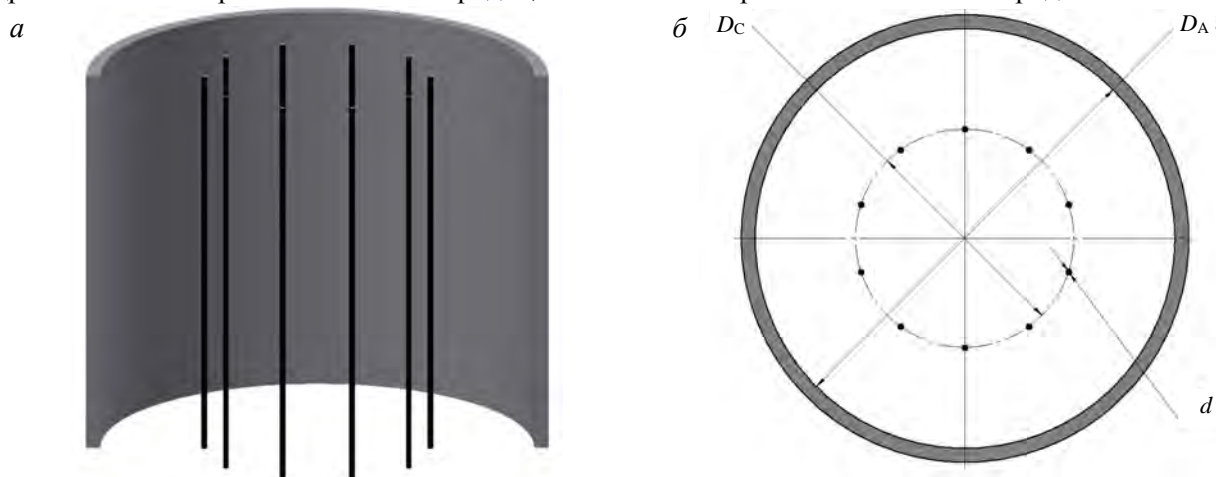


Рис. 1. Цилиндрическая система электродов ИЭУП: *a* — вид сбоку; *б* — вид сверху

него анода и расположенного внутри него полупрозрачного катода. Анод выполнен в виде трубы с внутренним диаметром D_A , а внутренний электрод катод представляет собой сборку из N металлических шпилек малого диаметра d , расположенных равномерно по окружности диаметром D_C внутри анода. С целью описания основных принципов и упрощения их понимания предположим, что система имеет бесконечную длину, что позволит избежать усложнения описания процессов на границах системы электродов. При этом будет рассматриваться случай, при котором все исследуемые параметры не меняются вдоль центральной оси системы. На примере данной конструкции системы электродов будут рассмотрены особенности двухэлектродных систем с ИЭУП и описан метод расчёта выхода нейтронного излучения. В описанной системе электродов особенности ИЭУП видны наиболее наглядно, поэтому для полной ясности будет приведён способ расчёта рассматриваемых характеристик для данной системы. Однако приводимые рассуждения являются общими и могут быть использованы для оценки выхода нейтронного излучения систем ИЭУП разных типов.

МЕТОД РАСЧЁТА ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ СИСТЕМ ИЭУП

В системах ИЭУП генерация нейтронов происходит при протекании ядерных реакций синтеза с участием изотопов водорода, дейтерия и трития: $D(d, n)He^3$, $D(d, p)T$, $D(t, n)He^4$ и $T(t, 2n)He^4$. Основной упор будет сделан на две реакции: $D(d, n)He^3$ (D—D-реакция) и $D(t, n)He^4$ (D—T-реакция). Количество бинарных реакций, происходящих в единице объёма за единицу времени описывается следующим соотношением [21]:

$$\frac{d^2 R}{dV dt} = v_{1,2} \sigma_{1,2}(v) n_1 n_2, \quad (1)$$

где R — число реакций; n_1 и n_2 — концентрации взаимодействующих частиц; $v_{1,2}$ — их взаимная скорость; $\sigma_{1,2}$ — соответствующее сечение реакции.

Поскольку выход нейтронов напрямую определяется числом протекающих реакций R , то суммарный выход будет записываться в интегральном виде

$$Y = \iint_{tV} v_i \sigma(v_i) n_t n_i dV dt, \quad (2)$$

где Y — выход нейтронов; n_t и n_i — объёмные концентрации входящих в состав мишени ядер и налетающих на эту мишень ионов соответственно; σ — сечение реакции синтеза (σ_{D-D} или σ_{D-T}); v_i — скорость ускоренных ионов, интегрирование ведётся по всему объёму V системы за время t приложения напряжения.

Значения сечений реакций $\sigma(v_i)$ приводятся в литературе, например [22, 23]. В ряде работ [21, 24, 25] приводятся эмпирические соотношения, позволяющие описывать зависимости сечений реакций $D(d, n)He^3$ и $D(t, n)He^4$ от энергии взаимодействующих частиц.

Наиболее сложными величинами для расчёта по формуле (2) являются объёмные концентрации n_t и n_i .

Рассмотрим последовательно объёмные концентрации входящих в состав мишени ядер и налетающих на эту мишень ионов. Объёмная концентрация мишени n_t складывается из концентрации нейтральных частиц n_{gas} (например, молекул дейтерия) и концентрации заряженных частиц n_i (например, ионы дейтерия). При заполнении объёма системы рабочим газом (D_2) концентрацию молекул можно определить из основного газодинамического соотношения $n = p/kT$, зная давление рабочего газа в системе p и температуру окружающей среды T . Для характерных значений давления дейтерия, используемых в системах ИЭУП (0,1—10 Па), концентрация нейтральных молекул дейтерия n при комнатной температуре будет лежать в диапазоне 10^{13} — 10^{15} см⁻³. Поскольку во взаимодействие вступают ядра, то в случае двухатомных молекул (D_2 или T_2) концентрация ядер газа n_{gas} будет в 2 раза больше: $n_{\text{gas}} = 2p/kT$. При схождении ионов из периферийных областей системы электродов в центральную область (внутрь пространства, ограниченного катодными стержнями) в системе должна наблюдаться картина распределения концентрации ионов с низкими значениями на периферии и с увеличением концентрации в центре. Основной вопрос возникает при необходимости численной оценки значений концентрации ионов n_i . Поскольку

характерные значения степени ионизации $\alpha = n_+/(n_+ + n_{\text{gas}})$ при горении тлеющего разряда менее 1%, то это практически не меняет концентрацию нейтральных частиц. Поэтому в расчёте объёмная концентрация неподвижных частиц принимается равной объёмной концентрации нейтральных частиц, $n_i = n_{\text{gas}} = \text{const} = 2p/kT$.

Применимость данного допущения подтверждается экспериментальными результатами, приводимыми в различных работах [13, 26, 27], в которых увеличение тока разряда приводило к линейному росту нейтронного выхода, что свидетельствует о независимости (или слабой зависимости) концентрации мишени от тока разряда. Приводимые в работе [28] результаты, получаемые при использовании дополнительных ионных источников, иллюстрируют более резкую по сравнению с линейной зависимость нейтронного выхода от тока разряда. Это связано с существенной зависимостью концентрации мишени от тока разряда или с увеличением процента реакций, протекающих на встречных пучках ускоренных ионов. При более детальном описании какой-либо отдельно взятой системы для проведения более точных расчётов следует определять вид зависимости $n_i(r, \varphi, z, t)$ (для рассматриваемой системы) и проводить её сравнение с n_{gas} для определения механизма генерации нейтронов, а также вклада реакций на встречных пучках и реакций пучка с частицами заполняющего объём газа в нейтронный выход.

Следует отметить, что поскольку на пути движения ионов в системах ИЭУП присутствуют элементы конструкции (например, катодные стержни на рис. 1) и поскольку рассматриваемые реакции ядерного синтеза могут протекать при взаимодействии ускоренных нейтральных частиц, образовавшихся в ходе протекания реакций перезарядки, то, помимо основных особенностей, присущих непосредственно принципу ИЭУП, в системе могут протекать реакции с образованием нейтронов и на различных элементах конструкции, что отмечено в работах [34, 35].

Концентрация налетающих ионов n_i является одной из наиболее сложных характеристик для расчёта, поскольку включает в себя большое число факторов. Концентрация n_i определяется через объёмный ионный ток I_{oi} в системе ИЭУП как

$$n_i = \frac{I_{oi}}{q_i v_i S_{oi}}, \quad (3)$$

где I_{oi} — объёмный ионный ток (определяется количеством ионов, проходящих через область реакции за единицу времени); q_i — заряд ионов; S_{oi} — площадь поверхности, через которую протекает объёмный ионный ток I_{oi} , v_i — скорость ионов.

Для проведения расчёта требуется ввести некоторые характеристики систем с ИЭУП для преобразования формулы (3). Вначале рассмотрим геометрическую прозрачность катода η , которая вводится ввиду того, что катод систем ИЭУП не является сплошным, а состоит из отдельных элементов (в случае рис. 1 из металлических шпилек), расположенных с зазором, и имеет незаполненные проводником области. Прозрачность η определяется как отношение площади, незаполненной шпильками, через которые ионы могут пролетать в область взаимодействия, к суммарной площади катода в случае, если бы он был сплошным. В случае цилиндрической системы, показанной на рис. 1, геометрическая прозрачность катода определяется как

$$\eta = \frac{\pi D_C - Nd}{\pi D_C} = 1 - \frac{Nd}{\pi D_C}, \quad (4)$$

где N — число шпилек; d — диаметр шпильки; D_C — диаметр катода.

Этот параметр определяет эффективность работы систем ИЭУП. Чем выше прозрачность, тем меньше ионов уходит на катод при каждом пролёте. Характерные значения η в системах ИЭУП составляют 0,90—0,96, а в системах с полым катодом η часто считают близким к 1. В формуле (3) площадь, через которую протекает объёмный ионный ток, будет записываться как $S_{oi} = \eta S_C$, где $S_C = \pi D_C H_C$ — полная площадь поверхности катода при его длине H_C . Для случая, показанного на рис. 1:

$$S_{oi} = H_C (\pi D_C - Nd). \quad (5)$$

Суммарный ионный ток $I_i = I_C + I_{oi}$ складывается из тока ионов, попадающих на шпильки катода $I_C = I_i(1 - \eta)$, и объёмного тока ионов, не попавших на шпильки, прошедших мимо них во внутреннюю

полость катода (за счёт них, в основном, идёт генерация нейтронов): $I_{oi} = I_i - I_C = I_C \eta / (1 - \eta) = \mu I_C$. Введём параметр — коэффициент объёмного тока $\mu = \eta / (1 - \eta)$, связанный с геометрической прозрачностью катода η . Коэффициент объёмного тока резко растёт при использовании катодов с прозрачностью $\eta > 0,9$ и достигает значений $\mu = I_{oi}/I_C = 50\text{—}100$ при $\eta = 0,98\text{—}0,99$. Необходимо отметить, что в системах, работающих на основе эффекта полого катода (за счёт накопления отрицательного объёмного заряда в катодной полости прозрачность может достигать значения $\eta = 1$), предположение, что $\mu \rightarrow \infty$, неверно, поскольку существуют другие механизмы потери ионов, ограничивающие эффективность работы таких систем. При этом в устройствах ИЭУП с полым катодом получены результаты, сопоставимые с другими системами, но при значительно более компактных размерах [15].

Вместе с ионным током на катод I_C через электроды системы ИЭУП протекает электронный ток на анод I_A , поэтому суммарный ток I через электроды системы ИЭУП записывается как $I = I_C + I_A$. Преимуществом записи ионного тока I_C через суммарный ток I является переход от внутренней характеристики системы I_C к внешней характеристике I , которую можно измерять экспериментально с помощью измерителя токов и рассчитывать путём электротехнического моделирования. Для определения взаимосвязи между ионным I_C и суммарным I токами используется система уравнений

$$\begin{cases} I = I_C + I_A; \\ I_C = I_A (1 - \eta) \sum_{z=1}^{\gamma} \eta^z. \end{cases}$$

В данной системе взаимосвязь между компонентами разрядного тока I_A и I_C описывается вторым уравнением, используя подход, описанный в работе [23], согласно которому различие в данных компонентах возникает из-за прозрачности катода (электроны сразу уходят на анод, а количество уходящих на катод ионов при каждом пролёте определяется прозрачностью катода η). Взаимосвязь определяется максимальным числом пролётов ионов через катод γ и суммарным вкладом ионов в катодный ток при каждом их пролёте через катод. Решение системы уравнений записывается как

$$I_C = I \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{\gamma} \eta^z \right)^{-1} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где I — измеряемый в экспериментах ток разряда; η — прозрачность катода; z — номер пролёта иона через мишень; γ — максимально возможное количество пролётов ионов через мишень.

Для определения γ рассмотрим два основных фактора, ограничивающие максимальное число пролётов. Во-первых, это геометрическая прозрачность катода η , рассмотренная ранее. Спустя определённое количество пролётов ионы непременно уйдут на катод. С каждым следующим пролётом количество ионов, совершающих колебательное движение между электродами, уменьшается. Описать данный процесс можно, определяя прозрачность η катода как долю ионов P , не попавших на его поверхность (на шпильки) при одном пролёте. При N пролётах, доля оставшихся ионов будет записываться как $P(N) = \eta^N$. Тогда максимальное число пролётов $\gamma_1 = N_{\max}$ определяется как $\gamma_1 = \log_{\eta} P(N_{\max})$. Задавая, например, $P(N_{\max}) = 1\%$ и имея прозрачность $\eta = 80\%$, максимальное число пролётов γ_1 составит 20.

Во-вторых, в импульсных системах ИЭУП ускоряющее напряжение действует ограниченное время. Зная время, за которое каждый ион в системе совершает пролёт сквозь катод, максимальное количество пролётов определяется отношением длительности импульса приложенного напряжения t_U ко времени одного пролёта иона в системе t_i : $\gamma_2(t) = t_U/t_i$. Данный параметр следует учитывать при импульсном характере приложения напряжения.

Таким образом, максимально возможное число пролётов в системах ИЭУП определяется как $\gamma(t) = \min(\gamma_1, \gamma_2(t))$. При анализе систем, работающих на постоянном токе $\gamma_2 \rightarrow \infty$, а $\gamma = \gamma_1$. В случае рассмотрения импульсных систем (при $\gamma = \gamma(t)$) в соотношении (6) вместо суммирования следует использовать интегрирование в пределах от 1 до $\gamma(t)$.

Также существуют и другие факторы, влияющие на максимальное число пролётов, такие как протекание реакций перезарядки, приводящих к образованию высокоэнергетических нейтралов, отсутствие заряда у таких частиц приводит к отсутствию действия на них электрического поля и уходу их на стенки. Накопление объёмных зарядов в отдельных областях системы электродов может привести к искажению электрического поля и изменению траекторий движения частиц. Данные факторы, а также вторичная ион-электронная эмиссия и ионы, образующиеся в межэлектродном промежутке за счёт ионизации вторичными электронами, не учитываются в работе, чтобы сохранить основной принцип рассмотрения систем ИЭУП и проиллюстрировать возможность проведения оценочных расчётов без учёта ряда факторов, сильно усложняющих процессы расчётов.

В итоге в формуле (3), учитывая, что $I_{oi} = \mu I_C(t)$, $S_{oi} = \eta S_C$, рассмотрим последний не определённый параметр — скорость налетающих ионов $v_i(t)$, исходя из следующего соотношения: $v_i(t) = \sqrt{2 q_i \xi U(t)/m_i}$, где q_i и m_i — заряд и масса ионов рабочего газа; U — прикладываемое к электродам системы напряжение; ξ — эффективность ускорения.

Эффективность ускорения как параметр системы электродов возникает в связи с тем, что ионы при совершении пролётов через зону реакции могут набирать энергию (а следовательно, и скорость) меньше соответствующей полной разности потенциалов между катодом и анодом. Обычно этот параметр во многом определяет сложность подхода, используемого при описании процессов в системах ИЭУП. Для оценочных расчётов он может представлять собой просто коэффициент, учитывающий отличие потенциала в области протекания реакций синтеза от потенциала, прикладываемого к катоду. Например, в рассматриваемой системе катод состоит из отдельных металлических шпилек, расположенных по окружности. Каждая из шпилек имеет заданный потенциал, но при этом в промежутках между шпильками и внутри катода потенциал заранее не задан, а определяется геометрией и взаимным расположением электродов. Потенциал в этих областях отличен от потенциала катода, и именно он определяет эффективность ускорения. Современные расчётные методы позволяют достаточно просто определять значение подобного параметра. Для проведения более точных расчётов эффективность ускорения ξ можно задавать более сложными функциями, позволяющими учитывать распределение ускоренных ионов по скоростям из-за возникновения ионов в различных точках межэлектродного пространства, где потенциал отличен от потенциала анода, а также из-за различных взаимодействий ионов с молекулами при ускорении между катодом и анодом. При обчёте систем, работающих с большими ионными токами или с возникновением эффекта полого катода [29], в эффективности ускорения ξ необходимо также учитывать накопление объёмных зарядов, влияющих на распределение потенциала в системе и на динамику ионов. Ввиду сложности процессов, влияющих на движение ионов в системах ИЭУП и определяющих энергию ионов непосредственно перед их участием в реакции синтеза, эффективность ускорения используется в виде отдельного параметра. При проведении дальнейшего анализа в работе использован упрощённый подход и учитывается только отличие электрического потенциала в области протекания реакций синтеза от потенциала катода.

Рассмотрим систему электродов ИЭУП с катодом из шпилек (см. рис. 1).

На рис. 2 показаны рассчитанные эквипотенциальные поверхности. При расчёте распределения потенциалов в системе на катоде задавался потенциал -100 кВ, а на аноде — нулевой. Числами показаны значения потенциала в кВ, которым соответствуют эквипотенциальные линии. В данном случае приведён пример с системой электродов, подобной показанной на рис. 1, в которой анод имеет диаметр 150 мм, а катод — 55 мм. Вследствие того, что катод состоит из шпилек, возникает уменьшение эффективной разности

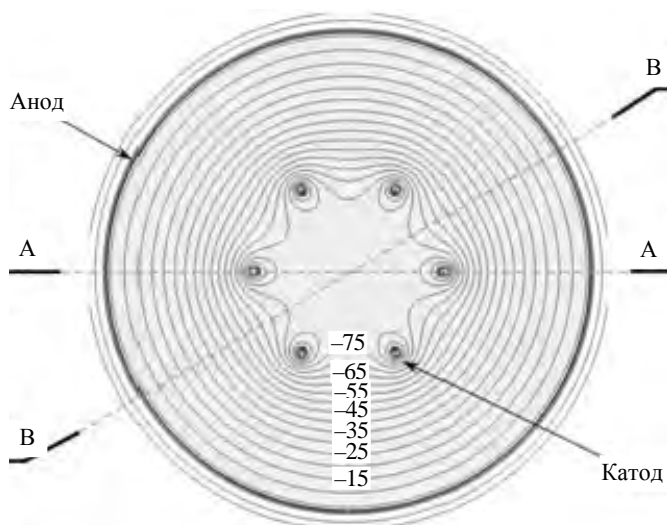


Рис. 2. Распределение потенциала в системе электродов с катодом из шпилек

потенциалов, ускоряющей ионы. Как видно на рисунке, в распределении потенциала присутствуют два типа эквипотенциальных линий: первый — линии, замыкающиеся вне катода (они окружают все катод-ные шпильки вместе); второй — линии, расположенные вокруг отдельных катодных шпилек. Обратим внимание на то, что при приложении напряжения -100 кВ в данной системе электродов последняя эквипотенциальная линия первого типа соответствует потенциалу -75 кВ. На основе этого можно заметить, что ионы, проходящие сквозь эквипотенциальные линии первого типа (например, в месте пересечения системы электродов секущей линии В), смогут набрать энергию, соответствующую только 75% от максимально возможной. Ионы, проходящие сквозь эквипотенциальные линии второго типа (например, в месте пересечения системы электродов секущей линии А), ускоряются до полного напряжения, но не проходят в центр системы, а попадают на катод. Возможен второй случай, при котором ионы пройдут через эквипотенциали второго типа, наберут максимальную энергию и не попадут на катод. Однако по мере их движения к центру системы они потеряют часть энергии, проходя через те же эквипотенциали второго типа, и внутри катодной поверхности придут с результирующей энергией не более 75% от максимальной. Это означает, что эффективное ускоряющее напряжение в данной системе можно определить по потенциалу последней эквипотенциали первого типа (в случае выбранной системы оно составляет 75% от прикладываемого к электродам напряжения). Таким образом, эффективность ускорения ионов $\xi = \varphi_1/U$ будем определять как отношение между значением потенциала последней эквипотенциали первого типа φ_1 к разности потенциалов между анодом и катодом U .

Как было отмечено, из-за низкой степени ионизации газа при горении разряда в системах ИЭУП генерацию нейтронов при взаимодействии встречных ионных потоков можно не учитывать, поскольку концентрации ионов в этих потоках низкие. Также при рассмотрении случая взаимодействия ускоренных ионов с ядрами нейтрального газа, заполняющего объём системы, влияние на результаты расчётов может оказывать состав самих ионных потоков. При рассмотрении реакции $D(d, n)He^3$ в качестве ускоренных частиц могут выступать ионы D_2^+, D^+, D_2^{2+} (высокоэнергетичными нейтральными частицами, образовавшимися, например, в результате перезарядки, предлагается пренебречь для упрощения задачи). Известно, что при горении плотных типов разряда (например, дугового) степень ионизации имеет высокие значения и может достигать до единицы. При горении тлеющего разряда при токах миллиамперного диапазона степень ионизации невысока и образование ионов D^+ и D_2^{2+} менее вероятно, чем ионов D_2^+ , поэтому в работе рассмотрен случай, при котором во взаимодействие с газоплазменной мишенью вступают именно ионы D_2^+ . Учитывая то, что подобные ионы содержат два ядра дейтерия, скорость ионов D_2^+ массой $2m_i$ в системе ИЭУП равна $v_i(t) = \sqrt{q_i \xi U(t)/m_i}$, а концентрация налетающих на газоплазменную мишень ядер будет равна удвоенной концентрации заряженных частиц (дейтонов). Также следует понимать, что в случае молекулярных ионов D_2^+ энергия, набираемая такой частицей в электрическом поле при протекании ядерных взаимодействий с газоплазменной мишенью, разделится между двумя ядрами, входящими в её состав, что отразится на сечении реакции.

В итоге, обобщая все рассмотренные особенности систем с ИЭУП, концентрация налетающих ионов n_i согласно формуле (3) записывается в виде

$$n_i(t) = \sqrt{\frac{m_i}{e \xi U}} \frac{2 \mu I(t)}{q_i S_{oi}} \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{\gamma} \eta^z \right)^{-1} \right)^{-1}, \quad (7)$$

где m_i и q_i — масса и заряд ионов; e — заряд электрона; μ — коэффициент объёмного ионного тока; I — ток, протекающий через электроды системы ИЭУП (измеряемый в экспериментах); η — прозрачность катода; S_{oi} — площадь, через которую протекает объёмный ионный ток; ξ — эффективность ускорения; U — прикладываемое на электроды ускоряющее напряжение; γ — максимальное число пролётов иона через мишень.

Таким образом, согласно соотношению (2) выход нейтронов в системах ИЭУП будет записываться следующим образом:

$$Y = \frac{4 p \mu t}{k q_i T} \iint_V \sigma \left(\frac{\xi U}{2} \right) \frac{I}{S_{oi}} \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{\gamma} \eta^z \right)^{-1} \right)^{-1} dV dt. \quad (8)$$

Поскольку распределение электрического поля в межэлектродном пространстве носит неоднородный характер (это видно, например, в работе [13]) и основную энергию ионы приобретают в непосредственной близости к катоду, для упрощения можно уйти от интегрирования по всему объёму системы ИЭУП, используя следующие предположения. Поскольку ионы набирают основную энергию около катода и пролетают сквозь его внутренний объём с данной энергией, а пролетев, теряют энергию также в непосредственной близости к катоду, то в качестве объёма газоплазменной мишени логично использовать внутренний объём катода V_C . Выражая S_{oi} через площадь катода и его геометрическую прозрачность $S_{oi} = \eta S_C$ и предполагая постоянство генерации нейтронов во времени, выход нейтронов в системах ИЭУП будет записываться следующим образом:

$$Y = \frac{4 p I t V_C}{(1 - \eta) k q_i T S_C} \sigma \left(\frac{\xi U}{2} \right) \left(1 + \left((1 - \eta) \sum_{z=1}^{\gamma} \eta^z \right)^{-1} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Данное соотношение можно использовать при расчёте систем ИЭУП любых геометрий, работающих только с электрическими полями. При рассмотрении систем с эффектом полого катода или большими токами разряда необходимо дополнительно учитывать искажения электрического поля внутри катода из-за накопления объёмных зарядов. Данные процессы будут оказывать влияние на эффективность ускорения ξ , но их учёт не приведёт к существенному усложнению расчётной формулы.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ РАСЧЁТ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ СИСТЕМ ИЭУП

Для верификации описанной модели расчёта выхода нейтронов для систем ИЭУП проведён анализ установок, описанных в литературе. На основе геометрических и электротехнических параметров этих установок рассчитан выход нейтронов по предлагаемой модели и затем сопоставлен с экспериментальными значениями выхода нейтронного излучения. Анализ проведён для описанных в литературе режимов работы систем ИЭУП при использовании дейтерия, работающих на постоянном токе в диапазоне нейтронного выхода от $7 \cdot 10^4$ до $2,5 \cdot 10^8$ нейтр./с. Основные параметры систем приведены в таблице, а результаты сравнения расчётного выхода нейтронов с экспериментальным показаны на рис. 3, согласно которому наблюдается хорошее совпадение расчётных значений с экспериментальными. Следует отметить, что системы ИЭУП, работающие с дейтерием в качестве рабочего газа и имеющие нейтронный выход порядка 10^8 нейтр./с и более, довольно редки из-за использования больших электрических мощностей для их работы. Известны подобные системы разработки NSD-Gradel-Fusion [10], однако из-за недостаточно полного описания, приводимого в литературе, данные системы не использованы при проведении сравнительного анализа.

Основные параметры систем ИЭУП

Источник информации	Система ИЭУП	Геометрия системы	U , кВ	I , мА	P , кВт	Y , нейтр./с	Ссылка
Kansai University	Osawa	Сферическая	27	5	0,135	$8,2 \cdot 10^4$	[30]
Fusion Technology Institute University of Wisconsin—Madison	Ashley		60	60	3,6	$3,0 \cdot 10^7$	[31]
	Cipiti		90	30	2,7	$1,2 \cdot 10^7$	[32]
	Michalak		150	100	15,0	$2,5 \cdot 10^8$	[27]
	10S-27C		100	30	3,0	$1,1 \cdot 10^7$	[33]
	10S-50S		100	30	3,0	$1,7 \cdot 10^7$	
	20S-40S		100	30	3,0	$3,5 \cdot 10^7$	
	10C-27C	100	30	3,0	$7,0 \cdot 10^6$		
NSD-Fusion GmbH	NSD-5	Цилиндрическая	50	0,5	0,025	$7,0 \cdot 10^4$	[9]
	NSD-6		80	4	0,32	$2,0 \cdot 10^6$	
	NSD-7		120	15	1,8	$2,3 \cdot 10^7$	

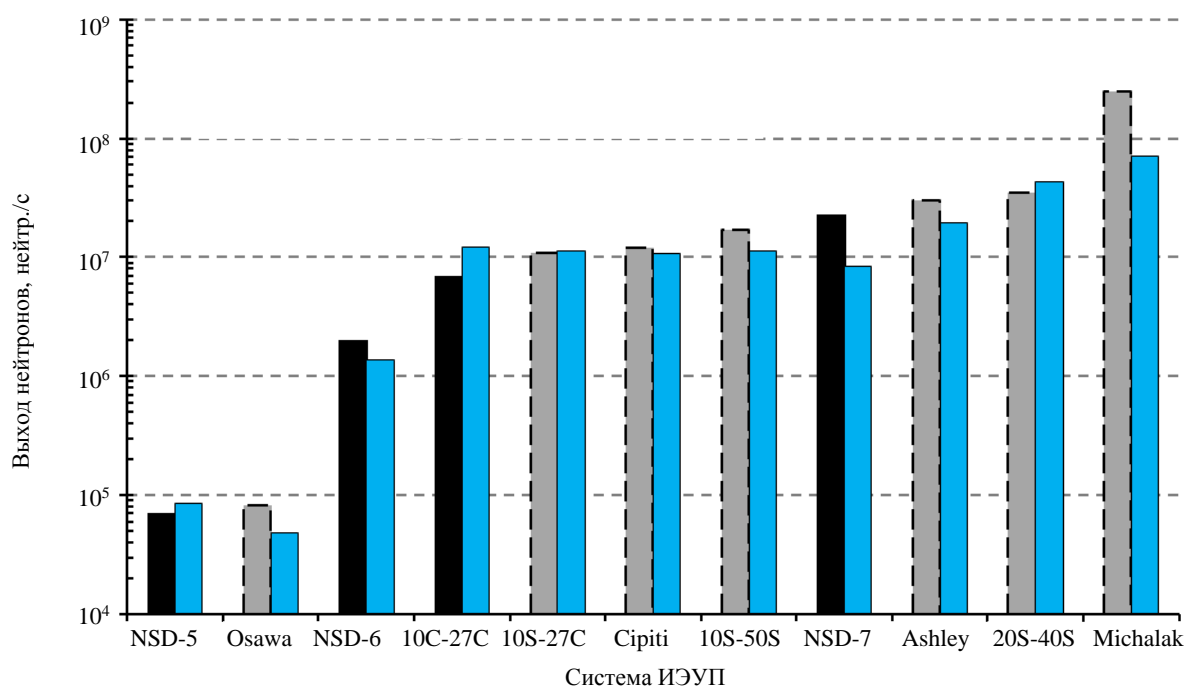


Рис. 3. Выход нейтронного излучения установок ИЭУП: ■ — эксперимент, цилиндрические системы; ■ — эксперимент, сферические системы; ■ — расчёт

Среднее отклонение расчётного значения от экспериментального для сферических систем составило 30%, а для цилиндрических — 50%. Различия в отклонениях расчётных значений от экспериментальных для разных типов систем, вероятно, связаны с неоднородным распределением параметров систем по длине цилиндрических катодов (влиянием граничных условий). Увеличить точность расчётов можно путём учёта распределения ионов по скоростям, распределения электрического потенциала и других факторов. При проведении расчётов использованы значения сечения реакции $D(d, n)He^3$ для разных энергий, приведённые в [23].

ВЫВОДЫ

В работе проведён анализ процессов генерации нейтронов в системах с инерционным электростатическим удержанием плазмы. Рассмотрены основные конструктивные и физические факторы систем ИЭУП, влияющие на процессы генерации нейтронов, такие как геометрическая прозрачность катода η , коэффициент объёмного тока μ , эффективность ускорения ионов ξ , а также объёмные плотности ускоренных ионов D_2^+ и нейтральных молекул D_2 , представляющей собой газопламенную мишень, ограниченную внутренним объёмом катода. Взаимосвязь всех факторов записана в виде общего выражения для выхода нейтронов Y в системах ИЭУП в интегральном виде.

На основании полученного выражения проведён расчёт выходов нейтронов систем ИЭУП цилиндрической и сферической геометрий, работающих в непрерывном режиме и описанных в литературе в диапазоне выхода нейтронов от $7 \cdot 10^4$ до $2,5 \cdot 10^8$ нейтр./с. Рассчитанные значения выхода нейтронов согласуются с экспериментальными значениями с точностью 30% для сферических и 50% для цилиндрических систем.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Сборник** материалов межотраслевой научно-технической конференции «Портативные генераторы нейтронов и технологии на их основе». — М.: ВНИИА, 2003.
2. **Бармаков Ю.Н., Боголюбов Е.П., Смирнов Г.А.** Портативные нейтронные генераторы — Portable Neutron Generators: от начальных шагов к современному состоянию и перспективам. — В сб.: Материалы Международной научно-технической конференции «Портативные нейтронные генераторы и технологии на их основе». Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики, Москва, 2004, с. 14—18.

3. **Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Молодцев Д.А., Смердов В.И., Фалин А.П., Юхимчук А.А.** Источник с выходом 10^{13} ДТ-нейтронов на основе сферической камеры с плазменным фокусом. — *Физика плазмы*, 2013, т. 39, вып. 3, с. 368—371; doi: 10.7868/S0367292112120074.
4. **Труды учёных ядерных центров России. Сборник № 5.** Под ред. Н.Г. Макеева. — Саров: РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1996, с. 279—378.
5. **Shvetsov V.** Pulsed Fast IBR-2 after Modernization. — In: *Abstracts of European Conference on Neutron Scattering*. Saint-Petersburg, Russia, 2019, p. 38.
6. **Ломаев М.И., Нечаев Б.А., Падалко В.Н., Кузнецов С.И., Сорокин Д.А., Тарасенко В.Ф., Яловец А.П.** Эмиссия нейтронов при наносекундном разряде в дейтерии в неоднородном электрическом поле. — *ЖТФ*, 2012, т. 82, № 1, с. 126—132.
7. **Jiao X.J., Shaw J.M., Wang T., Wang X.M., Tsia H., Poth P., Pomerantz I., Labun L.A., Toncian T., Downer M.C., Hegelich B.M.** A tabletop, ultrashort pulse photoneutron source driven by electrons from laser wakefield acceleration. — *Matter. and Radiation at Extremes*, 2017, vol. 2, p. 296—302; doi:10.1016/j.mre.2017.10.003.
8. **Hirsch R.L.** Inertial electrostatic confinement of ionized fusion gases. — *J. of Applied Physic*, 1967, vol. 38, № 11; doi: 10.1063/1.1709162.
9. **Neutron Generator System Design Report for Zurich University Neutron Facility.** NSD-Fusion Tech. Note NSD-188 Issue 1, Version C 8-1-2010 for Christian Regenfus, University of Zurich. CERN. 2010.
10. <http://www.nsd-fusion.com/Applications/>.
11. **Knapp D.R.** Inertial Electrostatic Confinement; Small Scale Nuclear Fusion for Non-Energy Applications. — ICTP-IAEA College on Advanced Plasma Physics. 2014.
12. **Meyer R.** Inertial Electrostatic Confinement: Theoretical and Experimental Studies of Spherical Devices. Ph.D. thesis. The University of Missouri—Columbia. 2007.
13. **Yamauchi K., Tomiyasu K., Watanabe M., Okino A., Hotta E.** Fundamental study of radially convergent beam fusion. — In: *The 5th US-Japan Workshop on IEC*. University of Wisconsin—Madison. Madison. WI. USA, 2002.
14. **Piefer G.R.** Performance of Low-Pressure, Helicon Driven IEC ^3He Fusion Device. Ph.D. thesis UWFD-1303. University of Wisconsin—Madison. 2006.
15. **Kozlovsky K.I., Kuznetsov A.Yu., Ponomarev D.D., Hasaia D.R., Tsybin A.S., Shikanov A.E.** Experimental study of a coaxial plasma diode with oscillating deuterons for neutron generation. — *Atomic Energy*, 2012, vol. 112, № 4, p. 299—302 (Russian Original: 2012, vol. 12, № 4, p. 243—245).
16. **Park J., Stange S.M., Nebel R.A., Subramanian K.M.** Inertial-Electrostatic-Confinement Fusion Device. — LANL. Plasma Physics Research Highlights. LALP-04-133.
17. **Shrestha P.J.** A Dipole Assisted IEC Neutron Source. Report D-IEC 006. Final Report. Contract № DE-FG02-04ER86222. University Collaborator NPPE, U of IL Fusion Studies Laboratory. 2005.
18. **Momota H., Miley G.H.** Neutron source based on a counter deuterium beam linear IEC. — *J. Fusion Energ*, 2009, № 28, p. 191—194; doi 10/1007/s10894-008-9173-y.
19. **Barnes D.C.** Penning Traps as Neutron Sources. US/Japan Workshop. 2014.
20. **Bussard R.W.** Some Physics considerations of magnetic inertial electrostatic confinement: a new concept for spherical converging flow fusion. — *Fusion Technology*, 1991, vol. 19, p. 273—293.
21. **Баско М.М.** Физические основы инерциального термоядерного синтеза. Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2009, с. 17.
22. **Feldbacher R.** Nuclear Reaction Cross Section and Reactivity Parameter Library and Files. The AEP Barnbook DATLIB, 1987.
23. **Miley G.H., Murali S.K.** Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion Fundamentals and Applications. — Springer, 2014.
24. **Кирьянов Г.И.** Генераторы быстрых нейтронов. — М.: Энергоатомиздат, 1990, с. 79—89. ISBN 5-283-03942-0.
25. **Сыромуков С.В.** Влияние атомно-молекулярного и изотопного состава пучка ионов на выход нейтронов из набивных мишеней запаянных нейтронных трубок. — *Атомная энергия*, 2015, т. 118, вып. 6, с. 329—334.
26. **Nanjo K., Kashiwagi K., Sekiguchi T., Nghanmdee W., Watanabe M., Hotta E.** Characterization of the discharge plasma in cylindrical inertial electrostatic confinement fusion device. — In: *16th US—Japan Workshop, on Fusion Neutron Sources for Nuclear Assay and Alternate Applications*. Madison, Wisconsin, 2014.
27. **Michalak M.K., Fancher A.N., Kulcinski G.L., Santarius J.F.** Expanding Operational Space in Inertial Electrostatic Confinement D-D Neutron Generators. — *Fusion Science and Technology*. American Nuclear Society, 2017; <https://doi.org/10.1080/15361055.2017.1330609>.
28. **Miley G.H.** Overview of IEC Research at the University of Illinois. US—Japan IEC Workshop. University of Wisconsin—Madison. WI 10/9/02. 2002.
29. **Москалев Б.И.** Разряд с полым катодом. — М.: Энергия, 1969.
30. **Osawa H., Makino K., Kawahira Y., Aoki C., Ohnishi M.** The parallel running of multiple IECF devices. — In: *16th US—Japan Workshop on Fusion Neutron Sources for Nuclear Assay and Alternate Applications*. Madison, Wisconsin, 2014.
31. **Ashley R.P., Kulcinski G.J., Santarius J.F., Krupakar Murali C., Piefer G., Radel R.** Steady-state D— ^3He proton production in IEC fusion device. — In: *14th Topical Meeting on the Technology of Fusion Energy*. UWFD-1144. Fusion Technology Institute University of Wisconsin—Madison, 2000.
32. **Cipiti V.B.** The Fusion of Advanced Fuels to Produce Medical Isotopes Using Inertial Electrostatic Confinement. Ph.D. thesis UWFD-1226. University of Wisconsin—Madison, 2004.

33. **Eagle B.J., Santarius J.F., Kulcinski G.L.** Comparison of Spherical and Cylindrical Geometries in Inertial Electrostatic Confinement Devices. ANS 17th TOFE, 2006.
34. **Bakr M., Masuda K., Yoshidab M.** Improvement of the neutron production rate of IEC fusion device by the fusion reaction on the inner surface of the IEC chamber. — Fusion Science and Technology, 2019, p. 479—486; doi: 10.1080/15361055.2019.1609821.
35. **Bowden-Reid R., Khachan J., Wulfskuhler J., Tajmar M.** Evidence for surface fusion in inertial electrostatic confinement devices. — Physics of Plasmas, 2018, vol. 25, p. 112702; doi: 10.1063/1.5053616.



Илья Александрович Прокуратов, ведущий инженер; ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, 115304 Москва, ул. Луганская 9, Россия
akdulatov@vniia.ru



Борис Дмитриевич Лемешко, ведущий научный сотрудник, д. техн. н.; ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, 115304 Москва, ул. Луганская 9, Россия
akdulatov@vniia.ru



Юрий Владимирович Михайлов, начальник научно-исследовательской лаборатории, к. техн. н.; ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, 115304 Москва, ул. Луганская 9, Россия
akdulatov@vniia.ru



Али Каюмович Дулатов, начальник научно-исследовательского отдела, к. техн. н.; ФГУП ВНИИА им. Н.Л. Духова, 115304 Москва, ул. Луганская 9, Россия
akdulatov@vniia.ru

Статья поступила в редакцию 15 декабря 2021 г.
После доработки 19 декабря 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 1, с. 108—118.

УДК. 533.952

ДИНАМИКА ТОКОВОЙ ОБОЛОЧКИ В САМОСЖИМАЮЩЕМСЯ ПЛАЗМЕННОМ РАЗРЯДЕ С ДОПОЛНИТЕЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИЕЙ ГАЗА

Е.В. Грабовский¹, А.Н. Грибов¹, М.К. Крылов¹, Н.М. Ефремов¹, М.В. Ильичева¹, А.П. Лотоцкий^{1,2}, Я.Н. Лаухин¹, Ю.Н. Сулимин¹, Д.Г. Панфилов¹, Е.И. Предкова¹, А.О. Шишлов¹, Г.Н. Хомутильников¹, А.Ю. Фролов¹, Э.И. Додулад², Э.Я. Школьников², В.В. Вихрев³, В.В. Лукин⁴

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

²Национальный исследовательский университет «МИФИ», Москва, Россия

³НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

⁴ИПМ РАН им. М.В. Келдыша, Москва, Россия

В камере плазменного фокуса установки ПФ-МОЛ импульсный клапан позволяет получать неоднородную плотность рабочего газа. В комбинированном режиме работы (стационарный напуск и дополнительная инжекция) возможно совместное использование различных газов в одном пуске. Установка имеет ёмкостной источник с максимальным током 750 кА. В камере размещена система магнитных зондов. При токах 700 кА в обычном режиме стационарного наполнения дейтерием выход нейтронов Y_n составляет $(4-5)10^9$ за импульс. Максимальный выход $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$ получен при дополнительной импульсной подпитке дейтерием области фокусировки токовой оболочки. Проведены эксперименты с гелиевой токовой оболочкой, обжимающей инжектированный дейтерий. При токе 530 кА воспроизводимо регистрировался выход $Y_n \sim 2 \cdot 10^9$. Проведены тесты, свидетельствующие об отсутствии примеси гелия в плазме дейтериевого пинча.

Ключевые слова: плазма, токовая оболочка, газовый напуск, пинчевание.

DYNAMICS OF THE CURRENT SHELL IN A SELF-COMPRESSIBLE PLASMA DISCHARGE WITH ADDITIONAL GAS INJECTION

E.V. Grabovskij¹, A.N. Gribov¹, M.K. Krylov¹, N.M. Efremov¹, M.V. Ilyicheva¹, A.P. Lototsky^{1,2}, Ya.N. Laukhin¹, Yu.N. Sulimin¹, D.G. Panfilov¹, E.I. Predkova¹, A.O. Shishlov¹, G.N. Khomutinnikov¹, A.Yu. Frolov¹, E.I. Dodulad², E.Ya. Shkolnikov², V.V. Vikhrev³, V.V. Lukin⁴

¹JSC RF TRINITY, Moscow, Troitsk, Russia

²National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

⁴Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia

In the plasma focus chamber of the PF-MOL installation, a pulse valve allows to obtain an inhomogeneous density of the working gas. In the combined mode of operation (stationary for start-up and additional gases injection), it is possible to use different gases together in one start-up. The installation has a capacitive source with a maximum current of 750 kA. The chamber houses a system of magnetic probes. At currents of 700 kA in the normal mode of stationary deuterium filling, the neutron yield Y_n is $(4-5)10^9$ per pulse. The maximum output $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$ was obtained with additional pulsed deuterium recharge of the focusing area of the current shell. Experiments have been carried out with a helium current shell compressing injected deuterium. At a current of 530 kA, the output $Y_n \sim 2 \cdot 10^9$ was reproducibly recorded. Tests indicating the absence of a helium impurity in the deuterium pinch plasma were carried out.

Key words: plasma, current shell, stationary for start-up, additional gases injection.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-1-119-134

ВВЕДЕНИЕ

Самосжимающиеся плазменные разряды, называемые плазменным фокусом (ПФ), более 50 лет являются предметом изучения и пристального внимания инженеров и физиков. В 1960-х годах Н.В. Филиппов [1] и Дж.В. Мейзер [2] обнаружили эффект фокусировки тока в дейтериевой плазме, сопровождающийся излучением нейтронов. Газовый разряд в камерах специальной геометрии поддерживал азимутальную неустойчивость $m = 0$ токовой оболочки с концентрацией энергии импульсного токового контура в малом объёме плазмы. В последующее время созданы десятки установок [3—8] и выполнены тысячи экспериментов с использованием совершенных диагностических приборов. Большинство созданных ПФ-устройств с описанием параметров и основных результатов отражено в обзоре [9]. Основные физические процессы в камерах ПФ кратко рассмотрены в энциклопедическом издании [10]. В настоящее время накоплен обширный фактический материал, дающий представление об основных про-

цессах, происходящих в разрядной камере. Параллельно проводимые эксперименты сопровождались разработкой теоретической базы и расчётными работами, например [11—17], для объяснения ряда наблюдаемых закономерностей в развитии разряда. Тем не менее заключительная фаза кумуляции токовой плазменной оболочки (ТПО) в ПФ, сопровождающее её излучение и оптимальные для этого условия в настоящее время не обрели полного физического понимания. Три фазы цикла разряда (пробой газа, ускорение ТПО и пинчевание) должны быть согласованы с источником тока и геометрией электродов. Это далеко не всегда удаётся сделать из-за нарушения симметрии пробоя, начинающегося на поверхности изолятора. Массовая плотность газа в камере, необходимая для согласования времени ускорения ТПО со скоростью нарастания тока перед пинчеванием, должна увеличиваться согласованно с током. При увеличении плотности газа происходит нарушение аксиальной симметрии первичного пробоя по изолятору и формирования ТПО, что наблюдалось на всех установках ПФ с энергетикой от 4 до 1000 кДж [8]. Это препятствует получению оптимальных режимов симметричного пинчевания ТПО при токах свыше 1,5 МА, где согласно МГД-расчётам можно ожидать увеличения вклада термоядерного механизма в генерацию нейтронов [11, 18]. Поэтому попытки продвинуться в область больших плотностей газа и токов не прекращаются. Одним из способов решения вопроса может быть принудительная ионизация газа предварительным сильноточным разрядом. Для этого в [19] параллельно с основным источником подключался низкоиндуктивный высоковольтный (200 кВ) источник тока, срабатывающий за 150 нс до включения основного контура. Это обеспечило возможность трёхкратного повышения начальной плотности газа. Другой способ — комбинированное заполнение камеры газом, когда для формирования и ускорения ТПО используется наиболее подходящий для этого газ, а в зону пинчевания импульсно впрыскивается дейтерий. При токах, превышающих 2 МА, ТПО, обжимающая дейтерий подобно лайнеру, может быть сформирована из тяжёлого инертного газа (Xe, Kr). Однако возможность пинчевания дейтерия и генерации нейтронов в условиях перемешивания газов требует экспериментальной проверки.

Цель настоящей работы — смоделировать подобные условия и подтвердить работоспособность описанной схемы генерации нейтронов при обжатии дейтерия ТПО, сформированной из инертного газа.

Инжекция газа в импульсных плазменных установках использовалась ещё в пушках Маршалла [20] для генерации плазменных сгустков. В [21] описана работа плазменного ускорителя с быстродействующим клапаном [22], позволяющим избежать пробоя вдоль поверхности изолятора и загрязнения ТПО примесью вещества испаренного изолятора. При соответствующей полярности электродов устройство работало в режиме плазменного фокуса. Клапан через систему каналов, выполненных в центральном электроде, впрыскивал газ непосредственно в межэлектродный зазор. Аналогичные предложения по инъекции рабочего тела рассматривались для применения непосредственно в ПФ. В обзоре [3] это оценивалось как перспективное усовершенствование, подтверждённое далее результатами работы [23]. В последующих экспериментах были реализованы различные схемы дополнительного впрыска рабочего газа: через одно или несколько отверстий в торце анода [24], по периферии катода и анода [25], а также схемы с совмещёнными вариантами впрыска газа. При этом преследовались различные цели. В устройствах, описанных в [24, 25], сопутствующее усложнение установок было направлено на увеличение нейтронного выхода ПФ. В [25, 26] целью инъекции было предотвращение контакта плазменной оболочки с изолятором и устранение примесей в ТПО. Получение симметричной инициации тока в [26] было смоделировано на Z-пинче с кольцевой конфигурацией инжектора и электроэрозионным поджигом разряда. Была улучшена симметрия пинча при увеличении рентгеновской эмиссии. В статье [27] описаны эксперименты, проведённые на крупной установке мейзеровского типа КПФ-4. Использовалась комбинация двух систем импульсной инъекции вместе со стационарным заполнением разрядной камеры. Исследовалась динамика потоков плазмы при движении в фоновом газе, моделировались генерация и распространение астрофизических струйных выбросов — джетов. Эта работа содержит краткий обзор других экспериментов на ПФ с внешним впрыском газа.

Как отмечено в [27], для успешной работы ПФ при нестационарном заполнении камеры необходимо иметь данные о распределении плотности газа в рабочем объёме. В противном случае интерпретация полученных результатов весьма затруднительна. Второе необходимое условие для достижения цели настоящей работы — соответствие технических возможностей системы газового напуска задаваемым условиям пространственного распределения газа.

С этой целью в установке ПФ-МОЛ максимально сокращена длина каналов импульсной подачи газа. Проведены расчёты заполнения камеры. Исследована динамика движения ТПО в различных вариантах работы, в том числе с формированием её на гелии и последующим обжатием дейтерия. Для сравнительной оценки нейтронного выхода использован скейлинг [28] по максимальной величине разрядного тока I_m и по току I_p в момент пинчевания: $Y_n = 1,8 \cdot 10^{10} I_m^{2,8}$ и $Y_n = 3,2 \cdot 10^{11} I_p^{4,5}$.

Основу статьи составили результаты экспериментов, ранее доложенные на XXXIV конференции по физике плазмы в Звенигороде [29], дополненные серией проведённых контрольных опытов.

ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Приведём основные сведения об установке ПФ-МОЛ, имеющие непосредственное отношение к данной работе и использованные далее. Общий вид установки ПФ-МОЛ показан на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид установки: на переднем плане вакуумная камера, далее правее виден ряд разрядников и конденсаторы

Источник импульсного тока ёмкостного типа собран на базе конденсаторов ИК 25-12 с полной ёмкостью 760 мкФ. Используемый диапазон рабочего напряжения $U_0 = 8—15$ кВ с максимальным разрядным током $I = 750$ кА, что соответствует запасу энергии ~ 85 кДж. Нагрузка подключается с помощью четырёх вакуумных разрядников типа РВУ-47. Вакуумная система установки состоит из разрядной камеры с электродами, турбомолекулярного и спирального безмасляных насосов и системы вентилялей. Камера откачивалась до давления 10^{-5} торр. Рабочее давление $P_{\text{кам}}$ при стационарном заполнении дейтерием находилось в пределах 0,3—1,2 торр в зависимости от запланированного режима экспериментов.

Нагрузочный узел установки — коаксиальная система Мейзеровского типа, показанная на рис. 2. Центральный электрод 1 является анодом. Токотвод осуществлён через проходной изолятор составной конструкции, который является одновременно

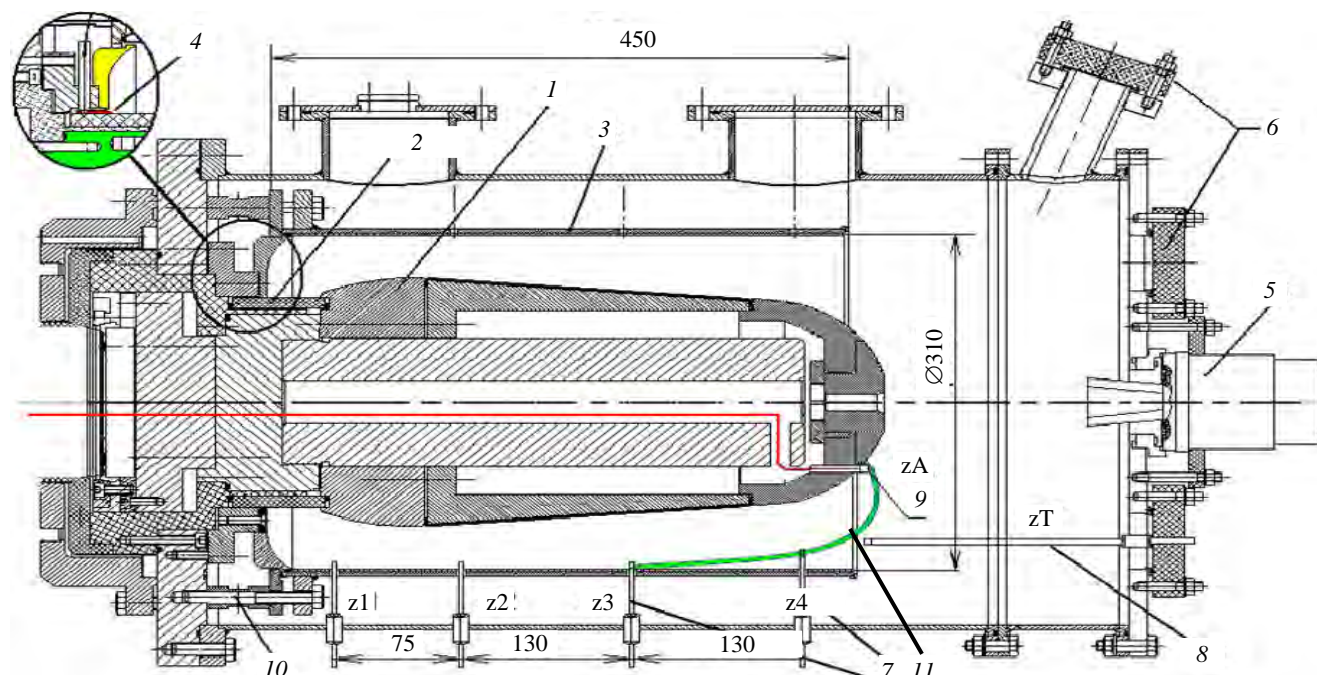


Рис. 2. Разрядная камера установки: 1 — анод; 2 — изолятор; 3 — катод; 4 — электрод ТР; 5 — газовый клапан; 6 — смотровые окна; 7 — магнитные зонды; 8 — торцевой зонд; 9 — зонд на аноде; 10 — стойки крепления катода; 11 — конфигурация ТПО перед пинчеванием

механическим держателем анода. Участок изолятора, обращённый к вакуумной области, выполнен в виде цилиндра 2 с наружным диаметром 195 мм и длиной 70 мм. Для первой серии экспериментов использован цилиндр из капролона, снабжённый внешними рёбрами (на рисунке не показаны). Затем он был заменён керамическим изделием с теми же размерами. Частично изолятор утоплен в «юбку» катода, ограничивающую зону начального пробоя продольным размером 42 мм. В зазоре между катодом и изолятором установлено тонкое изолированное от электродов кольцо 4 с проводником, выведенным за пределы камеры. При подключении независимого слаботокового источника постоянного тока и при наличии газа в камере можно было наблюдать локализованный кольцевой тлеющий разряд (ТР).

В торце камеры расположены импульсный газовый клапан 5, аналогичный использованному в работе [25], с электромагнитным управлением и газонаправляющее сопло с разной конфигурацией в соответствии с предполагаемым режимом экспериментов. Время начала открытия клапана ~ 110 — 120 мкс после подачи управляющего импульса, длительность фазы напуска газа ~ 300 мкс. Отсчёт времени задержки включения T_z основных разрядников РВУ ведётся от момента подачи импульса на клапан. Используемый диапазон рабочих давлений газа $P_{кл}$ в подклапанном объёме (50 см^3) от 1 до 30 бар. Возврат в исходное состояние обеспечивался при упругой отдаче запирающего элемента от возвратного буфера. За цикл срабатывания инжектировалось не более 10% газа из объёма клапана.

Камера снабжена показанными на рис. 2 смотровыми окнами 6 для фотографирования разряда и портами для установки магнитных зондов 7. Миниатюрные зонды в керамических трубках диаметром 6 мм аналогичны использованному в работе [30]. Координаты размещения зондов $z1$ — $z4$ вдоль оси камеры указаны на рис. 2. Проволочные петли зондов заглублялись в межэлектродный зазор на величину от 5 до 25 мм. В процессе проведения экспериментов вводились дополнительные зонды zT через торцевую крышку камеры, а также устанавливались зонды zA в головной части анода. Их сигналы выводились из камеры через герметизированные разъёмы и считывались изолированным осциллографом с автономным питанием. Установленные зонды калибровались одновременно перед проводимой серией экспериментов. Для этого на внешнем срезе электродов ставилась осесимметричная закоротка и при токах контура $I \sim 300$ — 400 кА проводилась одновременная регистрация сигналов зондов и тока.

Для измерения полного тока $I_p < 800$ кА на входном коллекторе размещён пояс Роговского, напряжение на коллекторе регистрировалось резистивным делителем.

Индуктивность цепи питания установки определялась по частотной характеристике контура при закоротке, установленной на входном коллекторе, и равна 54 нГн. Оценка индуктивности электродов нагрузочного узла — по частотной характеристике полного контура (при калибровке зондов) и составляла 70 нГн.

Для визуального исследования начальной стадии образования оболочки в видимом диапазоне излучения плазмы проводилась фотосъёмка с помощью пятимикросекундной камеры SDU-285. Большая аппаратная экспозиция обусловила отладку синхронизации работы затвора с опережением его включения относительно регистрируемого явления. В описанном далее случае затвор открывался до старта разрядного тока.

При работе с заполнением камеры дейтерием пинч генерировал рентгеновское и нейтронное излучение. Калиброванный датчик с парафиновым замедлителем, активируемой фольгой и счётчиком Гейгера давал количественную оценку Y_n нейтронного выхода за импульс. Сцинтилляционный прибор ССДИ-13 определял временную привязку рентгеновского и нейтронного излучения и был полезен для контроля процессов при работе на гелии.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ИМПУЛЬСНЫМ И СТАЦИОНАРНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ КАМЕРЫ

Первые эксперименты на установке были проведены с капролоновым межэлектродным изолятором. Они проведены в режиме импульсного напуска газа. Полагалось, что начальный пробой должен происходить не по изолятору, а по пространственной границе газового распределения, перемещающейся при инжекции вглубь межэлектродного зазора. Мы рассчитывали на пробой в зоне максимального диаметра анода. Однако при этом наблюдался систематический пробой по поверхности изолятора, несмотря на уменьшение времени задержки T_z подачи основного напряжения относительно момента срабатывания клапана до 300 мкс. При дальнейшем уменьшении T_z пробой происходил в области электродов, близкой к выходному торцу, и с нарушением аксиальной симметрии тока. Пинчевание плазмы в фазе нарастающего

тока было слабо выражено. Особенность истечения газа в вакуумную область камеры была выявлена в расчётах. Она заключалась в сверхзвуковом истечении газа в вакуум и торможении малоплотного потока в закрытом торце камеры. Соответственно у задней торцевой стенки катода происходило накопление газа с повышенной избыточной плотностью, значительно превышающей плотность потока газа в средней части электродов. Чтобы избавиться от этого эффекта, сопровождаемого нерегулярными пробоями у изолятора, мы увеличили длину стоек катода (поз. 10 на рис. 2), на которых установлена его цилиндрическая часть, отодвинув его от торцевой стенки. Созданная кольцевая щель размером 30 мм в катоде над поверхностью изолятора обеспечила вытекание избыточного газа из этой зоны. После этого были получены режим работы без пробоя по поверхности изолятора и нейтронное излучение с выходом $Y_n \sim 1,0\text{--}1,5 \cdot 10^9$.

Импульсное наполнение камеры дейтерием проводилось при регулировке двух параметров: давления газа $P_{\text{кл}} = 10\text{--}20$ бар в подклапанном объёме и времени задержки $T_3 = 350\text{--}400$ мкс от начала срабатывания клапана до момента подачи напряжения на электроды. Резкая зависимость полученного нейтронного выхода Y_n от сочетания этих параметров показана на диаграмме рис. 3. При значительном превышении любого из этих параметров происходил электрический пробой по поверхности изолятора с последующей потерей его электрической прочности. Характер зависимости выхода Y_n от давления клапана $P_{\text{кл}}$ при фиксированной за-

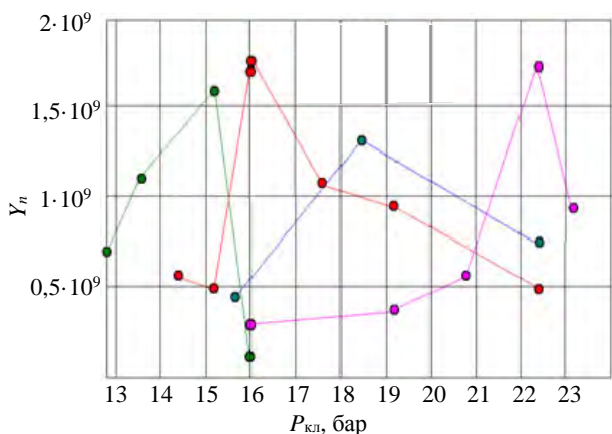


Рис. 3. Диаграмма нейтронного выхода $Y_n = f(T_3, P_{\text{кл}})$ для различных задержек T_3 : — 380, — 375, — 365, — 360 мкс подачи напряжения на импульсный клапан. Напряжение зарядки батареи 15 кВ

держке, видимо, связан с перемещением вдоль электродов зоны, оптимальной для первичного пробоя газа, и соответствующим изменением длины ускорения ТПО. Полагаем, что максимумы на графиках соответствуют идентичным условиям пробоя на участке с минимальным межэлектродным зазором. Мы вынуждены ограничиться эмпирическими данными, так как при перемещении катода магнитные зонды были удалены из штатных посадочных отверстий. Относительно низкий нейтронный выход, по-видимому, объясняется недостаточной симметрией токов при первичном пробое электродов и наличием газа в объёме камеры, не вовлечённого ТПО в ускорение. Этот газ легко пробивался, шунтируя ток пинча. Координаты места пробоя при этом не определялись.

В дальнейших экспериментах был использован керамический изолятор 2 на рис. 2. При стационарном заполнении камеры (после «тренировочных» разрядов) получен нейтронный выход $Y_n \sim 4,0 \cdot 10^9$ /имп. Серия пусков с импульсным заполнением камеры дейтерием продемонстрировала нейтронный выход до $4,5 \cdot 10^9$ /имп. Типичные осциллограммы токов и напряжения показаны на рис. 4.

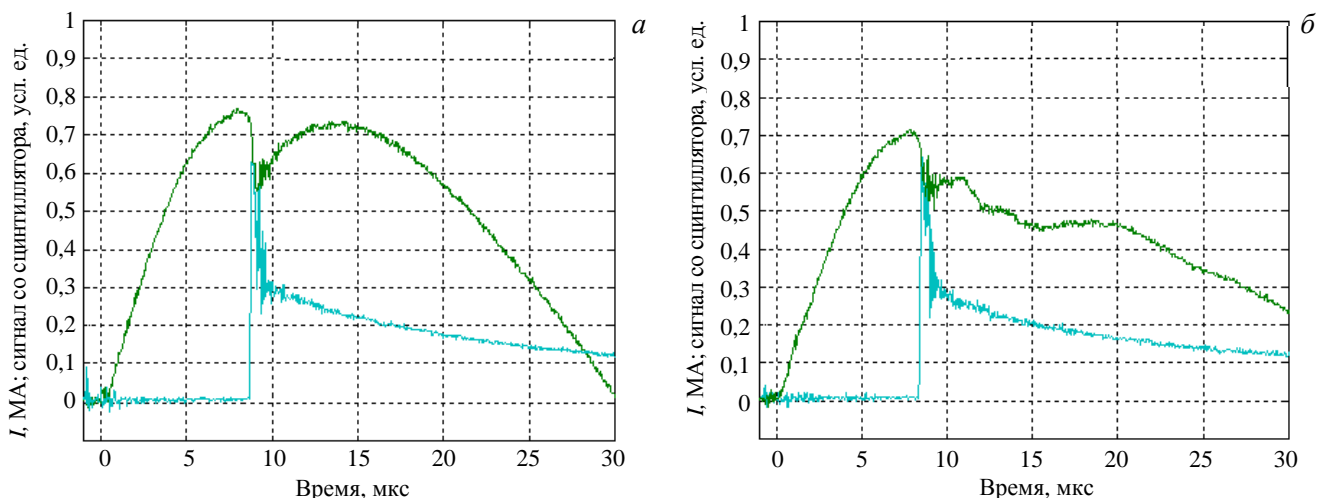


Рис. 4. Осциллограммы токов и сигналов сцинтилляционного датчика при пусках: а — сплошное заполнение, пуск № 2339, $Y_n = 3,8 \cdot 10^9$; б — импульсная инжекция рабочего газа, пуск 2343, $Y_n = 4,4 \cdot 10^9$; — ток разряда, МА; — сигнал со сцинтиллятора

При стационарном заполнении обеспечивается хорошее сгребание газа, заполняющего камеру, и после особенности тока следует вторичный пробой по поверхности изолятора. При импульсном заполнении межэлектродного зазора, вероятно, не удаётся получить у изолятора однородного кругового заполнения в длинном, более 0,5 м газовом тракте. Нарушение начальной симметрии ТПО и условий сгребания в значительной мере компенсируется стабилизирующим действием нарастающей к выходу плотности инжектированного газа, но зона вторичного пробоя перемещается неконтролируемым образом в зону электродов, отстоящую от изолятора.

Последующие эксперименты проводились после устранения кольцевой щели в катоде и с установленными магнитными зондами z_1 — z_4 . При этом процесс импульсного заполнения камеры можно было контролировать, подавая на кольцевой электрод ТР (4 на рис. 2) постоянное напряжение 200—300 В. Подтекание газа к задней стенке катода регистрировалось по возникновению тока ТР ~ 2 —5 мА, фронт которого составлял 15—20 мкс. При отсутствии количественных измерений плотности газа у изолятора оптимальные времена задержки T_z между стартом клапана и началом разряда корректировались опытным путём. В целом следует признать, что исключительно только импульсное заполнение с открытого торца электродов не обеспечило устойчивой воспроизводимости результатов. Для прояснения общей картины динамики импульсного газового заполнения была проведена серия расчётных работ.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА НАПОЛНЕНИЯ КАМЕРЫ

Приведём исходные предпосылки, замечания по процедуре расчётов и основные выводы, так как изложение этих материалов и полных результатов требует отдельной публикации. Математическая модель процесса наполнения разрядной камеры газом включает в себя систему уравнений газовой динамики для совершенного идеального (невязкого) газа [31], а также закон движения запорного элемента клапана, через который осуществляется импульсный напуск газа. Полное время срабатывания клапана от старта до начала закрытия (500 мкс) сопоставимо со временем заполнения камеры, поэтому в процессе численного моделирования нельзя пренебречь изменением параметров газа на срезе газонаправляющего сопла. К таким параметрам относятся давление, плотность и скорость истечения газа, характер изменения которых зависит от напускаемого газа, давления под клапаном и измеренного экспериментально временного графика перемещения запорного элемента. На параметры и геометрию формируемого потока также влияет форма газового сопла. Для импульсного заполнения межэлектродного зазора использовалось сопло с расширяющимся раструбом диаметром 40 мм, показанное на рис. 2, для локальной инжекции дейтерия в зону пинча, примыкающую к аноду, — сопло с узким конусом диаметром 12 мм, изображённое на рис. 5. Собственно запорный элемент клапана имел диаметр 18 мм и максимальный ход 7 мм, поэтому узкое сопло было снабжено на входе небольшой расширительной форкамерой.

Система дифференциальных уравнений газовой динамики решалась численно в пространственно трёхмерном приближении с учётом осевой симметрии конструкции. Для решения системы уравнений газовой динамики применяется конечно-объёмный метод на гексаэдрической разностной сетке, основанный на методе Курганова—Тадмора [32]. Аппроксимация величин на гранях ячеек сетки производится по противопоточной схеме, использование которой обусловлено большими перепадами давлений в расчёте. Сетка на каждом временном слое динамически перестраивается в окрестности раструба клапана, аппроксимируя закон движения клапана. Скорость движения аппроксимируется кусочно-постоянной функцией в соответствии с данными

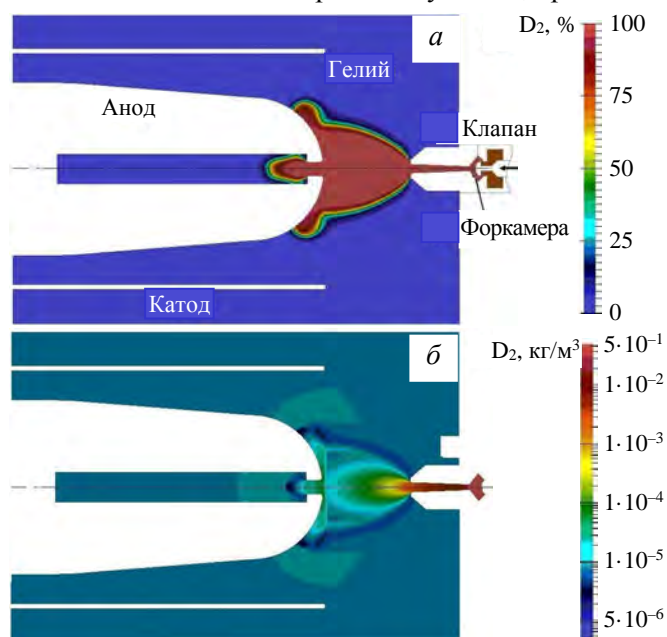


Рис. 5. Распределение параметров газов при комбинированном заполнении камеры газами: *a* — стационарный напуск гелия $P_{\text{кам}} = 0,25$ торр, импульсная инжекция дейтерия $P_{\text{кл}} = 7$ бар, объёмное содержание газов в %; *b* — распределение массовой плотности газов

проведённых измерений на экспериментальном образце клапана. Расчёты выполнены с использованием программного комплекса OpenFOAM и решателя pisoCentralFoam [33], а также ряда дополнительно разработанных расчётных модулей. Для ускорения расчётов применена технология параллельного программирования MPI для кластерных вычислительных систем.

Расчёты проведены для трёх вариантов газового наполнения камеры, приведённой системы на рис. 2:

- импульсное заполнение дейтерием откачанной камеры;
- импульсное заполнение камеры с начальным низким (~ 1 торр) давлением дейтерия (комбинированное заполнение камеры дейтерием);
- импульсная инжекция дейтерия в камеру, предварительно заполненную газом другого сорта.

Расчёты проводились с расширяющимся соплом диаметром 40 или узким диаметром 12 мм в зависимости от поставленной задачи.

В первом случае результаты показывают наличие сверхзвукового начального малоплотного потока газа, достигающего торцевой части катода у изолятора. Здесь происходит быстрое накопление газа, плотность которого становится выше плотности газа в межэлектродном зазоре. Волна плотности движется в направлении, противоположном направлению потока газа. В описанных экспериментах этот газ либо провоцировал пробой по капролоновому изолятору при больших задержках $T_3 > 350$ мкс, приводя его в непригодность для дальнейших пусков, либо смещал оптимальную зону пробоя в межэлектродный зазор при $T_3 < 300$ мкс. В этом случае удержать азимутальную симметрию пробоя оказалось проблематичным. Как было показано, осуществлённый сток газа частично решил эту проблему.

Во втором варианте сверхзвуковая составляющая потока быстро тормозится в газе, предварительно наполняющем камеру, который обеспечивает обычный пробой по керамическому изолятору и образование ТПО. Такой режим соответствует экспериментам, выполненным в работе [24], в других исследованиях, и использовался далее в настоящей работе.

В последнем, третьем случае в соответствии с целью работы интересно было оценить поведение границы различных газов и степень их перемешивания. Интерес обусловлен возможностью создания тяжёлых токовых оболочек (из ксенона, криптона), обжимающих подобно лайнерам дейтерий при больших токах. Расчётная задача при этом усложняется сшивкой граничных условий для двух областей с различными физическими свойствами. Полагаем, что присутствие значительного количества примесей тяжёлого газа при адиабатическом нагреве дейтерия в генерируемом пинче недопустимо. Поэтому в расчёт дополнительно введена идентификация сорта газа.

На рис. 5 показан результат расчёта комбинированного заполнения в третьем варианте (сопло диаметром 12 мм, газы дейтерий и гелий). В левой части рисунка цветовая градация показывает плотность газа в пространстве электродов, справа приведена относительная доля инжектированного дейтерия в рабочем пространстве. Начальное давление гелия в камере составляло $P_{\text{кам}} = 0,25$ торр (плотность $2 \cdot 10^{-5}$ кг/м³), в подклапанном объёме давление дейтерия $P_{\text{кл}} = 7$ бар. Момент времени после начала открытия клапана 150 мкс. Выбор газов для данного примера расчёта обусловлен рабочими параметрами и условиями согласования установки ПФ-МОЛ.

Характерной чертой течения на рис. 5 является ограниченная область, занятая дейтерием у анода. Истекающий из-под клапана газ достаточно быстро заполняет пространство между срезом сопла клапана и анодом (дейтерий достигает среза сопла в момент времени 50 мкс, анода — в момент времени 100 мкс). В то же время за счёт малого расхода вещества через сопло клапана дейтерий перекрывает зазор между анодом и катодом лишь через примерно 300 мкс после открытия клапана.

Отметим, что повышение начального давления в камере или использование тяжёлого газа (ксенона) для стационарного напуска приводит к заметному уменьшению скорости заполнения камеры импульсным потоком дейтерия. При той же начальной величине давления ксенона в камере время достижения инжектированным дейтерием анода возрастает более чем в 2 раза.

Для экспериментов расчётные начальные параметры инжекции газа являлись отправными точками и корректировались по результатам экспериментов.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА КАМЕРЕ С КОМБИНИРОВАННЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ КАМЕРЫ

Полученные сигналы с пояса Роговского и магнитных зондов в рабочем пуске со стационарным заполнением камеры дейтерием при давлении 0,45 торр и импульсной инжекцией при $P_{\text{кл}} = 8$ бар по-

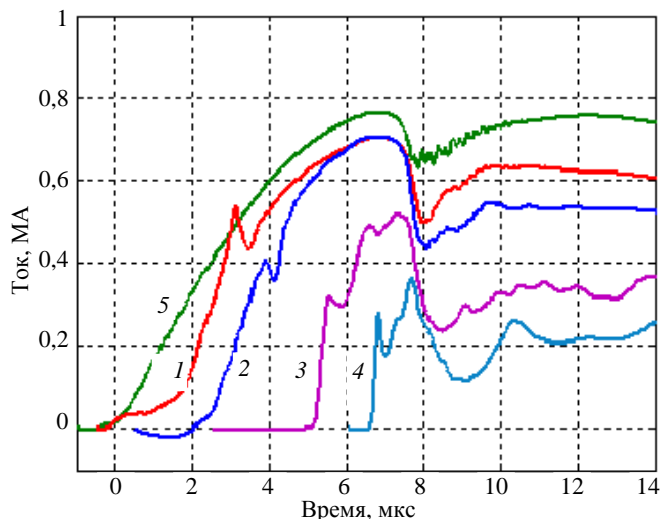


Рис. 6. Осциллограмма пуска 3064 с комбинированным заполнением камеры дейтерием: 1—4 — сигналы магнитных зондов z1—z4 (по порядку слева направо); 5 — полный ток $I = 760$ кА; $P_{\text{кам}} = 0,45$ торр, $P_{\text{кл}} = 8$ бар, $Y_n = 9,3 \cdot 10^9$

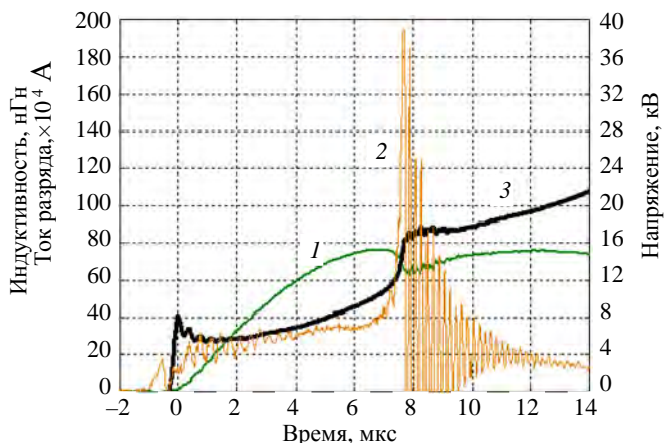


Рис. 7. Ток I (1), напряжение $U(t)$ (2), рассчитанный ход индуктивности ТПО (3) в пуске, соответствующем рис. 6

казаны на рис. 6. Напряжение зарядки батареи $U_0 = 15$ кВ. Нумерация зондов z1—z4 начинается от изолятора. На рис. 7 показаны соответствующая осциллограмма напряжения и рассчитанная величина изменения индуктивности токовой оболочки.

Магнитные зонды в данных экспериментах погружены на 15 мм в межэлектродный зазор. На фронтах сигналов магнитных зондов видны острые зубцы. Причина их появления — местное повышение плотности тока при частичном замыкании тока ТПО на катод по поверхности керамической трубки зонда. При этом на краях отверстий катода, выполненных для зондов, наблюдались локальные привязки тока. По осциллограммам тока и напряжения рассчитан рост индуктивности ТПО, показанный на рис. 7. Активное сопротивление плазмы в ТПО не учитывалось. Прирост индуктивности ТПО по графику составляет 60 нГн, что несколько ниже полной индуктивности электродной системы, оцененной ранее при калибровке магнитных зондов. Начальная величина индуктивности, показанная на рис. 7, не принимается во внимание, так как фаза пробоя и формирования ТПО не входила в задачу простого расчёта.

По моментам появления сигналов в линейке зондов z2—z4 можно найти продольную скорость V_l движения ТПО по катоду. Она близка к величине $8 \cdot 10^6$ см/с. По времени нарастания амплитуды сигналов до максимальной величины можно найти радиальную скорость V_r перемещения ТПО, с которой измерительная петля зонда погружается в ТПО. Заметим, что в этом интервале времени величина максимального тока изменяется не более чем на 10%, а в момент особенности сигналы зондов z1—z3 близки между собой. Можно предположить, что в этот момент они полностью погружены в ТПО, ток в которой быстро убывает. Очевидно, что зонд z4 лишь частично погружён в токовую петлю ТПО. Толщина токовой оболочки сравнима с размером 15 мм, на который зонды введены через катод в межэлектродный зазор. Это не противоречит измерениям, выполненным в [27], и теоретическим оценкам [12]. По-видимому, радиальное движение ТПО и соответственно V_r сдерживаются нейтральным газом, прижимаемым к стенке сплошного цилиндра катода. По сигналу, снимаемому с зонда z3, в месте его установки скорость ТПО не превышает $V_r = 1,0 \cdot 10^6$ см/с. По этой же причине максимальные величины токов, прописываемых зондами z1, z2 и z3, меньше полного тока I . Из оценки соотношения $V_l/V_r \sim 10$ следует, что поверхность ТПО сильно наклонена к поверхности сплошного катода. Её конфигурация вблизи катода в момент выхода тока на радиус 60 мм поверхности анода показана на рис. 2 зелёной линией. После вторичного пробоя по изолятору (в момент особенности тока) образуется вторичная ТПО, распространяющаяся вдоль электродов по остаточному газу низкой плотности. Её продольную скорость (или скорость распространения токовой волны) грубо можно оценить величиной $(3—4)10^7$ см/с по временной последовательности минимальных значений на сигналах зондов z1, z2 и z3. Последующее нарастание измеряемых ими токов соответствует приходу и движению вторичной ТПО. Интересно было бы по динамике её движения оценить плотность остаточного газа за первичной ТПО и соответственно степень её «прозрачности». Однако для этого необходимы детальные измерения магнитных полей, а возможно, и использование других диагностических средств. Полученный нейтронный выход $Y_n = 9,3 \cdot 10^9$ сопоставим с оценкой по скейлингу [28] $Y_n(I_m) = 8,04 \cdot 10^9$. Заметим, что к оценке по величине тока пинча I_p [28] надо относиться осторожно,

более чем на 10%, а в момент особенности сигналы зондов z1—z3 близки между собой. Можно предположить, что в этот момент они полностью погружены в ТПО, ток в которой быстро убывает. Очевидно, что зонд z4 лишь частично погружён в токовую петлю ТПО. Толщина токовой оболочки сравнима с размером 15 мм, на который зонды введены через катод в межэлектродный зазор. Это не противоречит измерениям, выполненным в [27], и теоретическим оценкам [12]. По-видимому, радиальное движение ТПО и соответственно V_r сдерживаются нейтральным газом, прижимаемым к стенке сплошного цилиндра катода. По сигналу, снимаемому с зонда z3, в месте его установки скорость ТПО не превышает $V_r = 1,0 \cdot 10^6$ см/с. По этой же причине максимальные величины токов, прописываемых зондами z1, z2 и z3, меньше полного тока I . Из оценки соотношения $V_l/V_r \sim 10$ следует, что поверхность ТПО сильно наклонена к поверхности сплошного катода. Её конфигурация вблизи катода в момент выхода тока на радиус 60 мм поверхности анода показана на рис. 2 зелёной линией. После вторичного пробоя по изолятору (в момент особенности тока) образуется вторичная ТПО, распространяющаяся вдоль электродов по остаточному газу низкой плотности. Её продольную скорость (или скорость распространения токовой волны) грубо можно оценить величиной $(3—4)10^7$ см/с по временной последовательности минимальных значений на сигналах зондов z1, z2 и z3. Последующее нарастание измеряемых ими токов соответствует приходу и движению вторичной ТПО. Интересно было бы по динамике её движения оценить плотность остаточного газа за первичной ТПО и соответственно степень её «прозрачности». Однако для этого необходимы детальные измерения магнитных полей, а возможно, и использование других диагностических средств. Полученный нейтронный выход $Y_n = 9,3 \cdot 10^9$ сопоставим с оценкой по скейлингу [28] $Y_n(I_m) = 8,04 \cdot 10^9$. Заметим, что к оценке по величине тока пинча I_p [28] надо относиться осторожно,

так как величину I_p определить затруднительно. Хотя, возвращаясь к осциллограмме на рис. 6 и принимая за ток пинча I_p амплитуду сигнала z2 в момент особенности, имеем непротиворечивую оценку $Y_n(I_p) = 6,4 \cdot 10^9$. Это же подтверждает гипотезу об отсутствии существенных утечек тока в зазоре перед пинчеванием. В таком комбинированном режиме наполнения камеры при токе 750 кА получен максимальный нейтронный выход $Y_n = (1,2 + 0,1)10^{10}$. В этих экспериментах магнитные зонды удалялись из зазора, хотя прямого влияния зондов на результаты не замечено.

На рис. 8 показаны осциллограммы для сравнения двух экспериментов. Первый выполнен при стационарном заполнении камеры дейтерием. Во втором эксперименте проведена дополнительная инъекция дейтерия при малой задержке момента разряда от срабатывания клапана $T_3 = 250$ мкс (140 мкс после начала открытия клапана).

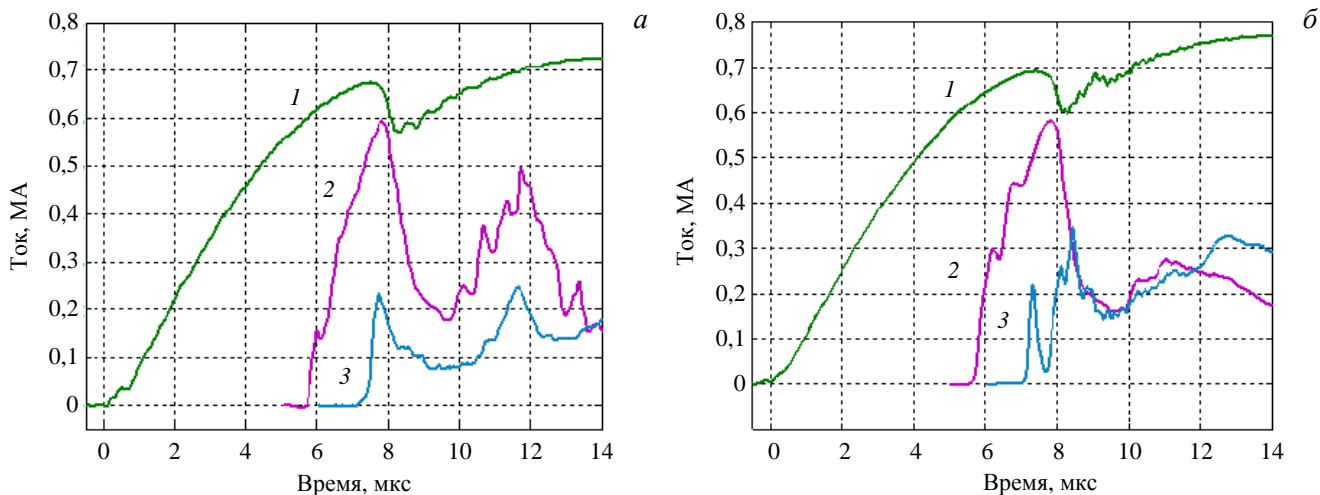


Рис. 8. Сравнение осциллограмм тока (I) и сигналов зондов z3 (2) и z4 (3) при пусках без импульсной инъекции и с инъекцией: $U_0 = 14$ кВ, $P_{\text{кам}} = 0,45$ мм, $P_{\text{кл}} = 0$, $Y_n = 2,7 \cdot 10^9$ (а); $U_0 = 14$ кВ, $P_{\text{кам}} = 0,47$ мм, $P_{\text{кл}} = 6$ бар, $T_3 = 250$ мкс, $Y_n = 9,7 \cdot 10^9$ (б)

Анализ показывает, что время нарастания полного разрядного тока в экспериментах совпадает и равно $7,8 (\pm 0,1)$ мкс, как и моменты появления сигналов магнитных зондов z3 и z4. Дополнительная инъекция газа не затрагивала режимы первичного пробоя, образования и динамики ускорения токовой оболочки вдоль электродов. Импульсным потоком корректировалось газораспределение на срезе электродов, что соответствовало малой величине задержки T_3 . Как видно из приведённых данных Y_n , комбинированное заполнение камеры является предпочтительным для эффективной генерации нейтронов. Аналогичный положительный результат влияния дополнительной инъекции получен в работах [23, 24]. Режим с максимальным выходом Y_n является «пограничным», так как при дальнейшем увеличении плотности газа (давления $P_{\text{кл}}$ или T_3) в головной части анода характер пинчевания меняется. Происходит срыв тока пинча с шунтированием его в периферийной зоне и снижение выхода Y_n . На рис. 9, а и б показаны осциллограммы двух последовательных пусков, выполненных при идентичных условиях, соответствующих «пограничному» режиму.

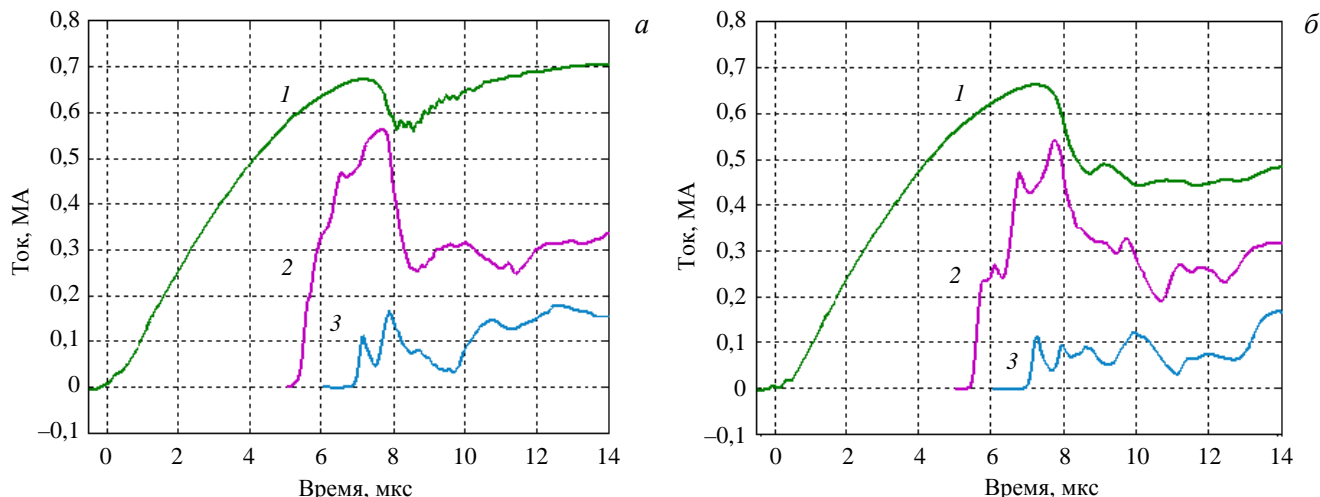


Рис. 9. Пуски 2738 (а), 2739 (б): $U_0 = 15$ кВ, $P = 0,70$ мм, $P_{\text{кл}} = 8$ бар, $Y_n = 1,0 \cdot 10^{10}$, $Y_n = 3,9 \cdot 10^9$ соответственно; I — ток; 2 — зонды z3; 3 — зонды z4

В первом случае вторичный пробой (нарастание тока после особенности) произошёл по поверхности изолятора в остаточном газе низкой плотности. Максимальное напряжение на коллекторе камеры в этот момент может достигать $U_m = 80\text{--}90$ кВ, магнитная энергия электродного зазора рассеивается в образовавшемся пинче. Во втором случае пробой развивается по периферии пинча или у переднего среза электродов, замораживая часть энергии токового контура в электродном зазоре. Это хорошо видно при сравнении провалов в амплитуде сигналов (величины магнитного поля) на зонде z3 после особенности тока.

Для получения полной картины динамики ТПО надо получить представление о её привязке к аноду. Измерения проведены в щадящем режиме пусков с зарядкой батареи до 12 кВ. Из-за повышенной плотности тока в районе их установки анодные зонды zA выдерживали не более 10—12 пусков. Параллельно дополнительный магнитный зонд zT был введён через торец вакуумной камеры на радиусе 120 мм и установлен в плоскости среза катода (см. рис. 2). Последний в продольном ряду зонд z4 был введён в середину межэлектродного зазора. Результат измерений, показанный на рис. 10, а, б, показал близкие максимальные амплитуды сигналов (токов) для всех перечисленных зондов. Сигналы трёх азимутально расположенных зондов zA (0, 90 и 180 град.) на аноде практически синхронны. Другие зонды в зазоре дали сигналы, сдвинутые по времени. Из сравнения их амплитуд с током следует, что более 85% полного тока собирается на торцевом участке анода с радиусом, меньшим 60 мм. Толщина ТПО, оцененная по длительности фронтов и её продольной скорости, не превышает 1,3 см. Примерная конфигурация ТПО у анода перед пинчеванием показана также на рис. 2.

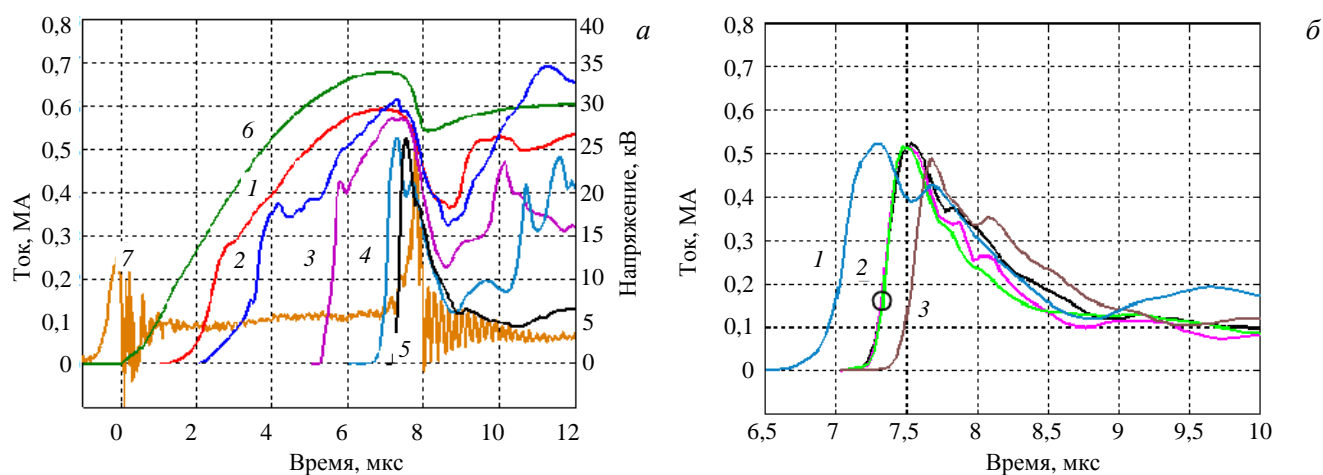


Рис. 10. Результаты измерений: 1—4 — сигналы с зондов z1—z4, 5 — сигнал с одного зонда zA, размещённого на аноде, б — ток, 7 — напряжение (а); быстрая развёртка: 1 — сигнал зонда z4, 2 — сигналы трёх зондов zA, 3 — сигнал торцевого зонда zT (б)

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ДВУМЯ ГАЗАМИ

Фотографирование начальной фазы разряда производилось через торцевые окна камерой DU-285. Минимальная техническая экспозиция кадра данной камеры 5 мкс. Поэтому для уменьшения действующей экспозиции затвор камеры открывался раньше, чем включались разрядники установки. Съёмка проводилась на дейтерии и гелии при давлении $P_{\text{кам}} = 0,4$ торр. При наполнении камеры гелием возникла трудность, связанная, по-видимому, с отличной от дейтерия пробойной характеристикой на левой ветви кривой Пашена $U = f(Pd)$. Разряд начинался через 200—300 мкс после срабатывания разрядников РВУ-47. Хотя, ориентируясь на работы [12, 14, 34], мы ожидали облегчения условий пробоя. Для выполнения запланированных экспериментов это препятствие устранено предварительной подачей постоянного напряжения на кольцевой электрод тлеющего разряда (ТР) (см. 4 на рис. 2). В этом случае задержка пробоя в гелии отсутствовала или не превышала 3—10 мкс и не могла принципиально повлиять как на съёмку диагностических данных, так и на задержку T_3 . Положительное влияние предварительного зажигания ТР между электродами ранее было замечено в работе [35], в нашем случае разряд был локализован на окружности кромки катода в зоне максимального электрического поля.

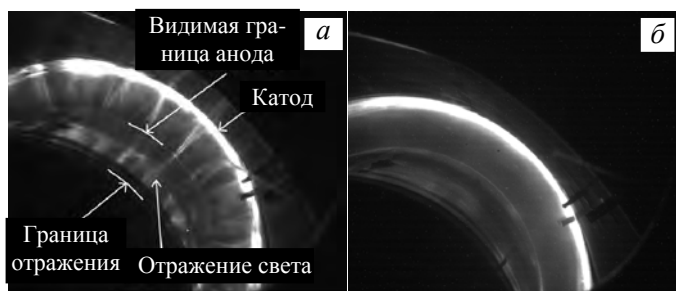


Рис. 11. Съёмка начальной стадии (первые 3 мкс) движения плазменной оболочки при заполнении вакуумной камеры дейтерием (а), гелием (б). Осевая линия электродов внизу справа за кадром

Во всяком случае степень захвата нейтрального газа при прохождении ТПО достаточна, чтобы обеспечить электрическую прочность зазора у поверхности изолятора до величин $U_m \sim 60\text{—}80$ кВ перед вторичным пробоем.

В режиме стационарного наполнения камеры гелием импульс напряжения U_m имел амплитуду до 90 кВ в момент особенности, даже при снижении тока до 660—650 кА, а сигналы магнитных зондов имели более крутые фронты, чем при работе с дейтерием. Эти отличия, которые мы здесь только отметим, требуют отдельного внимания и дополнительного изучения. Из-за опасности пробоя и необратимых повреждений входного коллектора установки последующие эксперименты проводились при напряжении $U_0 = 11$ кВ и токах, не превышающих 550 кА.

В комбинированном режиме заполнения камеры поставлены эксперименты с гелиевой ТПО при импульсной инжекции дейтериевой струи в центральную область у торца анода. Задержка включения $T_3 = 310$ мкс с учётом времени начала открытия запорного элемента клапана соответствовала рассчитанной картине газового распределения, приведённой на рис. 5. Проведена серия пусков с зарядным напряжением 11 кВ. При увеличении давления в подклапанном объёме до 20 бар получен выход нейтронов с интенсивностью $Y_n = 2,3 \cdot 10^9$ /имп., как показано в табл. 1 (Серия № 1).

Т а б л и ц а 1. Серия № 1. Гелий + инжекция D₂ (07-07-2021)

№ пуска	$P_{\text{кам}}, \text{He, торр}$	$P_{\text{кл}}, \text{D}_2, \text{бар} (T_3)$	Y_n
1.1	0,4	0 (310 мкс)	$7,0 \cdot 10^7$ (фоновое значение)
1.2	0,4	16 (310 мкс)	$5,2 \cdot 10^8$
1.3	0,4	20 (310 мкс)	$2,2 \cdot 10^9$
1.4	0,4	21,5 (310 мкс)	$2,3 \cdot 10^9$

Расчёт нейтронного выхода по скейлингу через максимальную величину тока $I = 530$ кА по осциллограмме рис. 12, а согласно [28] даёт $Y_n = 3,04 \cdot 10^9$. В пределах допустимых отклонений это коррелирует с экспериментальным результатом. В этом случае интересен вопрос о примесях в плазме пинча и, в первую очередь, о примеси гелия. Ответ на него важен для определения перспективы работы термоядерного механизма генерации нейтронов. В приведённых экспериментах с ускорительным механизмом

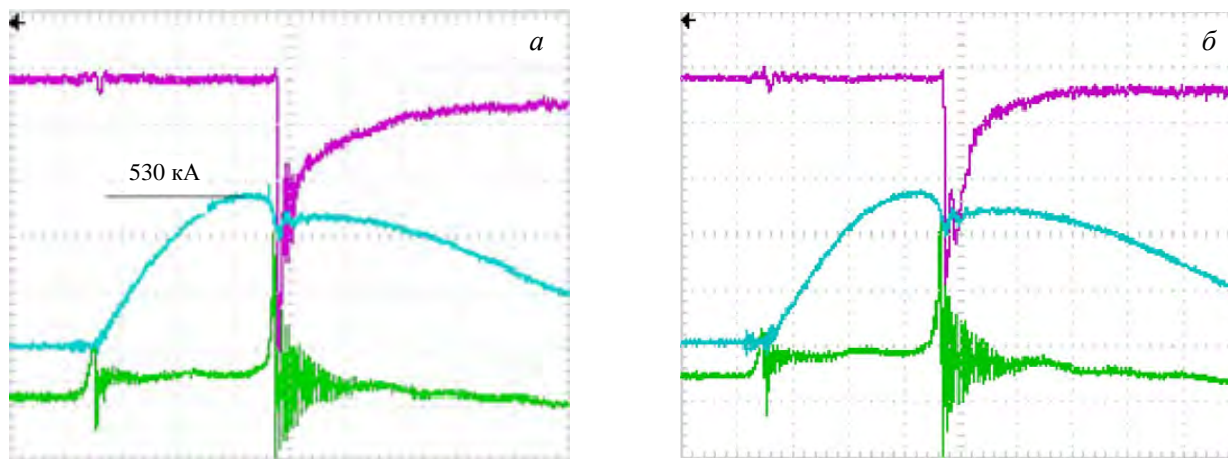


Рис. 12. Ток, напряжение и сигналы сцинтиляционного датчика (верхний луч): а — разряд на дейтерии № 2.1; б — разряд на гелии с инжекцией дейтерия № 1.3

генерации увеличение Y_n с увеличением плотности инжектированного дейтерия не является показателем. Присутствие небольшого количества инертного газа в смеси с дейтерием могло бы иметь даже положительное влияние на Y_n [1, 10]. По нашему убеждению, даже самые современные методы МГД-расчётов динамики плазмы и диффузионных процессов, используемые в работах [11, 18], в сложной турбулентной картине кумуляции пинча не могут дать достоверных результатов. Очевидно, что для регистрации примесей необходимо использовать спектроскопические методы исследования. Авторы не имели такой возможности, однако грубая картина была выявлена способом, аналогичным использованному в работе [39]. Идентичная серия пусков была проведена при заполнении камеры с обращённой комбинацией газов при обжатии дейтериевой ТПО инжектированного гелия. Данные приведены в табл. 2. Пользуясь идентичной массовой плотностью дейтерия и гелия, все остальные параметры эксперимента, включая параметры инъекции, были сохранены. Как видно из сравнения осциллограмм рис. 12, а, б, при разрядах на гелии и дейтерии в динамике ТПО сохранено макроскопическое подобие.

Т а б л и ц а 2. Серия № 2. Дейтерий + инъекция гелия (29-06-2021)

№ пуска	$P_{\text{кам}}, D_2$, торр	$P_{\text{кл}}$, гелий, бар (T_3)	Y_n
2.1	0,4	0 (300 мкс)	$2,1 \cdot 10^9$
2.2	0,4	19 (300 мкс)	$7,7 \cdot 10^8$
2.3	0,4	19 (310 мкс)	$2,5 \cdot 10^8$
2.4	0,4	24(310 мкс)	$1,3 \cdot 10^8$

На рис. 13 показан график зависимости выхода нейтронов от давления в объёме клапана в сериях 1 и 2 (см. табл. 1, 2)

При сжатии гелия дейтериевой ТПО с повышением давления гелия до $P_{\text{кл}} = 24$ бар выход нейтронов снизился практически до фонового уровня. Поэтому можно предположить, что в данном случае отсутствует заметное содержание дейтерия в составе пинча. Этот факт в математической трактовке является весомым доказательством «от противного» относительной чистоты плазмы пинча, полученного в первой серии данных экспериментов. Хотя повторим, что окончательное суждение по этому вопросу можно сделать после спектроскопических измерений.

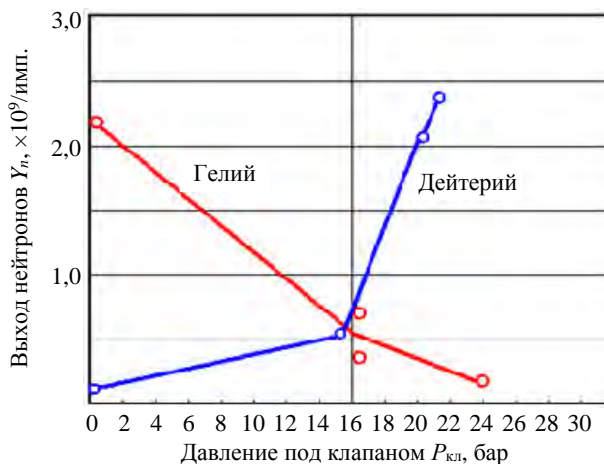


Рис. 13. Нейтронный выход Y_n для пусков в сериях (см. табл. 1, 2): напряжение на батарее 11 кВ; время задержки начала тока относительно старта клапана 300 мкс; показаны инжектированный газ, ТПО из газа другого типа

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Установка ПФ-МОЛ создана для моделирования режимов обжатия газообразного дейтерия оболочками из инертного газа, перспективных для устройств с токами свыше 2 МА [10]. Обеспечена возможность комбинированного заполнения камеры установки рабочим газом. Способ позволяет управлять динамикой образования и разгона ТПО в межэлектродном зазоре, а также потоком истекающей плазмы за его пределами [27]. Согласно поставленной задаче при компоновке установки внимание уделено локализации двух зон с различным газовым наполнением. Импульсный быстродействующий газовый клапан с формирующим соплом находится в непосредственной близости от зоны фокусировки тока, длина газового тракта имеет минимальный размер. Выбор мейзеровской электродной системы с длиной электродов L , превышающих радиус анода R , обусловлен стремлением отделить зону ускорения ТПО от зоны сжатия тока. Здесь, в отличие от системы филипповского типа с $R \gg L$, в фазах процесса ускорения и сжатия токовая оболочка меняет направление движения. Это важно для предотвращения попадания в дейтериевый пинч примесей с поверхности изолятора и, тем более, примеси инертного газа первичной ТПО. В мейзеровской конфигурации ТПО у анода меняет направление движения, утрачивая значительную часть присоединённой массы, которую сжимаемый перед фронтом ТПО и увлекаемый ей нейтраль-

ный газ восполняет её лишь в малой части. Большая часть вещества ускоренной ТПО продолжает движение вдоль оси, покидая электроды, а в радиальное движение вовлекается газ с начальной плотностью заполнения. Ток в связи с малой тепловой скоростью скольжения вещества вдоль поверхности ТПО «прорастает» через этот газ, замыкая токовый контур. Однако при радиальном движении эта часть прирастающей ТПО не успевает набрать достаточную массу. Поэтому, как выяснено ранее [24] и наблюдалось в настоящей работе, здесь легко получить недостаток рабочего вещества. Его можно восполнить дополнительной инжекцией и получить увеличение нейтронного выхода. Это вторичная корректировка согласования действующей величины тока с поступающей в ТПО массой рабочего газа на стадии кумуляции. В системе филипповского типа с радиальным ускорением ТПО такой приём вряд ли может быть полезен. Косвенно это подтверждается результатами экспериментов [25] даже при большом токе $I \sim 3$ МА. В этом случае, успешно защитив изолятор от контакта с током, авторы не получили прироста эмиссии от дополнительной инжекции дейтерия в присевую зону анода. Кроме того, при большой величине R обычно трудно совместить ось анода (и инжектора газа) с дрейфующей в последовательных пусках осью ТПО. В работе [38] показано, что для анода с большим начальным радиусом углубление или центральное отверстие не только снижает плотность тока на электроде, как показано в [3]. При переходе в углубление ток ТПО, двигающейся вдоль плоскости анода, «прорастает» через газ, присоединя к ТПО более лёгкую нижнюю часть, формирующуюся из газа с начальной низкой плотностью. Случай сферической конфигурации ПФ является промежуточным, поэтому авторы не взяли бы его оценивать с этой точки зрения, особенно учитывая активно проводимые работы с МГД-моделированием такой конфигурации. Нашей целью было получить пинч исключительно на инжектированном дейтерии, в то время как пробой и формирование ТПО, выполненные на стороннем газе, обеспечивали электродинамическое согласование устройства. Другой аспект эффекта увеличения нейтронного выхода при инжекции плотной струи высокого давления — это создание существенно более плотной газовой мишени для генерируемого пучка дейтронов, что отмечалось в [10] и экспериментально наблюдалось в [39] и других исследованиях.

В данной статье приведено описание установки и диагностических средств. Описано предварительное знакомство с работой установки. Дана краткая информация о проведённых расчётах газодинамики заполнения камеры в различных вариантах. В том числе приведены данные расчёта инжекции дейтерия в среду инертного газа при разделении зон заполнения. Результаты использованы в последующих экспериментах, а соответствующие расчёты актуальны для перспективных сильноточных устройств ПФ. Описаны эксперименты и измерения магнитными зондами динамики ТПО, оценены скорости её продольного движения, относительная доля (85%) полного тока, собираемого на торце анода. Это позволило восстановить форму токовой оболочки, которая сильно наклонена относительно поверхности катода. Возможно, это связано с прижатием нейтрального газа к сплошной стенке катода. С непрозрачностью катода связана и форма сигналов магнитных зондов с острым пинчком на переднем фронте сигнала. Он не отражает структуру ТПО, так как в противном случае пришлось бы предположить существование в оболочке подслоя с обратным направлением тока. Заметим, что при использовании стержневых катодов (отсутствие металлической стенки) таких явлений не наблюдается. Магнитные зонды на аноде показали аксиально-симметричную форму ТПО на радиусе схождения 60 мм. Определены оптимальные режимы генерации нейтронов при стационарном режиме заполнения, а затем в комбинированном режиме. Результаты подтвердили преимущество последнего. Аналогично результатам работы [24] получено увеличение нейтронного выхода. В наших опытах Y_n увеличился с $4,5 \cdot 10^9$ до $1,2 \cdot 10^{10}$ при токе 750 кА. Получено удвоение выхода с превышением значений по скейлингу по энергии, приводимому в [34], и токовому скейлингу [28], которые дают расчётные величины $7,2 \cdot 10^9$ и $8,1 \cdot 10^9$.

Важная составляющая данной работы — полученные результаты при работе с двумя различными газами. Фотосъёмка начальной стадии пробоя подтвердила наличие азимутальной однородности образования ТПО. Проведено обжатие инжектированного дейтерия гелиевой ТПО в режиме максимальных токов до 530 кА. Получена зависимость нейтронного выхода от давления в импульсном клапане при максимальном результате $Y_n = 2,2 \cdot 10^9$. Такая величина Y_n соответствует разрядам на чистом дейтерии при стационарном заполнении камеры. При этом очевидно, что механизм генерации нейтронов имеет пучковый характер, слабо реагирующий на присутствие примесей в пинче. Результат генерации нейтронов аналогичен ранее полученному в [39] с обжатием дейтерия неоновой ТПО. Наличие или отсутствие

примесей в дейтериевом пинче, имеющее критическое значение для генерации в перспективе термоядерных нейтронов, грубо проверено в опытах с перестановкой газов при идентичных режимах разрядов. Показано, что количество вещества дейтериевой ТПО, попадающего в зону кумуляции гелия, не способно спровоцировать появление ускорительных дейтронов и снижает Y_n до фонового уровня. В этой части результаты резко отличны от [39], где нейтронный выход практически не реагировал на инъекцию неона внутри дейтериевой ТПО. Авторы объясняли это возможной диффузией дейтерия в инжектированный неон при относительно большой задержке $T_3 = 2$ мс и относительно малом давлении в клапане $P_{\text{кл}} = 1,5 \cdot 10^5$ Па. Существенное различие в плотности частиц Ne и He, а также давления в потоках инжектированного газа, вероятно, может объяснить несоответствие полученных результатов с [39]. Мы использовали возможности компоновки, быстродействие и расширенный диапазон параметров устройства инъекции. Всё же результат этих тестов имеет предварительный характер. Для получения определённого ответа на вопрос о чистоте плазмы пинча планируется проведение спектроскопических измерений.

ВЫВОДЫ

Построена и введена в рабочий режим установка ПФ-МОЛ с рабочим током 750 кА и временем разряда 7,5—8,0 мкс. В режиме стационарного наполнения дейтерием установка генерирует за импульс нейтронный поток $Y_n = 5 \cdot 10^9$. Комбинированный (стационарный и импульсный) напуск газа позволяет получить удвоение величины нейтронного потока $Y_n = 1,2 \cdot 10^{10}$. Магнитозондовые измерения показали, что ТПО ускоряется, прижимаясь к аноду, и при сохранении азимутальной симметрии более 85% величины полного тока сосредотачивается в зоне его вершины радиусом 60 мм. В режиме комбинированного напуска двух разных газов при обжатии дейтерия оболочкой, сформированной из гелия, при токе 530 кА получен выход нейтронов $2,2 \cdot 10^9$. Для определения чистоты дейтериевого пинча выполнены тестовые опыты с обращённой комбинацией газов. При эквивалентных токовых условиях разряда и давлениях газов получено снижение нейтронного выхода до уровня естественного фона. Окончательные данные о поступлении примесей вещества первичной ТПО в плазму фокуса будут получены при спектроскопических измерениях. Результаты экспериментов подтверждают работоспособность концепции формирования тяжёлой ТПО из инертного газа (аргон, ксенон), обжимающей дейтерий, с возможным усилением термоядерного механизма генерации нейтронов при токах, превышающих 2—3 МА в плазменном фокусе.

Авторы выражают благодарность инженерам А.Г. Серякову и А.А. Николашину за большой труд при механических и сборочных работах, позволивших создать установку и обеспечить техническое сопровождение экспериментальных работ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Filippov N.V., Filippova T.I., Vinogradov V.P.** Dense, high-temperature plasma in a noncylindrical Z-pinch compression — Nuclear Fusion, 1962, Part 2, p. 577—587.
2. **Mather J.V.** Formation of a high-density deuterium plasma focus. — Physics of Fluids, 1965, vol. 8, № 2, p. 366—377.
3. **Филиппов Н.В.** Обзор экспериментальных работ, выполненных в ИАЭ им. И.В. Курчатова, по исследованию плазменного фокуса. — Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 1, с. 25—44.
4. **Bruzzone Bilbao H., Nikulin V.Ya., Rager J.-P.** Plasma dynamics during neutron production in the Frascati 1 MJ plasma focus device. — Internal Report of Centro di Frascati., 1980, № 80.11.
5. **Завьялов Н.В., Маслов В.В., Румянцев В.Г., Дроздов И.Ю., Ершов Д.А., Коркин Д.С., Молодцев Д.А., Смердов В.И., Фалин А.П., Юхимчук А.А.** Источник с выходом 10^{13} ДТ-нейтронов на основе сферической камеры с плазменным фокусом. — Физика плазмы, 2013, т. 39, № 3, с. 276—280.
6. **Кис В., Деккер Г., Сидельников Ю.В. и др.** Стабильный пинч в установке плазменный фокус Speed 2. — Письма в ЖТФ, 1999, т. 25, вып. 20, с. 5—11.
7. **Крауз В.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В., Грабовский Е.В., Койдан В.С.** Динамика структуры токнесущей плазменной оболочки плазмофокусного разряда. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 9, с. 797—810.
8. **Krokhin O.N., Nikulin V.Ya. et al.** The upgraded plasma focus installation FLORA — the installation TULIP. — J. of Technical Physics, 1999, vol. XL, № 1 (Warszawa).
9. **Dubinov A.I.E., Fomicheva E.I., Senilov L.A.** Research with plasma foci in countries of Asia, Africa, and Latin America. — Reviews of Modern Plasma Physics, 2020, vol. 4, p. 6; <https://doi.org/10.1007/s41614-020-0041-1>.

10. Крауз В.И. Плазменный фокус. Высокоэнергичная плазмодинамика. Энциклопедия низкотемпературной плазмы. — М.: ЯНУС-К, Серия Б, т. IX-2, с. 152—195.
11. Гаранин С.Ф., Мамышев В.И. Двумерное МГД-моделирование работы плазменного фокуса с учётом ускорительного механизма генерации нейтронов. — Физика плазмы, 2008, т. 34, № 8, с. 695—706.
12. Вихрев В.В., Брагинский С.И. Динамика Z-пинча. — В сб.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1980, т. 10, с. 243—312.
13. Vikhrev V.V., Ivanov V.V., Rosanova G.A. Development of sausage-type instability in a pinch plasma volume. — Nuclear Fusion, 1993, vol. 33, № 2, p. 311.
14. Брагинский С.И., Вихрев В.В. Образование волокнистой структуры токовой оболочки в мощном импульсном разряде. — Теплофизика высоких температур, 1976, т. 14, с. 254.
15. Дьяченко В.П., Имшенник В.С. Двумерная магнитогидродинамическая модель плазменного фокуса Z-пинча. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 8. — М.: Атомиздат, 1974, с. 164.
16. Zucker G., Bostick W., Long J. et al. — Nuclear Instruments and Methods, 1970, vol. 145, p. 185.
17. Гаранин С.Ф., Мамышев В.В. Отрывающиеся прианодные течения в замагниченной плазме. — Физика плазмы, 1990, вып. 10, с. 1218—1225.
18. Гаранин С.Г., Долинский В.Ю. МГД-моделирование физических процессов в сферических камерах с плазменным фокусом. — Там же, 2020, т. 46, № 10, с. 890—903.
19. Ивановский А.В., Калинычев А.Е., Карпов Г.В. Метод улучшения начальной азимутальной однородности токовой оболочки в устройствах с плазменным фокусом. — Там же, 2021, т. 47, № 2, с. 109—116.
20. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. — М.: Гос. Изд-во физико-математической литературы, 1963.
21. Аретов Г.Н., Васильев В.И., Лотоцкий А.П., Скворцов Ю.В. Параметры струи азотной плазмы сильноточного импульсного ускорителя. — ЖТФ, 1973, т. XLIII, № 11, с. 2324—2331.
22. Аретов Г.Н., Васильев В.И., Хамидуллин Ф.Р. — ПТЭ, 1972, № 3, с. 219.
23. Salukvadze R.G., Khautiev E.Yu., Reshetnjak N.G., Mialton V.V., Krauz V.I., Batenyuk A.A., Chkhaidze A.Ch. Optimization of Initial gas distribution in a plasma focus discharge. — In: 14th Europ. Conf. on Contr. Fus. and Plasma Phys. Madrid, 1987, Contrib. Pap. pt. 2, p. 530.
24. Stanislawski J., Baranowski J., Sadowsky M., Zebrowski J. Investigation of plasma focus discharges in the PF-360 facility with additional D₂ gas puffed targets. — Nucleonika, 2001, 46 (Supplement 1), S73—S75.
25. Baktin V.P., Skvortsov Yu.V., Umrikhin N.M. MJ capacitive energy store matching with dynamics load at PUMA installation. — Plasma Devices and Operations, 1992, vol. 2, p. 141—153.
26. Мокеев А.Н. Экспериментальное исследование динамики плазменной оболочки в Z-пинчах. Дисс. к.ф.-м.н. — М.: РИЦ «Курчатовский институт», 1998. 137 с.
27. Войтенко Д.А., Ананьев С.С., Астапенко Г.И., Басилая А.Д., Марколия А.И., Митрофанов К.Н., Мялтон В.В., Тимошенко А.П., Харрасов А.М., Крауз В.И. Исследование плазменных потоков, генерируемых в плазмафокусном разряде при различных режимах напуска рабочего газа. — Физика плазмы, 2017, т. 43, № 12, с. 967—982.
28. Lee S., Saw S.H. Scaling laws for plasma focus machines from numerical experiments. — Energy Power Eng., 2010, vol. 2, p. 65. <https://doi.org/10.4236/epe.2010.21010>.
29. Лотоцкий А.П., Грабовский Е.В., Вихрев В.В., Додулад Э.И., Крылов М.К., Ефремов Н.М., Сулимин Ю.Н., Шишлов А.О., Предкова Е.И., Фролов А.Ю., Лукин В.В. Динамика токовой оболочки самосжимающегося плазменного разряда при внешней инжекции газовых струй. — В сб.: XLVII Межд. Звенигородская конф. по физике плазмы. Сборник тезисов докладов. Москва, Звенигород, 2020, с. 113.
30. Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Кубеш П., Шольц М., Падух М., Зелинска Е. — Физика плазмы, 2014, т. 40, № 8, с. 721, doi: 10.7868/S0367292114070075.
31. Куликовский А.Г., Погорелов Н.В., Семенов А.Ю. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. — М.: Физматлит, 2001. 608 с.
32. Kurganov A., Tadmor E. New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection-diffusion equations. — J. of Computational Physics, 2000, vol. 160, p. 241—282.
33. Kraposhin M., Bovtrikova A., Strijhak S. Adaptation of Kurganov—Tadmor numerical scheme for applying in combination with the PISO method in numerical simulation of flows in a wide range of Mach numbers. — Procedia Computer Science, 2015, vol. 66, p. 43—52.
34. Sholtz M. Plasma Focus. Translation Based on the Dissertation Entitled «Plasma-Focus and Controlled Nuclear Fusion». ISBN 978-83-63542-24-5. Published by the Institute of Nuclear Physics. PAN, Krakow, 2014; ISBN 978-83-63542-56-6.
35. Ahmada S., Qayyuma A., Hassanb M., Zakaullah M. Comparative study of x-ray emission from plasma focus relative to different preionization schemes ISSN 1063-780X. — Plasma Physics Reports, 2017, vol. 43, № 7, p. 749—755.
36. Khautiev E.Yu., Krauz V.I., Vichrev V.V., Fadeev V.M. On the mechanism of the current sheath structure formation in the plasma focus discharge. — In: Proc. XXIV ICPG. Warsaw, Poland, July 11—16, 1999, Contrib. Pap., vol. 5, P-461, p. 89—90.
37. Никулин В.Я. Сильноточный разряд типа плазменный фокус. — Физические процессы и применения в технологиях. Дисс. д.ф.-м.н. — М.: ФИАН, 2007. 210 с.
38. Лотоцкий А.П. Физические механизмы при выводе энергии индуктивных накопителей в мощных импульсных системах. — Дисс. д.ф.-м.н. — М.: ОИВТ РАН, 2000. 315 с.
39. Kubes P., Paduch M., Cikhardt J., Cikhardtova B., Rezac K., Klir D., Kravarik J., Kortanek J., Zielińska E. Investigation of compression of puffing neon by deuterium current and plasma sheath in plasma focus discharge. — Phys. Plasmas, 2015, vol. 22, p. 062705.



Евгений Валентинович Грабовский, директор отделения. к. техн. н., лауреат Государственной премии РФ; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
angara@trinit



Александр Николаевич Грибов, начальник лаборатории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
gribov@trinit.ru



Михаил Константинович Крылов, с.н.с., к. техн. н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
krylov@mtrinit.ru

Николай Михайлович Ефремов, д. техн. н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
nefremov@urinit.ru



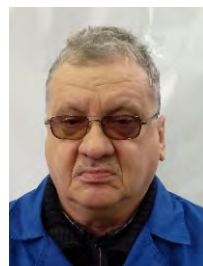
Мария Владимировна Ильичева, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
ilichevamv@trinit.ru



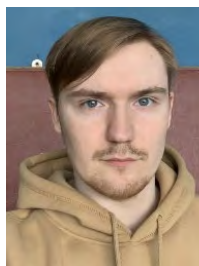
Алексей Павлович Лотоцкий, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
lototskiy@trinit.ru



Ян Николаевич Лаухин, научный сотрудник; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
lau@trinit.ru



Юрий Николаевич Сулимин, ведущий инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Дмитрий Германович Панфилов, инженер; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия
panfilov@trinit.ru

Елизавета Игоревна Предкова, инженер 1 категории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Александр Олегович Шишлов, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Георгий Николаевич Хомутильников, инженер-конструктор; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



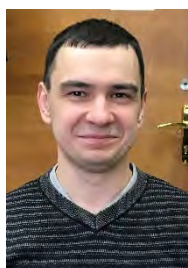
Эмиль Игоревич Дзулад, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия



Эдуард Яковлевич Школьников, ведущий кафедрой, д.ф.-м.н.; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
eyshkolnikov@mephi.ru



Владимир Владимирович Лукин, к.ф.-м., с.н.с.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва 125047, Миусская пл. 4, Россия



Алексей Юрьевич Фролов, м.н.с.; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12, Россия
alexeyfrolov92@yandex.ru



Виктор Викторович Вихрев, ведущий научный сотрудник, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
vikhrev@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 марта 2021 г.
После доработки 14 июля 2021 г.
Принята к публикации 21 декабря 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45,
вып. 1, с. 119—134.

ПАМЯТИ НИКОЛАЯ СЕМЁНОВИЧА ЧЕВЕРЕВА

12.12.1928—24.11.2021



24 ноября 2021 г. после тяжёлой продолжительной болезни (последствия инсульта, перенесённого в марте 2020 г.) на 93-м году жизни скончался Николай Семёнович Чеверев — один из талантливых учёных и административных руководителей нашей термоядерной программы, лауреат Государственной премии СССР за цикл работ «Мощные гиротроны диапазона миллиметровых волн и энергетические гиротронные комплексы для термоядерных исследований», человек, на протяжении более 30 лет стоявший у руля наших термоядерных исследований в эпоху их интенсивного развития и выхода на международный уровень от токамаков лабораторного масштаба до ИТЭРа. Его вклад в организацию этого процесса в качестве ответственного министерского работника, обладающего высшей научной квалификацией, неоценим.

Николай Семёнович родился в 1928 г. в г. Пушкино Московской области. В 1952 г. с отличием закончил МВТУ им. Н.Э. Баумана (с защитой диплома в МИФИ — тогда Московском механическом институте) и получил распределение в Лабораторию измерительных приборов АН СССР (ЛИПАН), впоследствии переименованную в Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова, в качестве старшего лаборанта в сектор В.М. Глаголева «ВЧ-методы нагрева и удержания плазмы», где, год за годом эволюционируя, вырос до уровня научного сотрудника. В 1964 г. он защитил диссертацию на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук.

Незаурядные организационные способности Николая Семёновича были замечены руководством, и в феврале 1969 г. он был переведён на работу в центральный аппарат Министерства среднего машиностроения начальником отдела 18-го Управления (ускорителей и термоядерных исследований). Ему была поручена координация работ по высокотемпературной ядерной физике и управляемому термоядерному

синтезу и совершенствованию соответствующей экспериментальной базы в ИАЭ им. И.В. Курчатова, НИИЭФА им. Д.В. Ефремова, Харьковском ФТИ и других институтах отрасли. Послужной список Николая Семёновича велик: в 1972 г. он был назначен заместителем начальника — главным инженером 18-го Главного управления (ГУ) и одновременно руководителем Специального управления в этом ГУ.

В июне 1989 г. на базе Минсредмаша и Министерства атомной энергетики было создано Министерство атомной энергетики и промышленности. В ходе перестройки, в 1990 г., бывшее 18-е ГУ Минсредмаша было преобразовано в Главное научно-техническое управление (ГНТУ) по фундаментальным проблемам ядерной физики и термоядерного синтеза. Николай Семёнович был назначен заместителем начальника — главным инженером этого ГНТУ и начальником отдела термоядерного синтеза. В 1992 г. он был введён в состав комиссии по конверсии оборонных предприятий и организаций отрасли.

С декабря 1996 г. по 1997 г. Николай Семёнович работал экономическим советником по исследованиям в области атомной науки и техники, в 1998—2001 гг. — главным советником руководителя автономного некоммерческого координационного центра «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты», а с 2002 по 2010 г. заместителем исполнительного директора этого центра. В эти годы основные его усилия были направлены на разработку долгосрочной программы развития термоядерных исследований. Во всех отдельных качествах сохранялась его главная направленность: управляемый термоядерный синтез.

Его работа неоднократно отмечалась наградами: серебряной медалью ВДНХ (1976 г.), орденом «Знак Почета» (1976 г.), медалью «Ветеран труда» (1985 г.), золотой медалью ВДНХ (1989 г.). В 1999 г. Указом Президента Российской Федерации он был награждён медалью ордена «За заслуги перед Отечеством II степени».

Николая Семёновича любили и глубоко уважали. Иногда казалось, что ему удавалось сочетать несочетаемое. Человек внутренней деликатности, он оставался одновременно убеждённым государственным, классическим представителем «гвардии Средмаша», человеком здравого смысла, без которого, как известно, «дела не делаются».

Николай Семёнович останется в сердцах коллег, друзей и всех знавших его как принципиальный и человечный руководитель, наставник, специалист и гражданин, всегда отличавшийся ответственностью, доброжелательностью и профессионализмом.

Друзья и коллеги.

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА ЯКОВЛЕВИЧА КИСЛОВА
17.11.1937—19.12.2021



19 декабря 2021 г. на 85-м году жизни после непродолжительной болезни скончался Александр Яковлевич Кислов, ветеран атомной энергетики и промышленности, многократный лауреат премии им. И.В. Курчатова, начальник лаборатории Курчатовского комплекса термоядерной энергетики и плазменных технологий.

Александр Яковлевич пришёл в Курчатовский институт в 1961 г. после окончания Московского инженерно-физического института. В течение 1961—1975 гг. он занимался исследованием физических процессов в коаксиальных плазменных ускорителях и в ускорителях с замкнутым дрейфом электронов. Александр Яковлевич выполнил детальные исследования различных механизмов ускорения плазмы и по результатам этих работ в 1970 г. защитил кандидатскую диссертацию.

Начиная с 1975 г. деятельность А.Я. Кислова была связана с исследованиями плазмы на установках токамак. Он принимал активное участие в пуске первого в мире сверхпроводящего токамака Т-7 и одновременно проводил измерения диамагнитного эффекта в токамаке Т-10. Александр Яковлевич участвовал в проведении исследований по генерации безындукционного тока с помощью нижнегибридных волн на Т-7, с помощью электронно-циклотронных волн на Т-10, начальной стадии разряда в токамаке как с помощью вихревого электрического поля, так и с помощью электронно-циклотронных волн в диапазоне частот первой и второй гармоники ЭЦР. Александр Яковлевич занимался изучением процессов переноса плазмы в омических режимах и в режимах с дополнительным нагревом, проводил исследования зависимости характера удержания плазмы от величины и профиля вводимой мощности.

Александр Яковлевич очень щепетильно относился к получаемым научным результатам, многократно и тщательно проверяя данные перед их публикацией.

Александр Яковлевич был очень доброжелательным, оптимистичным, сердечным человеком. Даже высказывая критические замечания, он был всегда корректен. Александр Яковлевич всегда охотно делился опытом с младшими коллегами, обсуждал с ними полученные результаты, подсказывал возможные направления развития исследования, помогал найти оптимальные пути решения. Он был искренним, надёжным другом, хорошим наставником. Будучи большим любителем и знатоком истории, литературы и поэзии, обладая замечательным чувством юмора, Александр Яковлевич умел, приведя «в нужное время, в нужном месте» какую-нибудь цитату или просто пошутив, разрядить накалившуюся в ходе спора обстановку.

Память об Александре Яковлевиче навсегда сохранится в сердцах тех, кто его знал.

Друзья и коллеги.

ПАМЯТИ РЕМИРА ВЛАДЛЕНОВИЧА ШУРЫГИНА
25.07.1947—15.11.2021



15 ноября 2021 г. после непродолжительной болезни ушёл из жизни ведущий научный сотрудник Лаборатории теории турбулентной плазмы Отдела теории плазмы Курчатовского комплекса термоядерной энергетики и плазменных технологий Шурыгин Ремир Владленович, ветеран атомной энергетики и промышленности.

Ремир Владленович в 1971 г. окончил МФТИ по специальности «Химия быстротекущих процессов». С 1973 г. работал в Институте высоких температур АН, где занимался исследованием процессов горения жидкого топлива. В 1976 г. поступил на работу в НПО «Энергия», где занимался расчётами электродинамических характеристик МГД-генераторов. В Курчатовском институте Р.В. Шурыгин работал с марта 1979 г. Его основная научная деятельность в то время была связана с задачами по изучению гидродинамических неустойчивостей плазмы токамака, а также с расчётами по распространению волн в неоднородной плазме. В 1987 г. Ремир Владленович защитил кандидатскую диссертацию по специальности «Физика плазмы».

Тематика научных исследований Ремира Владленовича в последние годы была связана с созданием многополевых численных кодов для моделирования динамики нелинейных МГД-процессов в неоднородном магнитном поле токамака, а также турбулентности в периферийной области плазмы. Использование таких кодов позволило решить ряд актуальных задач по физике токамаков, таких как расчёт электрического поля на периферии плазмы и моделирование геодезических акустических мод. Ему был присущ тщательный подход к проводимым теоретическим исследованиям, он не ограничивался получением общих закономерностей, всегда доводил работу до получения численного результата, а затем до сравнения с экспериментальными данными. Ремир Владленович является автором более 60 научных работ, опубликованных в ведущих мировых журналах по физике плазмы, неоднократно цитируемых в научной периодике.

Ремир Владленович был добрым и отзывчивым человеком. Его всегда отличали прямотушие, готовность и желание помочь товарищам. Эти душевные качества опирались на его научный интерес к широкому кругу вопросов философии, простиравшемуся от социологии до эзотерики. От нас безвременно ушёл активно работающий физик, разработавший заделы нескольких актуальных работ по исследованию турбулентной плазмы токамака и полный творческих планов.

Светлая память о Ремире Владленовиче навсегда останется в наших сердцах.

Друзья и коллеги.

ПАМЯТИ ВЛАДИМИРА МИХАЙЛОВИЧА ЛЕОНОВА

07.03.1947—02.01.2022



Владимир Михайлович Леонов пришёл в Курчатовский институт в 1971 г. после окончания Физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. Он проявил себя как яркий экспериментатор, выросший в ходе реализации экспериментальных программ токамаков Т-6 и Т-11, где отвечал за корпускулярную и оптическую диагностики плазмы. Результаты этих исследований составили основу кандидатской диссертации Владимира Михайловича «Исследование динамики ионной компоненты плазмы при омическом и инжекционном нагреве в токамаке Т-11», которую он успешно защитил в 1990 г. Значительное внимание в диссертации было уделено также проблеме переноса и накопления примесей в плазме, к которой Владимир Михайлович неоднократно возвращался в последующие годы. Полученные им результаты по этой теме сегодня пользуются заслуженной известностью и уважением мирового термоядерного сообщества.

Владимир Михайлович автор и соавтор более 100 научных работ, многие из которых неоднократно отмечались как наиболее выдающиеся работы Курчатовского института. В ранние годы своей научной деятельности В.М. Леонов занимал призовые места в институтских конкурсах работ молодых научных сотрудников и инженеров-исследователей в 1972, 1974 и 1979 гг. В 1983 г. он был награждён Бронзовой медалью ВДНХ. Владимир Михайлович лауреат институтских конкурсов научных работ им. И.В. Курчатова 1978 и 2000 гг., лауреат институтского конкурса им. А.П. Александрова 2012 г.

В.М. Леонов активно участвовал в работах по проектированию реакторов ИТЭР и ДЕМО, объёмного источника нейтронов на основе токамака, моделированию сценариев разрядов ИТЭР и разработке алгоритмов управления параметрами разряда. Участвовал в работах по проектированию токамаков Т15-МД, разработке программ исследований на токамаках Т-15 и Глобус-М, обработке и осмыслению результатов экспериментов на токамаках Т-10 и Глобус-М. Часть работ В.М. Леонова была посвящена проработке моделей L- и H-режимов разряда в токамаках и модели быстрого распространения возмущений в плазме токамака.

Богатый экспериментальный опыт, широкий кругозор и энциклопедические знания Владимира Михайловича обеспечили его неоспоримый авторитет в расчётно-теоретических исследованиях физики токамаков, которым он посвятил более двадцати последних лет работы в Курчатовском институте. В частности, специалисты института выделяют определяющий вклад Владимира Михайловича в моделирование сценариев разряда и подготовку программы исследований на недавно введённом в

строй токамаке Т-15МД, которому предстоит стать лидирующей термоядерной установкой России на ближайшие 10—20 лет.

Высочайший международный авторитет и широкую мировую известность Владимиру Михайловичу принесли его исследования по программе сооружаемого крупнейшего международного токамака-реактора ИТЭР. Владимир Михайлович был активным участником проекта с конца 1980-х годов, т.е. начиная со стадии концептуального проектирования. Высокую оценку получил его персональный вклад в разработку системы инжекционного нагрева и поддержания тока плазмы в ИТЭР. Базовые сценарии разрядов ИТЭР, определившие основные цели и задачи проекта в целом, впервые были предложены именно Владимиром Михайловичем. За цикл работ по физике ИТЭР Владимир Михайлович и был удостоен институточной премии им. И.В. Курчатова 2000 г.

Владимир Михайлович был постоянным членом международных экспертных групп по физике ИТЭР (нынешнее название ИТРА — International tokamak physics activity), включая группы по базам данных и интегрированному моделированию сценариев разряда. Начиная с 2010 г. и до последних дней Владимир Михайлович уделял значительное внимание разработке системы предотвращения или смягчения последствий срыва разряда в ИТЭР. Без преувеличения можно утверждать, что В.М. Леонов внёс определяющий вклад в разработку концепции этой системы на основе массивной инжекции инертных газов. Бесценными в этой работе оказались знания и опыт Владимира Михайловича, полученные им ещё в ходе ранних экспериментов на токамаке Т-6 в исследованиях динамики примесей и разрядов с убегающими электронами.

В.М. Леонов всерьёз задумывался о перспективах мировых термоядерных исследований и, в особенности, о будущем российской национальной программы. Его последняя опубликованная работа посвящена исследованию операционных пределов токамака с реакторными технологиями — нового национального проекта, нацеленного на создание компактного исследовательского токамака с электромагнитной системой на основе ВТСП-проводников, призванного стать реальным прототипом нейтронного источника в гибридном реакторе типа синтез-деление.

Для всех, кто знал Владимира Михайловича, потеря невосполнима. Не стало искреннего, глубокого, отзывчивого Человека, профессионала, которому не было равных в его области работы. Светлая память о Владимире Михайловиче Леонове навсегда останется в наших сердцах.

Друзья и коллеги.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Ветров В.А., Мартыненко Ю.В., Щепетилев В.А.</i> Павел Матвеевич Морозов (к 115-летию со дня рождения).....	5
<i>Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Немец А.Р., Нургалиев М.Р., Субботин Г.Ф., Соловьев Н.А., Сычуглов Д.Ю., Черкасов С.В.</i> Транспортные модели нагрева плазмы на второй гармонике электронно-циклотронной частоты	9
<i>Митришкин Ю.В., Смирнов И.С., Коньков А.Е.</i> Моделирование цифровой системы управления неустойчивым вертикальным положением плазмы в D-образном токамаке в реальном времени.....	29
<i>Демура А.В., Леонтьев Д.С., Лисица В.С.</i> Радиационные потери тяжёлых заряженных частиц на многоэлектронных ионах примесей термоядерной плазмы.....	42
<i>Иродова А.В., Карпов И.Д., Круглов В.С., Крылов В.Е., Шавкин С.В., Эм В.Т.</i> Определение внутренних деформаций и остаточных напряжений в проводах ВТСП-2 с помощью нейтронной стресс-дифрактометрии.....	54
<i>Романовский В.Р.</i> Нелинейные диссипативные эффекты стабильного проникновения тока в технический сверхпроводник	60
<i>Иваненко С.В., Гринемайер К.А., Пурыга Е.А., Квашинин А.Н., Багрянский П.А.</i> Измерительный модуль дисперсионного интерферометра на основе CO ₂ -лазера для управления плотностью плазмы.....	67
<i>Джигайло Н.Т., Кравчук С.И., Лазарев В.Б., Петрова Н.П.</i> Сравнительный анализ результатов, полученных разными методами исследования состава литийсодержащих плёнок на диагностических мишенях в камере токамака T-11M.....	79
<i>Вертков А.В., Жарков М.Ю., Захаренков А.В.</i> Применение диспергированного газожидкостного потока низкого давления в системе охлаждения литиевых диверторных пластин токамака.....	91
<i>Уласевич Д.Л., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э., Алиева А.И., Пришивицын А.С., Ефимов Н.Е., Крат С.А.</i> Оптимизация полоидальной магнитной системы токамака МИФИСТ-0.....	98
<i>Прокуратов И.А., Лемешко Б.Д., Михайлов Ю.В., Дулатов А.К.</i> Метод расчёта выхода нейтронов систем на основе инерциального электростатического удержания плазмы.....	108
<i>Грабовский Е.В., Грибов А.Н., Крылов М.К., Ефремов М.Н., Ильичева М.В., Лотоцкий А.П., Лаухин Я.Н., Сулимин Ю.Н., Панфилов Д.Г., Предкова Е.И., Шишов А.О., Хомутильников Г.Н., Фролов А.Ю., Додулад Э.И., Школьников Э.Я., Вихрев В.В., Лукин В.В.</i> Динамика токовой оболочки в самосжимающемся плазменном разряде с дополнительной инжекцией газа.....	119
Памяти Николая Семёновича Чеверева.....	135
Памяти Александра Яковлевича Кислова.....	137
Памяти Ремира Владленовича Шурыгина	138
Памяти Владимира Михайловича Леонова.....	139

CONTENTS

<i>Vetrov V.A., Martynenko Yu.V., Shchepetilov V.A.</i> Pavel Matveevich Morozov (to the 115th anniversary of his birth).....	5
<i>Dnestrovskij Yu.N., Danilov A.V., Dnestrovskij A.Yu., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Nemets A.R., Nurgaliyev M.R., Subbotin G.F., Soloviev N.A., Sychugov D.Yu., Cherkasov S.V.</i> Transport models for plasma heating with second harmonic of electron-cyclotron frequency.....	9
<i>Mitrishkin Yu.V., Smirnov I.S., Konkov A.E.</i> Simulation of digital control system for plasma unstable vertical position in D-shaped tokamak in real time	29
<i>Demura A.V., Leont'ev D.S., Lisitsa V.S.</i> Radiative losses of heavy charged particles on multielectron impurity ions in thermonuclear plasmas	42
<i>Irodova A.V., Karpov I.D., Kruglov V.S., Krylov V.E., Shavkin S.V., Em V.T.</i> Determination of internal deformation and residual stress in wires HTSC-2 using neutron stress diffractometry	54
<i>Romanovskii V.R.</i> Nonlinear thermal effects of stable current penetration into a technical superconductor.....	60
<i>Ivanenko S.V., Grinemayer K.A., Puryga E.A., Kvashnin A.N., Bagryansky P.A.</i> Measuring module of dispersion interferometer based on CO ₂ laser for plasma density control.....	67
<i>Djigailo N.T., Kravchuk S.I., Lazarev V.B., Petrova N.P.</i> Comparative analysis of the results obtained by different methods of studying the composition of lithium-containing films on diagnostic targets in the tokamak T-11M chamber	79
<i>Vertkov A.V., Zharkov M.Yu., Zakharenkov A.V.</i> Application of dispersed low-pressure gas-liquid flow in the cooling system of lithium divertor plates of tokamak	91
<i>Ulasevich D.L., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Alieva A.I., Prishvitsyn A.S., Efimov N.E., Krat S.A.</i> Optimization of poloidal magnetic system of MEPHIST-0 tokamak.....	98
<i>Prokuratov I.A., Lemeshko B.D., Mikhailov Yu.V., Dulatov A.K.</i> Method of neutron yield calculation in inertial electrostatic confinement systems	108
<i>Grabovskij E.V., Gribov A.N., Krylov M.K., Efremov N.M., Ilyicheva M.V., Lototsky A.P., Laukhin Ya.N., Sulimin Yu.N., Panfilov D.G., Predkova E.I., Shishlov A.O., <u>Khomutinnikov G.N.</u>, Frolov A.Yu., Dodulad E.I., Shkolnikov E.Ya., Vikhrev V.V., Lukin V.V.</i> Dynamics of the current shell in a self-compressible plasma discharge with additional gas injection	119
In Memoriam of Nikolay Semyonovich Cheverev.....	135
In Memoriam of Alexandr Yakovlevich Kislov.....	137
In Memoriam of Remir Vladlenovich Shurygin.....	138
In Memoriam of Vladimir Mikhailovich Leonov.....	139

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 45, выпуск 1

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 5.03.22. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 14. Уч.-изд. л. 13. Тираж 156. Индекс 3648. 11 статей. 1 сообщение. Заказ 6
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1