



В этом выпуске нашего журнала публикуется интервью академика Е.П. Велихова, которое он дал Центру стратегических разработок России 22 декабря прошлого года.

Интервью развивает идеи относительно оптимальной структуры ядерной энергетики будущего, изложенные в статье Е.П. Велихова, М.В. Ковальчука, В.И. Ильгисониса, В.Ф. Цибульского и др. «Ядерная энергетическая система с реакторами деления и синтеза — стратегический ориентир развития отрасли» (ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4, с. 5—13).

Современная ядерная энергетика основывается на технологиях, доставшихся ей в наследство от промышленности по созданию ядерного оружия и атомных подводных лодок, когда требовалось быстро изготовить необходимое количество бомб и лодок, рассматривая вопросы радиационной безопасности как второстепенные. К тому же эти вопросы в то время часто были не очень ясными.

В последние три десятилетия, после чернобыльской и фукусимской аварий, проектанты и конструкторы ядерных реакторов существенно уменьшили вероятность аварий на атомных электростанциях, но общественность наиболее развитых стран всё настойчивее требует более кардинальных действий по повышению радиационной безопасности ядерной энергетики.

Пути к этой цели требуют перехода от уранового к торий-урановому топливному циклу, отказу от переработки высокоактивного отработанного ядерного топлива, выгружаемого из реакторов деления, перехода к быстрому выделению образующихся в бланкете термоядерного реактора новых делящихся изотопов. Современный уровень развития ядерных технологий позволяет утверждать, что все эти новации уже сейчас могут быть реализованы на практике.

В связи с этим Евгений Павлович подчёркивает, что ядерные реакторы деления и синтеза не являются конкурентами. В оптимальной ядерной энергетической системе будущего эти реакторы будут гармонично дополнять друг друга. Реакторы синтеза будут обеспечивать реакторы деления делящимся топливом, а реакторы деления будут производить энергию.

Для реализации этих идей потребуется ещё немало исследований, предстоит много горячих дискуссий, но лёд тронулся.

*Б.Н. Колбасов, заместитель главного редактора  
ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 41

Выпуск 2

МОСКВА — 2018

## 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

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

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

В.С. Войценья, нач. лаборатории, д.ф.-м.н., ХФТИ, Харьков, Украина

Ю.М. Гаспарян, к.ф.-м.н., доцент, НИЯУ МИФИ, Москва

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

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

Д.В. Коваленко, н.с., ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Троицк, Москва

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

М.В. Кривошеев, к.ф.-м.н., СПб политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург

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

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

Свидетельства о регистрации средства массовой информации ПИ № 77-13084 от 15 июля 2002 г., электронное периодическое издание Эл. № ФС77-27620 от 20 марта 2007 г. (сборник основан в 1978 г.)

Подписной индекс в каталоге «Газеты. Журналы» Агентства «Роспечать» № 70541

М.М. Ларионов, с.н.с., к.ф.-м.н., ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

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

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

С.Л. Недосеев, нач. лаборатории, д.ф.-м.н., доцент, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

А.Н. Романников, заместитель руководителя Комплекса по термоядерным исследованиям, д.ф.-м.н., НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

В.С. Стрелков, советник директора Центра, д.ф.-м.н., профессор, НИЦ «Курчатовский институт», Москва

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

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

В.М. Шарاپов, в.н.с., д.ф.-м.н., ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва

Секретарь редакции Карпова Татьяна Юрьевна  
karova.tat@fc.iterru.ru, тел.: 499-196-98-31

**Учредитель:** Автономная некоммерческая организация Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты» (УТС-Центр).

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 РИНЦ с учётом цитирования из всех источников за 2016 г. — 0,380.

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

# PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

**THERMONUCLEAR FUSION**

PUBLISHED since 1978

**Volume 41**

**Issue 2**

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

MOSCOW — 2018

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

E.A. Filimonova, Technical Editor, Research Scientist, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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.S. Vojsenya, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Institute of Physics and Technology, Kharkiv, Ukraine

Yu.M. Gasparyan, 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, LiW Fusion, 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) Troishk, Moscow

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

M.V. Krivosheev, PhD in Physics and Mathematics, Peter the Great Saint-Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg

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

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

M.M. Larionov, Senior Research Scientist, PhD in Physics and Mathematics, A.F. Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg

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

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

S.L. Nedoseev, Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Associate Professor, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

A.N. Romannicov, Deputy Head Fusion Research Centre, Ph. Dr. Sc., NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

V.S. Strelkov, Centre Director advisor, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Professor, NRC «Kurchatov Institute», Moscow

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

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

Certificate of mass communication media registration: ПИ: № 77-13084 from July 15, 2002.

Certificate of electronic periodical mass media registration: Эл. № ФС77-27620 from March 20, 2007.

Subscription index in the newspapers and journals catalogue of the agency «Rospechat» No. 70541.

Secretary of the Editorial Board Karpova Tatyana Yurievna: karpova.tat@fc.iterru.ru, tel.: 7-499-196-98-31

Founder: «International Fusion Projects Coordinating Centre» (Fusion Centre)

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>.

Biennial impact factor of Russian Index of Scientific Citation, taking into account citing bin all the original sources, for 2015 — 0.380.

**ИНТЕРВЬЮ АКАДЕМИКА Е.П. ВЕЛИХОВА  
«ОТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ В СОВРЕМЕННОМ ВИДЕ НАДО ОТКАЗАТЬСЯ»<sup>1</sup>**



**Е.П. Велихов.** Россия может совершить всемирный переворот в ядерной энергетике, если сделает ставку на торий. Это позволит сделать наш мир безопаснее, чище и, может быть, приблизит момент появления автомобилей и межпланетных кораблей на ядерных двигателях.

*Евгений Павлович, поговорим о будущем. Какие современные технологии кажутся вам наиболее перспективными и важными?*

**Е.П. Велихов.** Есть одно направление современных технологий, развития которого я ждал достаточно давно, и теперь оно началось. Я имею в виду то, что происходит с ядерной энергетикой. Ядерная энергетика сейчас — это, в основном, тепловые реакторы типа ВВЭР — водо-водяной энергетический реактор. Значительная их часть поставляется на мировой рынок Росатомом.

*Но будет что-то новое?*

**Е.П. Велихов.** Будет принципиально новое. Тепловые реакторы сегодня основаны на использовании только урана-235, а его в природе очень мало. По мере добычи цена на него будет всё время расти. Особенно учитывая то, что надежды на возобновляемую, солнечную энергетiku пока не оправдались. У всех энергетических ресурсов на планете есть свой лимит: у нефти, угля и даже урана. Поэтому уже сейчас активно приходится искать ему замену. Одну альтернативу все знают — это бридеры — реакторы-размножители,

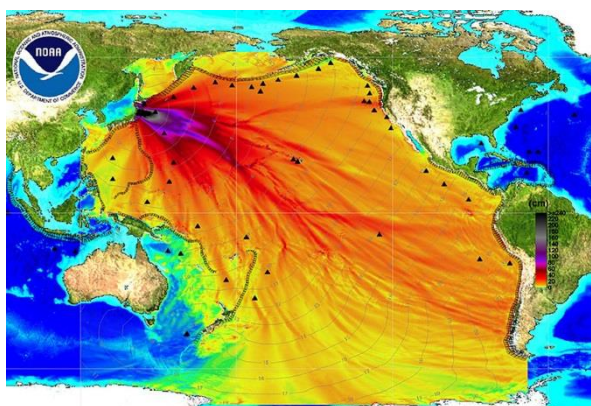
---

<sup>1</sup> Е.П. Велихов дал интервью 22 декабря 2017 г. в рамках проекта Центра стратегических разработок «Россия будущего: 2017—2035». Интервью провёл Илья Переседов. Адрес сайта: <http://2035.media/2017/12/22/velikhov-interview>.

которые вырабатывают ядерное топливо из урана-238. Но при такой добыче очень велика вероятность выброса радиоактивности в окружающую среду. И она неизбежно создаёт проблему захоронения и последующей переработки радиоактивных отходов. Трагедия на АЭС «Фукусима» заставляет нас по-новому этого опасаться. Авария на этой электростанции спровоцировала самое масштабное в истории радиоактивное загрязнение природы. Негативному воздействию подвергся весь Тихий океан, а радиоактивный мусор от АЭС «Фукусима» плавает уже у берегов Западного побережья Северной Америки. Радиоактивность от АЭС «Фукусима», Чернобыльской АЭС, та, что случается при захоронении ядерных отходов быстрых реакторов, влияет на окружающую среду, воздействует на почву и может привести к самым неожиданным последствиям. Например, спровоцировать мутацию генов бактерий, из-за чего появятся новые болезни.

*Зелёные вовсе говорят, что от атомной энергии в том виде, в котором она существует сегодня, нужно отказаться.*

**Е.П. Велихов.** Правильно! Мы тоже об этом говорим — я и мои коллеги. Согласно программе, которую мы подготовили и стали воплощать в жизнь, атомная промышленность должна полностью отказаться



Карта заражения Тихого океана после аварии на АЭС «Фукусима» Национального океанического и атмосферного управления США

от использования урана-238 и его добычи. Он начал применяться давно, ещё во времена И.В. Курчатова. Сначала для изготовления ядерной бомбы, а потом уже в энергетике. Сегодня потребности в нём больше нет, и нужно переходить на торий — альтернативный элемент. Он обходится дешевле в производстве, его нельзя использовать в военных целях, и, главное, он практически не несёт в себе радиоактивной угрозы.

*Расскажите, пожалуйста, основное о тории.*

**Е.П. Велихов.** Его открыл в XIX веке шведский химик Йенсен Якоб Берцелиус и назвал «ториум» в честь скандинавского бога Тора. В природе он встречается в 3 раза чаще, чем уран. При этом, если поместить его в реактор ВВЭР — аналогично тому, как обрабатывается сейчас уран-238, можно получить уран-233 — универсальное атомное топливо.

*Насколько серьёзные конструктивные изменения потребует переход атомной энергетики на торий?*

**Е.П. Велихов.** Поскольку технология обработки тория по своей сути тождественна облучению урана-238, никакой радикальной перестройки существующей инфраструктуры не потребуется. Если говорить об электростанциях, то особенность нашей идеи состоит в том, чтобы начать использовать гибридные реакторы. В первом цикле производить из тория уран-233, чтобы затем использовать его в качестве топлива для тепловых реакторов, которые сейчас строятся. Весь этот цикл даст нам возможность выиграть два—три порядка по радиоактивности. В то же время при добыче торий не является радиоактивным. К тому же его можно утилизировать без предварительной переработки: радиоактивность отработанного тория примерно на три порядка меньше, чем у современных ядерных отходов.

*А что мешает взять и начать использовать торий в промышленности прямо сейчас?*

**Е.П. Велихов.** Мешает то, что вся структура ядерной энергетики в мире — в Европе, Америке, Японии — замкнута на плутонии. Нужно сломать этот порочный круг, чтобы человечество смогло массово перейти на торий. При этом на Западе на сегодняшний день укоренилась, на мой взгляд, достаточно порочная парадигма, в которой сталкиваются, конкурируют друг с другом термоядерный синтез и реакторы деления. А это, на самом деле, неправильно. Я уверен, что будущее за нашим гибридным подходом, который мы сейчас развиваем на базе Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». Мы строим такой реактор будущего, и японцы строят. Для них после аварии на АЭС «Фукусима» поиск

альтернативы традиционной ядерной энергетике стал задачей номер один. Но потому, что трагедия случилась недавно, их работа замедляется из-за политических споров и вмешательств. Всё это открывает хорошие перспективы для России. К нам в Курчатовский институт в 2003 г. приезжал премьер-министр Японии Дзюньитиро Коидзуми. Мы тогда обсуждали с ним развитие научного сотрудничества между Японией и Россией, в том числе по проекту ИТЭР — Международного экспериментального термоядерного реактора. Сейчас в Японии активно набирает политический вес его сын — Синдзиро Коидзуми. У него есть степень магистра Колумбийского университета в Нью-Йорке, он отлично разбирается в вопросах энергетики и понимает их важность для всего мира. Именно такие новые люди должны взять на себя ответственность за интеграцию новых технологий и международное сотрудничество ради их развития. Полагаю, для России это удачный момент, чтобы заявить о себе. Для этого мы сейчас создаём специальный институт как центр проектирования нового реактора, чтобы примерно за 10 лет спроектировать и построить комплекс по выработке из тория урана-233.

*А кроме энергетики, торий где ещё может применяться?*

**Е.П. Велихов.** Из тория получается топливо для атомных реакторов. Оно может применяться практически всюду. Например, в Америке, я знаю, есть энтузиасты, которые несколько лет занимаются разработкой автомобиля с двигателем, который работает на ядерной энергии, извлекаемой из тория. Ещё до них о возможности создания такого автомобиля говорили в компании «Кадиллак».

*А космические корабли на нём запускать реально?*

**Е.П. Велихов.** Вы знаете, наверняка, что у нас и американцев были спутники на ядерных реакторах. Я уверен, что далёкие планетарные и межгалактические путешествия потребуют развития и применения именно таких двигателей. Топливо, которое добывается из тория, — самое подходящее по плотности и мощности на единицу веса. Ведь торий — один из самых плотных элементов на планете и содержит в себе энергию в 20 млн раз больше, чем, например, уголь.

*Бывший глава Росатома Сергей Кириенко сейчас занимает важную должность в Администрации Президента. Он разделяет ваши идеи?*

**Е.П. Велихов.** Я очень на это надеюсь. Но с властью надо ещё разговаривать. Для меня важнее всего, что президент Курчатовского института Михаил Валентинович Ковальчук поддерживает этот проект и является его соавтором. Именно на базе одного из структурных подразделений Курчатовского института — Института инновационной энергетики (ИнИнЭн) — мы занимаемся созданием экспериментальной гибридной термоядерной установки для наработки топлива для существующих реакторов. Горизонт готовности проекта — 10 лет. Планируемая мощность установки — около 100 МВт, она должна будет вырабатывать 300 кг гибридного топлива в год — это примерно треть от потребления типичного реактора сейчас.

*Вы являетесь председателем Президиума Российской ассоциации содействия науке. Её деятельность будет как-то связана с проектом ториевой энергетики?*

**Е.П. Велихов.** Деятельность РАСН пока с ним не связана, но для любого проекта такого масштаба важна поддержка в обществе. Такая поддержка базируется на комплексной экспертизе и открытом обсуждении возможных рисков, скрытых угроз или отдалённых последствий проекта для экономики и общества. Этим занимается РАСН. Сейчас мы стали активно привлекать молодёжь — студентов, аспирантов, молодых учёных к нашим инициативам. Например, недавно реализовали проект «Научные тенденции: диалог поколений»: исследовали, как молодёжь оценивает статус науки и учёных, проводили конкурс научных работ по восьми направлениям — математика, информационные технологии, физика, химия, биология, наука о земле, наука о человеке и обществе, фундаментальные основы инженерных наук. По итогам конкурса выявили 20 лучших и очень перспективных проектов — все их можно посмотреть на нашем сайте. Надеюсь, ко времени создания первого гибридного реактора уже успеет подрасти и кадровая смена, квалифицированная и гармонично развитая.

**К 90-ЛЕТИЮ АЛЕКСЕЯ ИВАНОВИЧА МОРОЗОВА (30.03.1928 — 6.05.2009)<sup>1</sup>**

30 марта 2018 г. исполнилось 90 лет со дня рождения Алексея Ивановича Морозова — выдающегося учёного в области физики плазмы, электрореактивных плазменных двигателей и управляемого термоядерного синтеза, доктора физико-математических наук, профессора, заслуженного деятеля науки и техники РФ, лауреата Государственной премии СССР и престижных международных премий, главного научного сотрудника Отдела теории плазмы НИЦ «Курчатовский институт», члена Российской академии естественных наук. Мировую известность принесли А.И. Морозову его пионерские работы по созданию и внедрению в космическую технику стационарных плазменных двигателей (СПД, в зарубежной литературе — stationary plasma thruster, SPT). Впервые испытанные на спутнике «Метеор» в 1972 г., двигатели СПД с тех пор нашли широкое применение в качестве коррекционных двигателей на отечественных и зарубежных спутниках. Это в значительной мере определяется тем, что уже к проведению первых лётных испытаний были привлечены, кроме Института атомной энергии (ИАЭ) имени И.В. Курчатова, такие промышленные организации, как Опытное конструкторское бюро (ОКБ) «Заря», нынешнее ОКБ «Факел», Всесоюзный институт электромеханики. Затем к исследованиям и совершенствованию СПД подключились Московский авиационный институт (МАИ), Центральный институт авиационного моторостроения (ЦИАМ) и другие. Координацию работ всех перечисленных организаций на этом важнейшем этапе становления технологии СПД в течение примерно 10 лет успешно осуществлял Алексей Иванович. Учитывая его огромный вклад в разработку концепции и разработку первых лабораторных моделей СПД, осуществлявшейся в ИАЭ под его руководством в лаборатории Германа Яковлевича Щепкина, руководство подготовкой и успешным проведением первых лётных испытаний СПД, специалисты, работающие в области ЭРД, называют Алексея Ивановича Морозова отцом СПД.

В этот же период он не прекращал научную работу, опубликовал несколько статей, в значительной мере повлиявших на развитие прикладных работ по СПД. К их числу можно отнести анализ условий устойчивости ускорения ионного потока в скрещенных электрическом и магнитном полях и определение необходимости возрастания магнитной индукции в зоне ускорения для обеспечения названной устойчивости, анализ возможности формирования фокусирующей геометрии эквипотенциалей электрического поля формированием соответствующей геометрии силовых линий магнитного поля, анализ влияния

<sup>1</sup>Обновлённый и дополненный вариант статьи в газете «Курчатовец», 1998, № 7—8.

стенки на поперечный перенос электронов с предложением нового механизма пристеночной проводимости в плазме разряда со скрещенными полями.

В 1990-е годы у СПД открылось долгожданное «второе дыхание»: они убедительно доказали способность надёжного долговременного функционирования, и потому открылась возможность экономичных космических экспедиций в пределах Солнечной системы. Любопытная и безусловно символичная деталь — в Парижском музее науки и техники модель СПД с указанием авторства А.И. Морозова оказалась единственным экспонатом российского происхождения. Создание СПД получило высокую оценку мирового аэрокосмического сообщества — А.И. Морозова наградили международной медалью к 100-летию электрореактивного движения «За выдающиеся достижения в области космических электрореактивных двигателей», в 2006 г. — Серебряной медалью Французской национальной академии атмосферы и космоса.

В целом разработки лётных образцов СПД и начало их применения в космосе в СССР примерно на 30 лет опередили аналогичные зарубежные разработки. Высокий уровень работ в области СПД сохранился в России и до настоящего времени. Так, в космосе отработали или работают свыше 560 СПД на более чем 117 космических аппаратах (КА), и большинство этих двигателей было произведено в России. Общее число СПД зарубежного производства, отработавших в космосе, пока не превысило 10. При этом число СПД, работавших в космосе в период 2011—2016 гг., составляло более 70% от числа всех электроракетных двигателей, работавших в космосе, а среди СПД рекордсменом является двигатель СПД-100 производства ОКБ «Факел». Следует добавить, что применение российских двигателей на зарубежных космических аппаратах сопоставимо с числом СПД, отработавших или работающих в составе отечественных КА. Так, в 2017 г. фирма Space Systems /Loral (США) выпустила медаль в честь сотого СПД-100, полетевшего работать в составе разработанного этой фирмой КА.

В настоящее время СПД используются не только в системах коррекции орбит КА, но и для доведения КА с промежуточной орбиты на рабочую, что позволяет значительно увеличить массу КА на конечной орбите и его возможности. СПД был использован также для доставки научного КА с околоземной на окололунную орбиту. Таким образом, применение СПД расширяется, т.е. начатое А.И. Морозовым дело живёт и развивается.

Впечатляет и то, что «движковый» компонент явился лишь одной из многих граней научного творчества А.И. Морозова. Уже с первых шагов в Курчатовском институте, куда он поступил в апреле 1957 г. после окончания аспирантуры физического факультета МГУ, А.И. Морозов выполнил (совместно с Л.С. Соловьёвым) ставшие классическими работы по теоретическому исследованию структуры магнитных полей и движения заряженных частиц в системах управляемого термоядерного синтеза. Здесь была впервые открыта волокнистая структура в замкнутых магнитных системах (известная ныне как магнитные острова) и указана неизбежность её воздействия на удержание плазмы. Другой находкой этого же цикла работ стала замысловатая форма целого класса траекторий заряженных частиц в тороидальном магнитном поле. Видимо, только удалённость авторов от фруктовой экзотики не позволила им в то время дать название для проекции траекторий на поперечное сечение тора «бананы», которое впоследствии прижилось в международном термоядерном сообществе. Работа на «корпускулярном» поле физики плазмы была продолжена А.И. Морозовым в 1970-е годы, и её результатом стала формулировка принципов новой корпускулярной оптики — «плазмооптика».

Но наиболее масштабной стала работа Алексея Ивановича, как теоретическая, так и организаторская, по проблеме ускорения плазмы. Именно здесь с наибольшей силой раскрылся его уникальный дар: нацеленность на конечный практический результат и способность проходить этот тернистый путь целиком — от формулировки физических принципов через их детальный теоретический анализ и математическое моделирование к воплощению в живое «железо». В течение почти четырёх десятилетий он играл ведущую роль в разработке теоретических основ плазмодинамики и проектировании плазменных ускорителей как для космических аппаратов, так и для инъекции плазмы в магнитные ловушки. В течение многих лет он был бессменным председателем секции «Плазменные ускорители и ионные инжекторы» Совета по физике плазмы АН СССР. В 1960—1970-х годах он был организатором и вдохновителем межведомственного семинара и нескольких всесоюзных конференций по электрореактивным двигателям, бессменным организатором и руководителем восьми всесоюзных конференций по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. И наконец, более 10 лет А.И. Морозов являлся научным руководителем одного из лидеров инженерии электроракетных двигателей — ОКБ «Факел» (г. Калининград на Балтике), эмблемой которого и стал морозовский СПД.

Целый ряд теоретических аспектов проблемы ускорения плазмы не только стал классическим, но и дал жизнь новым разделам теории плазмы. Так, осознание роли и исследование эффекта Холла в плазме (совместно с А.П. Шубиным, 1960-е годы) стало отправной точкой для так называемой электронной МГД (ЭМГ), получившей интенсивное развитие в работах теоретиков по физике плазменных размыкателей тока.

Другим «теоретическим» столпом проблемы ускорения плазмы стало стимулирование численного моделирования. А.И. Морозов является одним из пионеров использования численных методов для моделирования структуры магнитных полей и плазменных течений. Его многолетнее сотрудничество с Институтом прикладной математики РАН (сначала с И.М. Гельфандом, на которого А.И. Морозова «замкнул» сам И.В. Курчатov, а позднее с группой К.В. Брушлинского, В.В. Савельевым) и другими академическими институтами привело к созданию представлений о поведении магнитных силовых линий в полях сложной конфигурации и к выявлению необычной структуры течений плазмы вдоль стержня с током в системах типа сопла Лавалья. О плодотворности численного моделирования и его «обратном» влиянии на исходные теоретические представления свидетельствует то, что «естественное» расщепление магнитных поверхностей было обнаружено именно в численных расчётах.

Помимо СПД, важным практическим итогом «ускорительной» деятельности стали разработка и создание уникального квазистационарного плазменного ускорителя (КСПУ), обладающего рекордными параметрами производимых плазменных потоков. Программа эта была реализована в целом ряде институтов: в тогдашнем Троицком филиале ИАЭ (лаборатория Ю.В. Скворцова), Минске (Институт физики) и в наиболее завершённом виде в начале 1990-х годов — в Харькове (ХФТИ, лаборатория В.И. Терешина). Показательна история развития и претворения в жизнь основной идеи (1978 г.), открывающей возможность реализации ускорения плазмы в стационарном режиме, а именно организацию ионного токопереноса в радиальном направлении поперёк магнитного поля в упомянутом магнитном аналоге сопла Лавалья. Это позволяет избежать негативного влияния эффекта Холла (замагниченность электронов не позволяет им переносить ток по радиусу). В истории КСПУ поучительно то, что ключевые теоретические построения оказались теснейшим образом зависимыми от на первый взгляд сугубо технологических аспектов проблемы. Неудивительно, что для решения проблемы КСПУ А.И. Морозову пришлось изобрести целый ряд технологических новшеств, из которых упомянем специальные газоразрядные анодные и катодные системы (трансформеры), входную и анодную ионизационные камеры, магнитную эмитирующую и магнитоионоприёмную поверхности. В последнее время КСПУ активно используется в ТРИНИТИ в экспериментах по облучению плазмой материалов первой стенки в токамаке ИТЭР для анализа их эрозионной стойкости в переходных плазменных процессах (ELM-событиях, срывах разрядного тока и др.).



Установка КСПУ-Т

Для осуществления этих работ создан уникальный экспериментальный комплекс плазменных ускорителей КСПУ-Т и КСПУ-Ве, не имеющий аналогов в мире. С применением этого комплекса Отделом магнитных систем проведён цикл исследований, сыгравших существенную роль при выборе обращённых к плазме материалов ИТЭР и приемлемых режимов работы токамака, оценке ресурса защитных покрытий и разработке методов по защите элементов оптических диагностик от запыления продуктами эрозии материалов. Реализована новая для КСПУ схема облучения материалов излучением плазмы, возникающим при торможении ускоренного плазменного потока на твердотельной мишени, что существенно расширило возможности использования комплекса как для задач ИТЭР, так и для технологических задач, направленных на улучшение эксплуатационных характеристик конструкционных материалов и создание покрытий с новыми полезными свойствами для практических приложений.

Другим примером неразрывности физики и технологии могут служить открытые в экспериментах с СПД в конце 1950-х годов явления пристеночной проводимости и аномальной эрозии поверхностей в скрещенных электрическом и магнитном полях. Работы по «доводке» СПД до наиболее экономичной модели (совместно с лабораторией А.И. Бугровой в МИРЭА) показали, что именно пристеночное

ускорение частиц и бомбардировка ими расширяющихся зазоров в конечном итоге определяют ресурс работы СПД.

Говоря о технологических аспектах, упомянем также и успехи СПД на «побочном» для него направлении — вакуумной ионно-плазменной технологии (травление, углубление имплантации ионов при бомбардировке ионными пучками и др.), получившей применение в ряде заводских производств.

Важным компонентом проблемы ускорения плазмы является выдвинутая А.И. Морозовым концепция магнитоплазменного компрессора, известная за рубежом как стационарный Z-пинч. Эта идея, получив экспериментальное подтверждение в ИАЭ им. И.В. Курчатова, нашла применение в разработках МВТУ сверхмощных газоразрядных источников света, а также в других задачах так называемой радиационной плазмодинамики. Переоткрытая позднее в Ливерморской национальной лаборатории США, идея магнитоплазменной компрессии пережила второе рождение в экспериментах в США (г. Сиэтл).

В последние три десятилетия усилия А.И. Морозова были направлены, в основном, на разработку принципов плазменных ловушек Галатей с  $\beta = 1$  ( $\beta$  — отношение плазменного давления к магнитному), организацию их создания и демонстрацию их эффективности в электроразрядном режиме. Задумав Галатею как ловушку для горячей плазмы, создаваемой в КСПУ, А.И. Морозов прогнозировал самостоятельное достижение в них термоядерных параметров. Эта концепция активно разрабатывалась им совместно с лабораторией А.И. Бугровой в МИРЭА, где проводились исследования на установках «Авоська» и «Октуполь». Близкие проблемы исследовались и на установке Галатей-пояс в Институте общей физики РАН (лаборатория А.Г. Франк). Хотя ожидания пока не оправдались, интерес к этой идее сохраняется в плазменном сообществе.

Говоря об идее СПД, трудно пройти мимо её биографического контекста. Дело в том, что эта идея восходит ещё к «докурчатовским» годам А.И. Морозова, когда он работал преподавателем физики в техникуме в небольшом городке Людиново в Калужской области. Ему пришлось уехать туда после окончания физфака МГУ, несмотря на его принадлежность к числу лучших студентов на курсе (дипломная работа А.И. Морозова была одной из первых работ по квантовой теории синхротронного излучения). В Людиново ввиду его «сверхстоклометрового» статуса скопилось немало отборной интеллигенции, что определённо сыграло положительную роль для молодого физика. В Людиново А.И. Морозов познакомился со своей будущей женой Ниной Владимировной, тоже физиком. Их общение оказалось взаимно полезным также и в профессиональном отношении. Уровень преподавания А.И. Морозова был таким, что несмотря на временные недоразумения с более косной частью учащихся, из числа его учеников вышли впоследствии высококвалифицированные инженеры и учёные, включая будущего академика-машиноведа. И вот, наконец, в переломном 1953 г. для А.И. Морозова открылась возможность поступления в аспирантуру МГУ (сначала — заочную, а через два года — уже и очную). Здесь он под руководством профессора А.А. Соколова выполнил работу по теории черенковского излучения движущихся токов (эта работа была упомянута И.Е. Таммом в его «нобелевской» лекции), а после успешного окончания аспирантуры был принят в «термоядерный» отдел ИАЭ им. И.В. Курчатова в теоретический сектор М.А. Леонтовича.

Возвращаясь от исторического экскурса к иллюстрации широты научных интересов А.И. Морозова, упомянем его выход за рамки не только ускорительной тематики, но и самой физики плазмы. Так, он выполнил ряд работ (совместно с А.М. Фридманом) по динамике упругих гравитирующих нитей в космосе. (Заметим, что для А.М. Фридмана эти работы стали одним из этапов на пути к предсказанию им местоположения ряда спутников Урана непосредственно перед их обнаружением космическим зондом «Вояджер».)

А.И. Морозов всегда определённо предпочитал в физике работу на «непаханом поле», и притом не откладывая глубокую «вспашку» на будущее. Поэтому не столь уж удивительно, что стремление испытать свой природный дар «физика-натуралиста» на значительном удалении от физики привело его в последнее десятилетие к решительному «вторжению» именно в почвоведение, которое он сам считал «наукой будущего». Здесь А.И. Морозов сконцентрировался на поиске того, что обеспечивает структурное единство почвы: она предстала как результат гигантского труда и борьбы грибов («полис грибов»). По сути впервые в почвоведении появилась концепция не только с прозрачной физической моделью, но и с нетривиальным для этой области математическим аппаратом физической кинетики. Важным представляется и сам статус разработанного подхода в системе общих принципов почвоведения: концепция

«полиса грибов» является реализацией и развитием принципа приоритетности биологического компонента почвы над остальными. Это пришествие «варяжского гостя» вызвало непрерывно возрастающий интерес и признание в среде почвоведов. Естественно, что переоценка по сути господствовавшего в этой науке «минералогического» взгляда на почву вызывает неоднозначную реакцию у части специалистов. Однако их контраргументация по сути сводится к защите экстенсивного описательного подхода, что только усиливает ощущение значимости внесённых А.И. Морозовым перемен. Результаты своих трудов в этой области он опубликовал в монографии «О почве и почвоведении (взгляд со стороны)» в 2007 г.

Ещё одним ярким свидетельством необычайной широты интересов А.И. Морозова может служить его обращение к истории древнего Египта. Взгляд физика на динамику пыли, рождённой вулканическими извержениями, привёл к установлению рациональной картины для причинной связи двух совершенно разнородных явлений — «египетской тьмы», вызванной потоками пепла из вулкана Санторин, и череды доголе казавшихся парадоксальными политико-идеологических переустройств, к которым прямо или косвенно оказались причастны такие мифические и реальные герои древности, как бог Солнца Атон, его земной наместник Эхнатон и ставшая символом «древнеегипетского Ренессанса» его жена Нефертити (см. статью А.И. Морозова в журнале «Наука и религия», 1990, № 3).

Обращение А.И. Морозова к истории не случайно — в его личности ясно проступает и «художественная» сторона. Вспомним о его мечте (по-видимому, генетически обусловленной, ведь его отец был художником) собрать на стенах отдельной комнаты (увы, гипотетической) репродукции (увы, другого нет) картин и скульптур последних трёх тысячелетий и предоставить приходящим друзьям возможность датировать их. А.И. Морозов был уверен, что едва ли кто-либо справится с этой задачей полностью, ибо красота и её ощущение — это «инварианты» многовековой людской цивилизации.

А.И. Морозов был, как и многие очень талантливые и неординарные люди, в чём-то соткан из противоречий, являющихся, как говорится, естественным продолжением достоинств. Его огромная энергия и неукротимая воля (отсюда — КСПУ и магнитоплазменный компрессор с их мощнейшими потоками энергии) мирно уживаются с нескрываемой симпатией к спокойным и устойчивым плазменным течениям (отсюда стационарный плазменный двигатель, квазистационарные плазменные ускорители) и к системам, не подверженным, как он полагал, турбулентным переносам (отсюда его идеи об идеальных плазменных ловушках Галатях).

Отчасти в силу масштабности самого А.И. Морозова, отчасти вследствие сложившихся обстоятельств — трудной судьбы «ускорительной» тематики на площадке Курчатовского института ему было уготовано проявить уникальную способность давать импульс развитию и «материализации» своих идей на значительном удалении — в других институтах, других городах, других странах (вспомним МАИ, МВТУ, Ленинград, Минск, Харьков, Троицк и, конечно, МИРЭА и ИОФ РАН, не говоря уж о Франции и США).

Впрочем, многогранная деятельность А.И. Морозова не оставалась без поддержки и в родном институте. Известна благотворная роль Л.А. Арцимовича в развёртывании исследований по плазменным ускорителям, а впоследствии, в 1970—1980-е годы, и А.П. Александрова в содействии продвижению работ по СПД и КСПУ. А.И. Морозов четырежды отмечался институтской премией им. И.В. Курчатова, удостоен звания «Заслуженный деятель науки и техники РСФСР», в 1971 г. был награждён орденом Трудового Красного Знамени, в 1991 г. ему присуждена Государственная премия СССР, а в 1992 г. он избран академиком Российской академии естественных наук. И наконец, две уже упомянутые престижные международные аэрокосмические премии. А.И. Морозов был избран в Французскую национальную академию атмосферы и космоса.

Впечатляют глубина и масштаб научных исследований А.И. Морозова в физике плазмы: четыре монографии, последняя из которых — второе издание «Введения в плазмодинамику» появилась в 2008 г., семь крупных обзоров, более 300 научных статей и докладов, 38 изобретений и 4 международных патента. Под его руководством и по его идеям защищено более 25 кандидатских диссертаций. Впечатляет также и его «появление» вдали от проторенных дорог как внутри самой физики, так и далеко за её пределами.

Вызывает восхищение то, что А.И. Морозов всегда был полон новых идей и конкретных планов, непреклонно стремился к заветным целям, вдохновлявшим его и многочисленных его учеников и последователей, не почивал на заслуженных лаврах, до последних дней жизни продолжал научную работу, оставаясь истинным Учёным.

*Друзья и коллеги по Отделу теории плазмы НИЦ «Курчатовский институт»  
и из других институтов и организаций*

## К 60-ЛЕТИЮ ОГРЫ

*В.В. Арсенин, В.А. Жильцов, В.М. Кулыгин, О.И. Обрезков, А.В. Переславцев, А.В. Спицын*

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Дан краткий обзор результатов экспериментальных и теоретических исследований, выполненных в созданном по инициативе И.В. Курчатова в Институте атомной энергии отделе Огра. Они относятся к открытым магнитным ловушкам, токамакам, инжекторам, элементарным процессам, физике и технике высокого вакуума, ряду технологических применений плазмы.

**Ключевые слова:** Огра, открытая ловушка, токамак, инжектор, элементарные процессы, вакуум, плазменные технологии.

## TO THE 60th ANNIVERSARY OF THE OGRA

*V.V. Arsenin, V.A. Zhiltsov, V.M. Kulygin, O.I. Obrezkov, A.V. Pereslvtsev, A.V. Spitsyn*

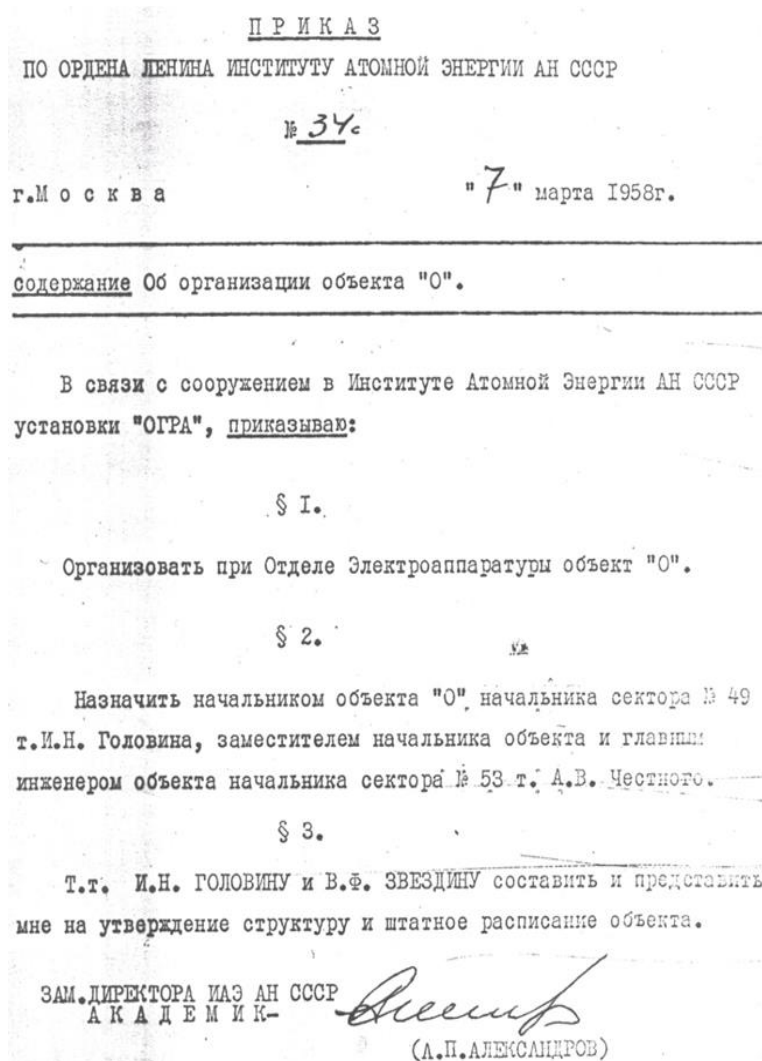
NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

A brief review of experimental and theoretical results achieved in Ogra Department of Kurchatov Institute is presented. The results are related to open-ended magnetic traps, tokamaks, injectors, unit processes, vacuum technique, some plasma technologies.

**Key words:** Ogra, mirror machine, tokamak, injector, unit processes, vacuum technique, plasma technologies.

DOI: 10.21517/0202-3822-2017-41-2-13-22

7 марта 1958 г. в Институте атомной энергии АН СССР было образовано новое подразделение Объект «О», вскоре, в 1959 г., получившее название Отдел Огра:



Ставилась задача изучить возможность осуществить термоядерную реакцию в плазме, удерживаемой в предложенной Г.И. Будкером и Р. Постом ловушке с магнитными пробками.

Начальником подразделения был назначен И.Н. Головин. В течение года собран-



Игорь Николаевич Головин

ный Игорем Николаевичем коллектив, первыми сотрудниками которого стали Д.А. Панов, Н.Н. Семашко, Г.Ф. Богданов, Л.И. Артеменков, В.И. Пистунович, создал крупнейшую на то время плазменную установку Огра. Основные сведения о конструкции Огры опубликовал И.В. Курчатov [1] в 1958 г. Первое сообщение об опытах на ней сделано на конференции Общества инженеров-электриков в Лондоне в 1959 г. [2].

Магнитное поле между пробками ловушки, длина которой составляла 12 м, могло достигать 5 кЭ, в пробках 8 кЭ. Накопление плазмы объёмом 8 м<sup>3</sup> в Огре происходило в результате диссоциации молекулярных ионов водорода энергией 100—200 кэВ. Для получения пучка использовался дуговой источник, разработанный Н.Н. Семашко на основе конструкции П.М. Морозова, который предназначался для электромагнитного разделения изотопов. Он позволял получать пучки молекулярных ионов энергией до 200 кэВ и током 300—400 мА, из которых 150—200 мА вводилось в ловушку. Согласно измерениям [3] концентрация энергичных протонов ограничивалась на уровне  $\sim 10^7$  см<sup>-3</sup>. Осознавалось, что ограничение может быть связано с неустойчивостями, в частности, магнитогидродинамической желобковой, причём обсуждался способ борьбы с ней созданием магнитной ямы путём добавления поля от обмотки стеллараторного типа [3]. Неустойчивости действительно выявились: желобковая и кинетическая циклотронная, порождаемая анизотропией ионного распределения. В опытах на Огре впервые в мире был обнаружен стабилизирующий эффект, оказываемый на желобковые колебания дифференциальным вращением плазмы в радиальном электрическом поле [4]. Роль вращения в устойчивости и переносе плазмы, в том числе в токамаках, изучается во всём мире теоретически и экспериментально по сей день.



Вид установки Огра

## ОТКРЫТЫЕ ЛОВУШКИ

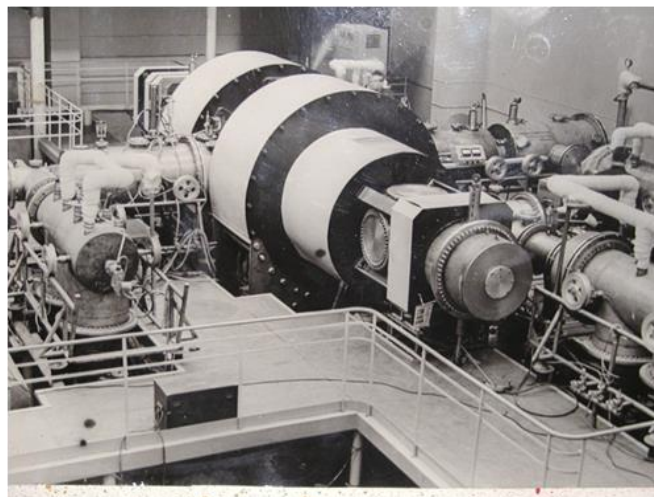
Поведение плазмы в открытых ловушках было предметом исследований в отделе (его название в дальнейшем менялось, но у научной общественности с коллективом ассоциируется наименование Огра) в течение многих лет. В 1964 г. запустили новую осесимметричную ловушку Огра-2. В ней плазма создавалась ионизацией пучка быстрых атомов сильным магнитным полем. На этой установке в 1967 г. было впервые в мире осуществлено подавление желобковой неустойчивости разработанным в отделе методом обратных связей (автоматического регулирования) [5]. Воздействие на крупномасштабные мо-

ды колебаний/неустойчивостей плазмы обратными связями вошло после этого в практику многих лабораторий [6, 7]. В экспериментах на Огре, проведённых в последующие несколько лет, было продемонстрировано [8] подавление с помощью обратных связей (или, по желанию, возбуждение) всех имеющихся при данных параметрах ветвей желобковых колебаний, причём как с положительной, так и с отрицательной энергией. При включённой стабилизации плотность плазмы поднялась по сравнению с той, что получалась без стабилизации, в 50 раз. Была подавлена также циклотронная неустойчивость [9, 10].

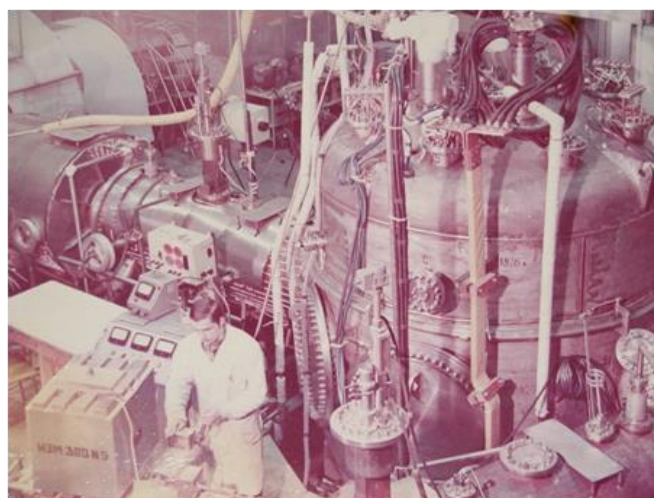
Следующая осесимметричная ловушка Огра-3 (другое название ЛИН-5, 1971 г.) стала первой в мире термоядерной установкой со сверхпроводящими магнитными катушками. Именно на ней, пользуясь постоянством поля сверхпроводящего магнита во времени, были проделаны упомянутые тонкие эксперименты со спектрами колебаний.

Огра-4 (или ЛИН-5Б, 1975 г.) также имела сверхпроводящую обмотку, но не осесимметричную, а «бейсбольную», создающую конфигурацию с  $\min B$ . В экспериментах оказалось, что, хотя в случае магнитной ямы МГД-неустойчивости нет, удержание на периферии ловушки плохое. Д.А. Панов связал это с расщеплением дрейфовых поверхностей и появлением из-за него в плазме неконтролируемых электрических полей и сформулировал условие отсутствия расщепления — так называемую ортогонализированность магнитного поля [11]. Такой подход к улучшению ловушек с оптимизацией геометрии поля получил развитие не только применительно к открытым системам, но и в современной теории стеллараторов.

В опытах на сверхпроводящем антипробкотроне Огра-4К (вступил в строй в 1986 г.) изучалось поведение плазмы с горячими электронами ( $T_e \gg T_i$ ), получаемой ЭЦР-нагревом, в сильно неоднородном касповом магнитном поле [12]. Компактный касп с электронно-горячей плазмой с небольшим  $\beta = 8\pi r/B^2$  рассматривается в качестве МГД-якоря для плазмы высокого давления в длинной ловушке.



Установка Огра-2



Установка Огра-4

## ОГРИНСКИЕ ТОКАМАКИ

Огра внесла вклад в прогресс токамаков. В 1971 г. на токамаке ТО-1 совместно с сотрудниками Института кибернетики АН УССР было впервые в мире осуществлено равновесие по большому радиусу без использования кожуха, с помощью обратных связей [13]. С этого времени равновесием в токамаках управляют именно так, нужда в толстом кожухе отпала. На той же установке в 1977 г. удалось подавить с помощью обратных связей, тоже впервые, тиринг-моду неустойчивости, приводящую к малому срыву [14]. В токамаке ТО-2 реализован (1981 г.) тороидальный дивертор [15].

## ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

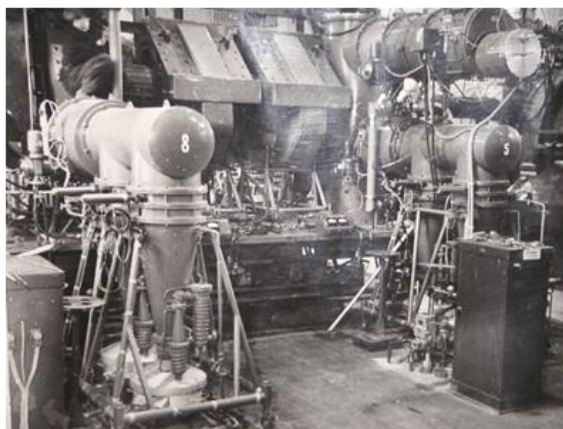
Наряду с экспериментами по магнитному удержанию плазмы проводились (и продолжают) исследования элементарных процессов. Разработан метод расщеплённого пучка, позволивший производить измерения взаимодействия ионов при сверхмалых энергиях [16]. При изучении столкновений ионов D с относительной энергией от 2,5 до 9,2 эВ впервые зарегистрирован образующийся молекулярный ион, определена нижняя граница величины сечения его образования, равная  $1,5 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>. Отметим недавнее

достижение группы В.А. Беляева в фундаментальной физике — открытие долгоживущих (время распада — несколько микросекунд) ионов  $D_2^-$ ,  $HD^-$  [17].

### ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАБОТЫ

Область применимости результатов ряда теоретических работ, выполненных на Огре, не ограничивается физикой открытых ловушек. Проблема стабилизации вращением стимулировала анализ колебаний в плазме и в других средах с неоднородным течением. Установлена важность резонансного взаимодействия при совпадении фазовой скорости волны с локальной скоростью направленного движения среды (гидродинамические резонансы) [18, 19]. С влиянием вращения на колебания связывают возникновение транспортных барьеров и переход в Н-режим в токамаках. Значительны достижения сотрудников отдела в теории распространения электромагнитных волн в неоднородной замагниченной плазме, на её базе разработан численный код OGREY, используемый, в частности, в расчётах ЭЦР-нагрева в токамаках. Стабилизирующий эффект ячеек с сильно неоднородным магнитным полем, включение которых в осесимметричные открытые системы без магнитной ямы позволяет придавать им МГД-устойчивость [20], эксплуатируется и в концепции устойчивой замкнутой бестоковой системы EPSILON [21]. В ней заложены важные с реакторной точки зрения возможности: большое  $\beta$ , удержание «токамачного» уровня, стационарность, хорошая технологичность.

### ИСТОЧНИКИ ИОННЫХ ПУЧКОВ И ИНЖЕКТОРЫ БЫСТРЫХ АТОМОВ ДЛЯ ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК



Инжектор Огры-1



Инжекторный стенд ИРЕК для отработки ионных источников для инжекторов Т-15

Существенную часть программы Огры составляла разработка инжекторов для открытых ловушек и токамаков [22—29].

Уже эксперименты на Огре-1 проводились с использованием инъекции пучков быстрых молекулярных ионов водорода через так называемый магнитный канал — систему, организующую локальную «дыру» в поле ловушки, с последующей их диссоциацией и захватом образовавшихся протонов. Для этого были разработаны специальные инжекторы с модернизированными щелевыми источниками П.М. Морозова. Фокусировка пучка молекулярных ионов на вход магнитного канала производилась системой из двух квадрупольных магнитных линз.

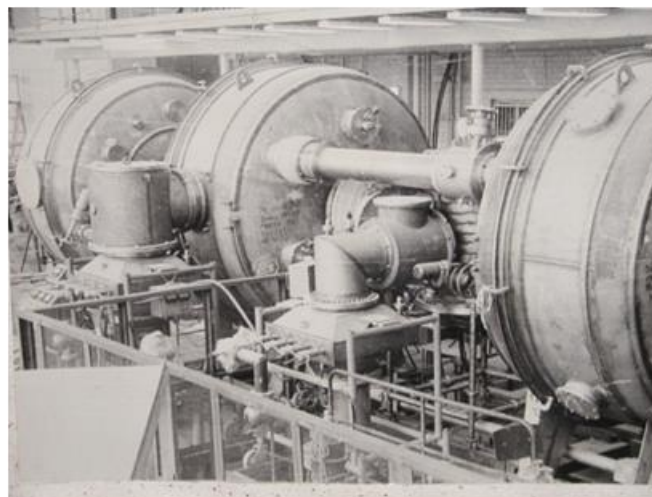
Все последующие инжекторы использовали пучки быстрых атомов, получаемые нейтрализацией ускоренных протонов. Для систем нейтральной инъекции с энергией атомов десятки кэВ, употреблявшихся в большинстве экспериментов на токамаках, разрабатывались источники положительных ионов. В отделе была разработана серия таких источников — для инжекторов токамаков от Т-11 до Т-15.

В системах с пучками атомов высоких энергий нужно получать и ускорять пучки отрицательных ионов с их последующей нейтрализацией — «обдиркой» на газовой мишени. Наряду с источниками отрицательных ионов водорода разрабатывался метод двойной перезарядки: мощный пучок протонов пропусклся сквозь

натриевую мишень, превращаясь в пучок отрицательных ионов, ускоряемых затем электрическим полем.

### УЧАСТИЕ В ПРОЕКТЕ ИТЭР

Сотрудники отдела составляли российскую домашнюю команду по разработке инжекционной системы Международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР, участвуя в проекте от стадии разработки концепции до стадии инженерного проектирования. Были проведены расчётные, конструкторские и экспериментальные проработки различных элементов пучкового тракта от ионно-оптической системы источника отрицательных ионов водорода до приёмника нейтрального пучка на выходе инжектора.



Установка МИН для исследования метода двойной перезарядки

### ПЛАЗМЕННЫЙ НЕЙТРАЛИЗАТОР

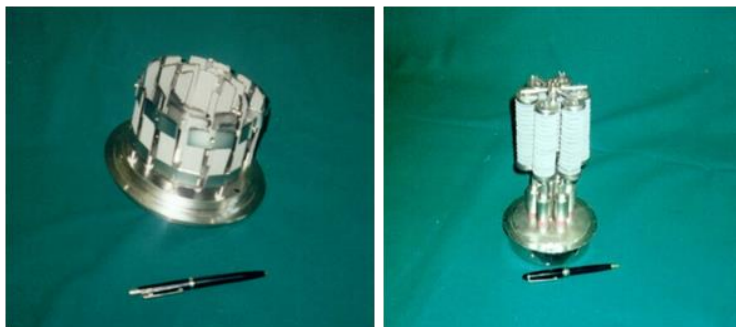
Применение плазменного нейтрализатора отрицательных ионов водорода в системе нейтральной инжекции токамака-реактора обеспечивает увеличение эффективности обдирки до 86% по сравнению с 60% при стандартной газовой нейтрализации. Энергетическая эффективность системы инжекции повышается при этом в 1,4 раза, что весьма существенно для промышленного реактора. В работах, выполненных на Огре, показано, что плазменный нейтрализатор с нужными параметрами может быть построен на основе мультикасповой магнитной ловушки с периферийным ЭЦР-разрядом [30—35].



Магнитная система плазменного нейтрализатора пучка отрицательных ионов

### ФИЗИКА И ТЕХНИКА ВЫСОКОГО ВАКУУМА

При создании Огры-1 и других крупных физических установок остро встал вопрос получения сверхвысокого вакуума, что невозможно без научного подхода к проблеме. Поэтому в составе Огры была образована лаборатория вакуумной и криогенной техники (ЛВКТ), которой долгие годы руководил Ю.М. Пустовойт. Лаборатория успешно решала поставленные задачи в области получения вакуума и измерения сверхнизких давлений. Уже в установке Огра-1 было получено уникально низкое для тех лет остаточное давление  $2 \cdot 10^{-10}$  торр в объёме почти  $30 \text{ м}^3$ . Это было бы невозможно без постоянного соблюдения вакуумной культуры. Начиная с 1980-х годов в ЛВКТ проводились работы по созданию новых типов нераспыляемых геттеров (НГ) для обеспечения необслуживаемой откачки вакуумных камер, электровакuumных приборов, теплоизолированных



Образцы насосов на основе нераспыляемых геттеров

труб. Исследование перспективных материалов для НГ велось, в частности, совместно с итальянской фирмой SAES GETTERS.

Показана перспективность использования НГ в новом типе лифтовых труб, используемых газовой промышленностью в условиях вечной мерзлоты.

Изготовлены образцы насосов на основе НГ для их применения в различных устройствах, для работы которых необходимо поддержание вакуума в условиях отрыва от стационарных средств откачки.

## ПРОНИКНОВЕНИЕ ВОДОРОДА В МАТЕРИАЛЫ

В 1990-х годах начались исследования в области взаимодействия изотопов водорода с материалами — проникновения через конструкционные материалы термоядерных реакторов и накопления водорода в них. В последние годы изучены такие материалы, как ферритно-мартенситные стали со сниженным уровнем наведённой активности под действием нейтронного облучения, аустенитные реакторные стали, сплавы ванадия, углеродные материалы и вольфрам [36, 37]. Проводятся исследования влияния дефектов и повреждений на свойства материалов термоядерных установок.

## ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

На Огре велись и ведутся разнообразные исследования прикладной направленности.

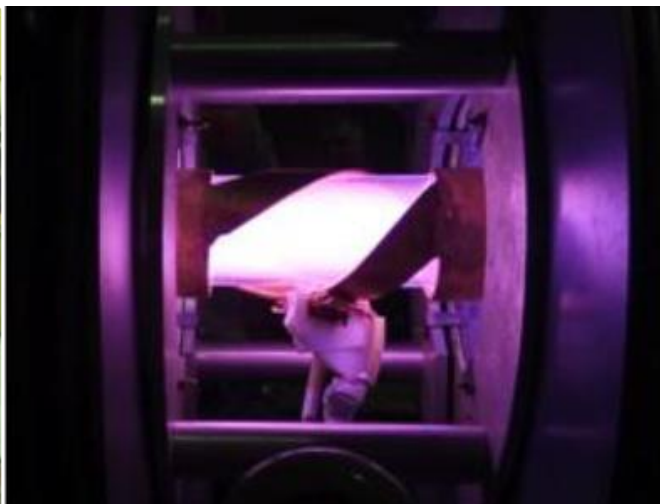
Эксперименты с разрядом в воде, в котором рождаются наночастицы вещества электродов (или вещества специально добавляемого порошка) [38], показали, что в результате внедрения таких частиц в нетканый материал, обрабатываемый разрядом, есть возможность придавать этому материалу некоторые заданные свойства (негорючесть, асептичность и т.п.). Была изготовлена и сертифицирована промышленная партия продукта пониженной горючести.

Предложен способ плазменной сепарации компонентов отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) [39, 40]. Он предполагает преобразование ОЯТ в поток холодной плазмы, селективный нагрев групп ионов в заданных диапазонах масс и последующее пространственное выделение этих групп (сепарацию) из потока при движении в неоднородном магнитном поле. Такими группами могут быть топливо, продукты деления, ценные материалы. В плазме нет ограничений потоков по объёмному заряду, что позволяет получить высокую производительность переработки.

Нынешняя тематика включает исследование возможности создания мощного плазменного ракетного двигателя [41], начаты эксперименты на установке ПС-1 с геликонным источником плазмы и ускорением ионов в постоянном неоднородном магнитном поле в результате взаимодействия с переменным электромагнитным полем ионной циклотронной частоты.



Установка ПС-1



Геликонный разряд

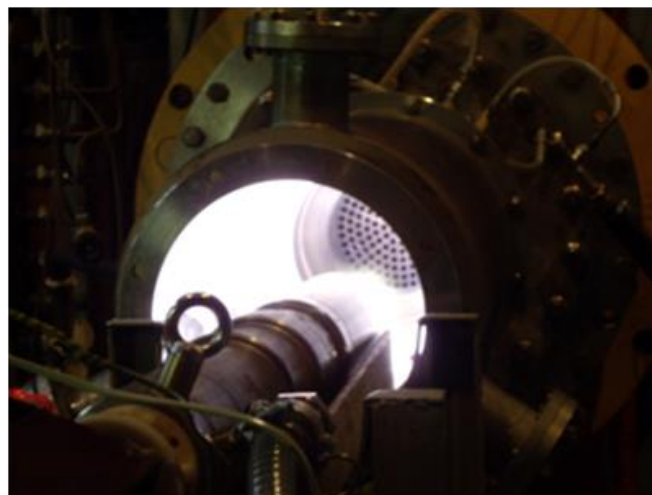
Остановимся подробнее на двух направлениях, работы по которым проводятся продолжительное время.

**Высокотемпературная переработка производственных и бытовых отходов плазмотронами.** В лаборатории низкотемпературной плазмы разработаны плазмотрон ЭДП-200, источники питания на основе транзисторов IGBT, системы управления с автоматизированным пуском и остановом плазмотрона [42, 43]. Проводятся исследования в области физико-химических процессов в плазменных печах [44, 45], в том числе при переработке радиоактивных отходов [46, 47].

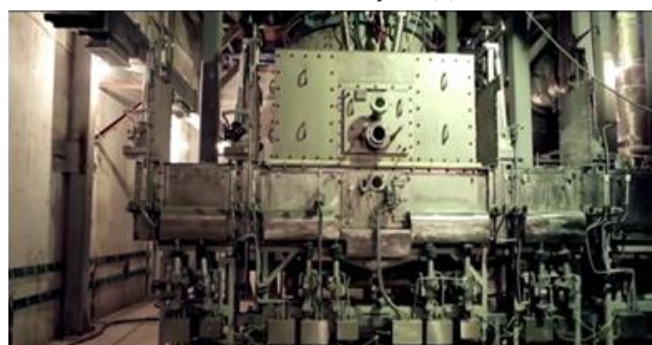
НИЦ «Курчатовский институт» принимал участие в проектировании и сооружении комплекса плазменной переработки радиоактивных отходов Нововоронежской АЭС. Монтажные и пусконаладочные работы были завершены в первом квартале 2015 г., и комплекс передан в опытно-промышленную эксплуатацию. Производительность комплекса 250 кг/ч, или 1800 тонн отходов в год.

Под научным руководством НИЦ «Курчатовский институт» выполнено проектирование завода плазменной переработки отходов производительностью 250 000 тонн отходов в год. Работа не завершена из-за недостатка финансирования.

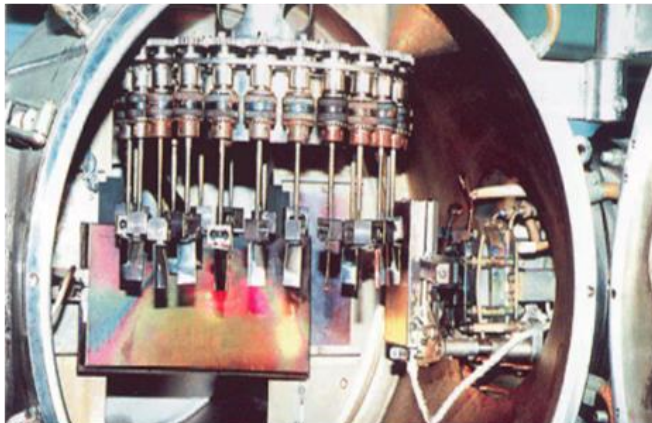
**Применение плазменных технологий для обработки поверхностей деталей.** В 1990-х годах в Курчатовском институте разрабатывались установки серии ВИТА для ионно-лучевой обработки лопаток авиационных газотурбинных двигателей с целью повышения эксплуатационных показателей по усталостной вибропрочности. Облучение поверхности лопатки создаёт вблизи поверхности кристаллическую наноструктуру и снижает скорость образования зарождающихся микротрещин. Технология внедрена в Уфимском моторостроительном объединении, и в настоящее время там работает специальный производственный участок с четырьмя установками упомянутой серии. Дальнейшее развитие этих технологий проводилось совместно с ПАО НПО «Сатурн» (г. Рыбинск) и ПАО УМПО (г. Уфа). Создано оборудование для защиты лопаток паровых турбин больших энергетических установок от водно-капельной эрозии и коррозии — установка «Виктория-2», на которой можно обрабатывать лопатки паровых турбин длиной до 1 м.



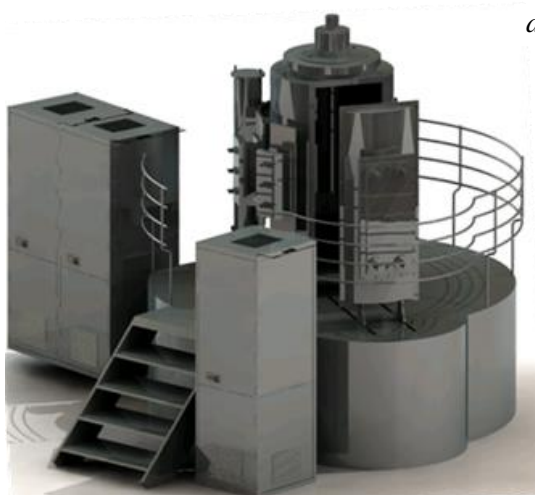
Работающий плазмотрон ЭДП-200



Плазменная печь (вид со стороны плавильной камеры) комплекса плазменной переработки радиоактивных отходов НВАЭС



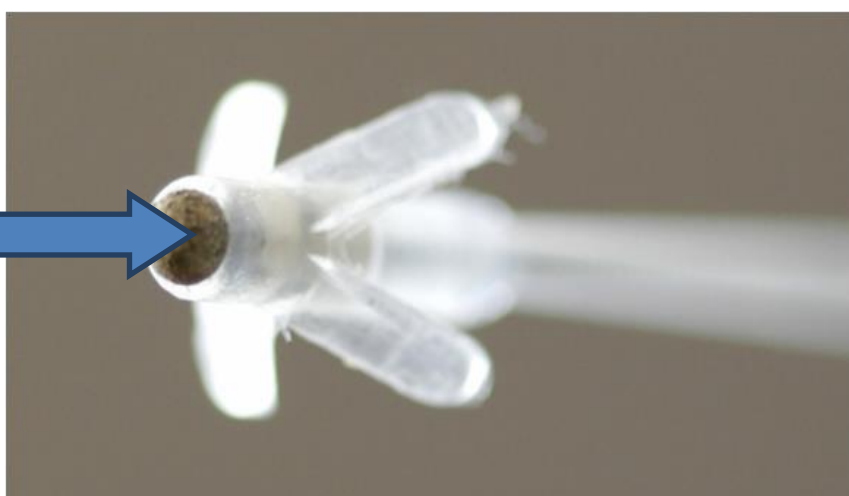
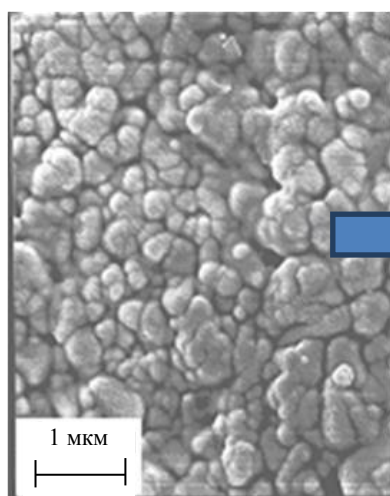
Производственный участок на ПАО УМПО и внутрикамерное размещение лопаток газотурбинного двигателя при ионно-лучевой обработке



Установка «Виктория-2» (а) и стойки и сегменты (б) направляющего аппарата ГПА АЛ-31СТ с покрытием Ti + TiN

Для повышения износостойкости металлообрабатывающего инструмента, применяемого в производстве ПАО НПО «Сатурн», создано современное автоматизированное оборудование для нанесения износостойких покрытий сложной структуры и состава в вакууме. Оно позволяет получать многослойные и наноструктурированные покрытия нитридов и карбидов металлов IV—VI групп периодической системы элементов Д.И. Менделеева.

Для применения в электрокардиостимуляторах, имплантируемых в человека, ведутся исследования по разработке технологии производства покрытий на электроды, которые устанавливаются непосредственно в сердце.



Фрактальное покрытие рабочего контакта электрода электрокардиостимулятора

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Курчатов И.В. — Атомная энергия, 1958, № 5, с. 105.
2. Golovin I.N. — Inst. El. Engr. Part A, 1959, vol. 106, № 2, p. 95.
3. Головин И.Н., Артеменков Л.И., Богданов Г.Ф., Панов Д.А., Пистуневич В.И., Семашко Н.Н. — УФН, 1961, т. LXXIII, с. 685.
4. Богданов Г.Ф., Головин И.Н., Кучеряев Ю.А., Панов Д.А. — Ядерный синтез. Приложение, 1962, т. 1, с. 215.
5. Арсенин В.В., Жильцов В.А., Чуянов В.А. — In: 3d Intern. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». Novosibirsk, 1968. — Vienna: IAEA, 1969, vol. 2, p. 515.
6. Feedback and Dynamic Control of Plasmas. Ed. by T.K. Chu and H.W. Hendel. — In: AIP Conf. Proc. № 1, N.-Y., 1970.
7. Арсенин В.В., Чуянов В.А. — УФН, 1977, т. 123, с. 83.
8. Zhiltsov V.A., Likhtenstein V.Kh., Panov D.A., Kosarev P.M., Chuyanov V.A., Shcherbakov A.G. — In: 5th Intern. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». Tokyo, 1974. — Vienna: IAEA, 1975, vol. 1, p. 335.

9. Арсенин В.В., Жильцов В.А., Лихтенштейн В.Х., Чуянов В.А. — Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 8, с. 69.
10. Chuynov V.A., Likhtenstein V.Kh., Panov D.A., Zhiltsov V.A. — In: AIP Conf. Proc. № 1 «Feedback and Dynamic Control of Plasmas». Ed. by T.K. Chu and H.W. Hendel. N.-Y., 1970, p. 188.
11. Панов Д.А. — Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 184.
12. Belavin M.I., Golovin I.N., Zhiltsov V.A., Kosarev P.M., Kucheryaev Yu.A., Lickhtenstein V.Kh., Obysov V.A., Panov D.A., Skovoroda A.A., Tarabrin Yu.A., Shcherbakov A.G. — In: 12th Intern. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». Nice, 1988. — Vienna: IAEA, 1989, vol. 2, p. 691.
13. Artemenkov L.I., Golovin I.N., Kozlov P.I., Melikhov P.I., Shvindt N.N., Butenko V.K., Gubarev V.F., Kukhtenko A.I., Ladikov-Roef Yu.P., Samoilenko Yu.I. — In: 4th Intern. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». Madison, 1971. — Vienna: IAEA, 1971, vol. 1, p. 359.
14. Arsenin V.V., Artemenkov L.I., Ivanov N.V., Kakurin A.M., Molotkov L.I., Chudnovskij A.N., Shvindt N.N., Gvozdokov Yu.V., Cherkashin M.Yu. — In: 7th Intern. Conf. «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research». 1978. — Nucl. Fusion Suppl., 1979, vol. 1, p. 233.
15. Артеменков Л.И., Попрядухин А.П., Чудновский А.Н. — Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 343.
16. Беляев В.А., Дубровин М.М., Козлов Д.А., Терентьев А.А., Тренин А.Е., Шолин Г.В. — Физика плазмы, 2010, т. 36, с. 1024.
17. Беляев В.А., Козлов Д.А., Терентьев А.А., Тренин А.Е. — Физика плазмы, 2017, т. 43, с. 874.
18. Тимофеев А.В. — УФН, 1970, т. 102, с. 185.
19. Тимофеев А.В. Резонансные явления в колебаниях плазмы. Изд. 2-е. — М.: Физматлит, 2009.
20. Арсенин В.В. — В сб.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Под ред. В.Д. Шафранова. Т. 8. — М.: ВИНТИ, 1988, с. 49.
21. Kulygin V.M., Arsenin V.V., Zhiltsov V.A., Zvonkov A.V., Skovoroda A.A., Timofeev A.V. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 738.
22. Кулыгин В.М., Панасенков А.А., Семашко Н.Н., Чухин И.А. — ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 1, с. 168.
23. Болдасов В.С., Кулыгин В.М., Свешников А.Г., Семашко Н.Н. — В сб.: Вычисл. методы и программирование. Вып. XXXI. — М.: Изд-во МГУ, 1979, с. 22.
24. Семашко Н.Н., Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., Кулыгин В.М., Панасенков А.А. Инжекторы быстрых атомов водорода. — М.: Энергоиздат, 1981.
25. Kulygin V.M. — Plasma Devices and Operations, 1992, vol. 1, № 1, p. 277.
26. Kulygin V.M. — Plasma Devices and Operations, 1994, vol. 3, p. 181.
27. Владимиров А.Н., Кузнецов В.В., Кулыгин В.М., Никулин В.А., Панасенков А.А., Семашко Н.Н., Серегин В.С., Чухин И.А. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1981, вып. 2(8), с. 27.
28. Кулыгин В.М., Лейтан В.А., Михайлов А.В., Рошаль А.С., Серегин В.С. — Там же, с. 76.
29. Кулыгин В.М., Панасенков А.А., Плешивцев Н.В., Семашко Н.Н. — Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 1, с. 23.
30. Kulygin V.M., Skovoroda A.A., Zhil'tsov V.A. — Plasma Devices and Operations, 1998, vol. 6 (1—3), p. 135.
31. Zhil'tsov V.A., Klimenko E.Yu., Kosarev P.M., Kulygin V.M., Platonov V.V., Semashko N.N., Skovoroda A.A., Ukhov V.P., Mehed'kin A.A. — Nucl. Fusion, 2000, vol. 40, p. 509.
32. Skovoroda A.A., Zhil'tsov V.A. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, vol. 43, p. 929.
33. Kulygin V.M., Dlougach E.D., Gorbunov E.P., Klimenko E.Yu., Mehed'kin A.A., Moskalenko I.V., Panasenkov A.A., Pustovoit Yu.M., Skovoroda A.A., Smirnov V.A., Zhil'tsov V.A., Zubarev V.F. — Nucl. Fusion, 2001, vol. 41, p. 355.
34. Belyaev V.A., Dubrovin M.M., Kosarev P.M., Kulygin V.M., Skovoroda A.A., Spitsyn A.V., Terent'ev A.A., Yanchenkov S.V., Zhil'tsov V.A., Zubarev V.F. — Plasma Devices and Operation, 2003, vol. 11, Issue 2, p. 103.
35. Belyaev V.A., Dubrovin M.M., Kosarev P.M., Skovoroda A.A., Spitsyn A.V., Terent'ev A.A., Yanchenkov S.V., Zhil'tsov V.A., V.F. Zubarev V.F. — Fusion Science and Technology, 2005, vol. 47, p. 124.
36. Spitsyn A.V., Golubeva A.V., Bobyr N.P., Khripunov B.I., Cherkez D.I., Petrov V.B., Mayer M., Ogorodnikova O.V., Alimov V.K., Klimov N.S., Putrik A., Chernov V.M., Leontieva-Smirnova M.V., Gasparyan Y.M., Efimov V.S. — J. Nucl. Mater., 2014, vol. 455, p. 561.
37. Spitsyn A., Pisarev A., Skovoroda A., Gureev V., Martynenko Yu. — J. Nucl. Mater., 2007, vol. 363—365, p. 833.
38. Артемов А.В., Жильцов В.А., Крутяков В.А., Иванов М.Н., Переславцев А.В., Петрова М.В., Тимофеев А.В., Шеляков О.В. — ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения, 2008, № 4, с. 150.
39. Жильцов В.А., Кудрявцев Е.Г., Кулыгин В.М., Орлов В.В., Рачков В.И., Семашко Н.Н., Сковорода А.А., Смирнов В.П., Тимофеев А.В. — Атомная энергия, 2006, т. 101, с. 302.
40. Тимофеев А.В. — УФН, 2014, т. 184, с. 1101.
41. Ковальчук М.В., Ильгисонис В.И., Кулыгин В.М. — Природа, 2017, № 12, с. 33.
42. Gnedenko V.G., Ivanov A.F., Pereslavl'tsev A.V., Tresviatsky S.S. — ВАНТ. Сер. Плазменная электроника и новые методы ускорения, 2006, № 5, с. 75.
43. Kulygin V.M., Pereslavl'tsev A.V., Tresvyatskii S.S. — Technical Physics, 2017, vol. 62, p. 1327.
44. Воцинин С.А., Бульба В.А., Острый И.И., Переславцев А.В., Тресвятский С.С. — Российский химический журнал, 2010, т. LIV, № 6, с. 3.
45. Воцинин С.А., Артемов А.В., Переславцев А.В., Кулыгин В.М. — Твердые бытовые отходы, 2017, № 8, с. 28.
46. Бобраков А.Н., Крутяков Ю.А., Кудринский А.А., Переславцев А.В., Ширяевский В.Л. — Экология и промышленность России, 2013, № 9, с. 46.
47. Бобраков А.Н., Кудринский А.А., Переславцев А.В., Ширяевский В.Л. — Экология и промышленность России, 2014, № 4, с. 4.



Владимир Васильевич Арсенин, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Отделение плазменных технологий ККФХТ, лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Arsenin\_VV@nrcki.ru



Валерий Александрович Жильцов, начальник лаборатории, Отделение плазменных технологий ККФХТ, многократный лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Владимир Михайлович Кулыгин, заместитель руководителя, Отделение плазменных технологий ККФХТ, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, почётный работник науки и техники РФ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Kulygin\_VM@nrcki.ru



Олег Иосифович Обрезков, к. техн. н., начальник лаборатории, Отделение плазменных технологий ККФХТ, лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Александр Васильевич Переславцев, к. техн. н., начальник лаборатории, Отделение плазменных технологий ККФХТ, Заслуженный работник атомной промышленности РФ, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Александр Викторович Спицын, к.ф.-м.н., начальник лаборатории, Отделение плазменных технологий ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 28 апреля 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 13—22.

УДК 533.92

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ТОКОВОЙ ИМПЛОЗИИ КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ЛАЙНЕРОВ РАЗЛИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ

*В.В. Джангобегов, В.В. Александров, А.Н. Грицук, Е.В. Грабовский, К.Н. Митрофанов, А.А. Самохин*

*ГНЦ РФ «Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Москва, Троицк, Россия*

Представлены результаты экспериментальных исследований токовой имплозии квазисферических лайнеров различной конструкции. Лайнеры обладали схожими геометрическими размерами, но при этом различались по выбранной основе (проволоки или капроновые волокна), диаметру и числу проволок, способу профилирования линейной массы (напыление или распыление), наличию вложенных сборок. У всех одиночныхборок линейная масса  $m_l(x)$  имела распределение вдоль длины проволок, близкое к оптимальному распределению, которое задаётся законом  $m_l(x) \sim \sin^{-1}(x)$ . Предметом изучения были характеристики источника рентгеновского излучения на финальной стадии сжатия: максимальная амплитуда и ширина на полувысоте импульса рентгеновского излучения, размеры источника. С помощью представленных в настоящей работе экспериментальных результатов было установлено, что вольфрамовые квазисферические лайнеры вне зависимости от способа профилирования — напыление висмута на проволоки или распыление проволок в разряде — дают сопоставимые потоки мощности 1,7 и 1,8 ТВт/см<sup>2</sup> соответственно. Большее значение потока мощности 3,0 ТВт/см<sup>2</sup> было получено в экспериментах со сборками из капрона с напылённым висмутом. При этом в экспериментах с лайнерами, изготовленными с применением технологии напыления, удалось достигнуть более компактного сжатия вещества в радиальном направлении по сравнению со сборками, профилирование линейной массы которых осуществлялось с помощью распыления. В свою очередь, применение вложенных квазисферическихборок позволило получить в результате трёхмерной имплозии в несколько раз больший поток мощности (14,7 ТВт/см<sup>2</sup>) даже в отсутствие профилирования линейной массы вдоль высоты.

**Ключевые слова:** диагностика плазмы, Z-пинч, многопроволочный лайнер, мощный импульсный генератор тока.

## INVESTIGATION OF CHARACTERISTICS OF X-RAY SOURCES AT THE CURRENT IMPLOSION OF QUASI-SPHERICAL WIRE ARRAYS OF VARIOUS DESIGNS

*V.V. Dzhangobegov, V.V. Aleksandrov, A.N. Gritsuk, E.V. Grabovskii, K.N. Mitrofanov, A.A. Samokhin*

*SRC RF Troitsk Institute for Innovation and Fusion Research, Moscow, Troitsk, Russia*

Results of experimental investigations of the current implosion of quasi-spherical wire arrays of various designs are presented. The wire arrays had similar geometric dimensions, but differed in their chosen base (wire or capron fibers), diameter and number of wires, a method for profiling the linear mass (thermal vacuum deposition of heavy metal or cathode sputtering), the existence of nested arrays. In all the single assemblies, the linear mass  $m_l(x)$  had a distribution along the length of the wires, close to the optimal one, which is given by the law  $m_l(x) \sim \sin^{-1}(x)$ . The objects of the investigation were the characteristics of the X-ray source at the final stage of implosion: the maximum amplitude and full width at half maximum of the X-ray pulse as well as the size of the source. On the basis the experimental results presented in this paper, it was established that tungsten quasi-spherical wire arrays, regardless of the method of profiling — whether deposition of bismuth on wires or sputtering of wires in a discharge — give comparable values of the specific X-ray flux (SXRPF) of 1.7 and 1.8 TW/cm<sup>2</sup>, respectively. A larger value of the SXRPF of 3.0 TW/cm<sup>2</sup> was obtained in experiments with arrays of capron fibers with deposited bismuth. In experiments with arrays fabricated using thermal vacuum deposition technology, it was possible to achieve a more compact compression of the substance in the radial direction compared to the assemblies in which linear mass profiling was carried out by sputtering of wires. In turn, the use of nested quasi-spherical assemblies made it possible to obtain several times more SXRPF (14.7 TW/cm<sup>2</sup>), as a result of three-dimensional implosion, even in the absence of profiling of the linear mass along the wire length.

**Key words:** plasma diagnostics, Z-pinch, quasi-spherical wire array, high pulse current generator.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-23-33

### ВВЕДЕНИЕ

Расчётно-теоретические и экспериментальные исследования процессов, происходящих в веществе, и изменение его свойств при импульсном вводе энергии высокой плотности дают необходимые основы для получения новых знаний в широкой области науки от проблемы УТС на Земле до моделирования космических явлений в астрофизике. Для создания высокой плотности энергии в веществе применяются импульсные энергетические драйверы, которые используют потоки энергии, генерируемые мощными лазерными пучками [1], ускорителями заряженных частиц [2] и Z-пинчевыми источниками интенсивного рентгеновского излучения [3—7].

Z-пинчевые энергетические драйверы основаны на преобразовании энергии мощного электрического импульса тока в энергию рентгеновского импульса с меньшей длительностью относительно длительности электрического импульса разрядного тока, формирующего Z-пинч. Увеличение мощности выходного импульса рентгеновского излучения пинча достигается за счёт сокращения его длительности в процессе трансформации кинетической энергии массы вещества Z-пинчевой нагрузки в тепловую энергию плотной высокотемпературной плазмы, которая создаётся из вещества нагрузки в процессе её токовой имплозии.

Эффективность трансформации кинетической энергии плазмы в энергию её собственного теплового излучения зависит от скорости движения ионов плазменного потока и его плотности, которые достигаются перед стагнацией в момент столкновения встречных потоков плазмы в приосевой области пинча. Температура и плотность плазмы зависят от степени сжатия плазмы пинча. Степень сжатия плазмы определяется геометрией сходящихся плазменных потоков. При центрально-симметричном магнитном сжатии полых цилиндрическихборок степень сжатия плазмы, созданной в её объёме, возрастает пропорционально  $(1/r_f)^2$ , где  $r_f$  — конечный радиус сжатия плазмы. При осесимметричном магнитном сжатии полых квазисферическихборок степень сжатия созданной в их объёме плазмы возрастает пропорционально  $(1/r_f)^3$ , увеличивая плотность внутренней энергии плазмы. При цилиндрическом сжатии индуктивность нагрузки начального радиуса  $r_0$  изменяется как  $\ln(r_0/r_f)$ , в то время как при сферическом сжатии индуктивность зависит от радиуса по линейному закону. Следовательно, при заданном импульсе тока напряжение на камере при имплозии цилиндрического лайнера будет больше по сравнению со случаем квазисферического лайнера при таких же параметрах сжатия примерно в  $\ln(r_0/r_f)/(r_0 - r_f)$  раз. Аналогичным будет соотношение для магнитной энергии, содержащейся в камере с указанными нагрузками. Тогда плотности кинетической энергии при сжатии квазисферического и цилиндрического лайнеров одного и того же начального радиуса  $r_0$  при одинаковом импульсе тока и значении финального радиуса сжатия  $r_f$  будут соотноситься приблизительно как

$$\frac{\varepsilon_{\text{сф}}}{\varepsilon_{\text{цил}}} \propto \frac{r_0 - r_f}{r_f \ln(r_0 / r_f)}. \quad (1)$$

В этом случае при соотношениях начального радиуса к радиусу финального сжатия  $r_0/r_f = 5\text{—}10$  для сферического сжатия выигрыш в величине потока энергии будет примерно в 2,5—4 раза.

В работе [8] приведены данные расчётно-теоретического моделирования имплозии сферической термоядерной мишени непрямого облучения с применением для её облучения схемы динамического рентгеновского хольраума, стенки которого нагревались под воздействием потоков энергии и плазмы, генерируемых источником на основе имплозии квазисферической двухкаскадной вложенной сборки. Результаты экспериментальных исследований токового сжатия в режиме Z-пинчевого разряда квазисферических проволочныхборок приведены в работах [9—12].

Цель данной работы состояла в следующем:

- проведение экспериментов по токовой имплозии образцов квазисферических лайнеров при амплитуде тока до 3 МА;
- сопоставление характеристик, полученных в результате использования источников мягкого рентгеновского излучения для лайнеров, имеющих схожие геометрические параметры, но различающихся по составу в зависимости от выбранного числа проволок или волокон, их диаметра, а также способа профилирования линейной массы.

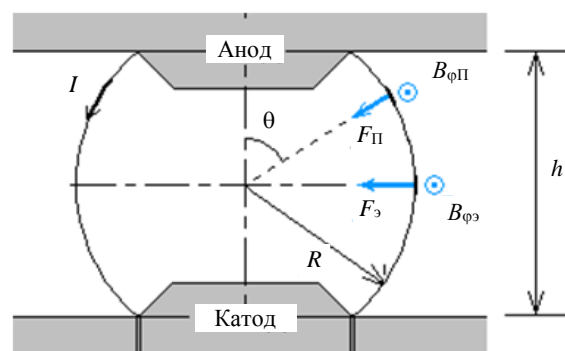


Рис. 1. Схематичное изображение квазисферической оболочки и действующих на неё сил при токовом сжатии: нижний индекс П означает полюс, Э — экватор

### О МЕТОДЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ПРОВОЛОЧНЫХ СБОРОК С ПРОФИЛИРОВАННОЙ МАССОЙ

В случае квазисферического плазменного лайнера, по которому протекает ток, сжимающее его давление различно по поверхности на разных расстояниях от оси лайнера (рис. 1).

Очевидно, что при однородном распределении массы единицы поверхности по высоте лайнера вещество из полюсов сферы будет двигаться с большим ускорением, чем

вещество из экваториальной области сферы. Таким образом, для осуществления сферически-симметричного токового сжатия необходимо такое профилирование массы лайнера, чтобы масса единицы поверхности на экваторе была меньше, чем на полюсах. Согласно нульмерной модели такой профиль массы единицы поверхности должен меняться по полоидальному углу  $\theta$  как

$$m_s(\theta) \sim \sin^2\theta. \quad (2)$$

Одним из начальных вариантов плазмообразующей нагрузки для квазисферического сжатия может служить проволочный лайнер. Тогда, как можно видеть на рис. 1, длина проволок лайнера  $l$  превышает высоту межэлектродного зазора узла установки  $h$ . У изначально цилиндрического лайнера высотой  $l$ , размещённого на мишенном узле установки высотой  $h$ , проволоки висят в свободном состоянии. Для того чтобы они растягивались по сферической поверхности, применяется электростатическое растяжение с помощью дополнительного спирального электрода, который располагают посередине высоты зазора [9]. Радиус квазисферы при этом задаётся диаметром электродов  $D$  и высотой зазора  $h$ , исходя из которых, подбирается высота лайнера  $l$  (или длина проволок).

У проволочных лайнеров в качестве характеристики выступает  $m_l$  — масса единицы длины (линейная масса). Для квазисферического проволочного лайнера (КПЛ), созданного на основе изначально цилиндрического лайнера диаметром  $D$  и длиной проволок  $l$ , полоидальный угол меняется в пределах  $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$ , где  $\theta_0 = \arcsin(D/2R)$ . Тогда условие (2) для распределения линейной массы КПЛ может быть представлено в виде

$$m_l(x) \sim \sin^{-1}(x/R + \theta_0), \quad 0 \leq x \leq l \quad (3)$$

или для диаметра проволоки на случай однородного по составу лайнера

$$d(x) \sim \sin^{-1/2}(x/R + \theta_0), \quad 0 \leq x \leq l. \quad (4)$$

Очевидно, что для создания лайнеров с таким начальным распределением линейной массы требуется либо наносить дополнительную массу на приэлектродные области проволок лайнера, либо удалять вещество посередине высоты лайнера. Оба метода были успешно реализованы в ГНЦ РФ ТРИНИТИ. Первый из них заключался в напылении металла на проволоки или капроновые волокна вдоль их высоты. Отработанная методика вакуумного термического напыления позволила напылять нужную массу легкоплавкого металла на заданные участки проволок [10—12]. Другой метод основан на катодном распылении проволок в тлеющем разряде, что позволило изготавливать однородные по составу лайнеры с профилированной массой [13, 14]. Технология профилирования линейной массы была отработана для цилиндрическихборок, состоящих из 16 проволок диаметром 13,2 мкм и из 30 проволок диаметром 9 мкм каждая (рис. 2, а, б), в обоих случаях диаметр сборки составлял 12 мм, материалом проволок являлся вольфрам.

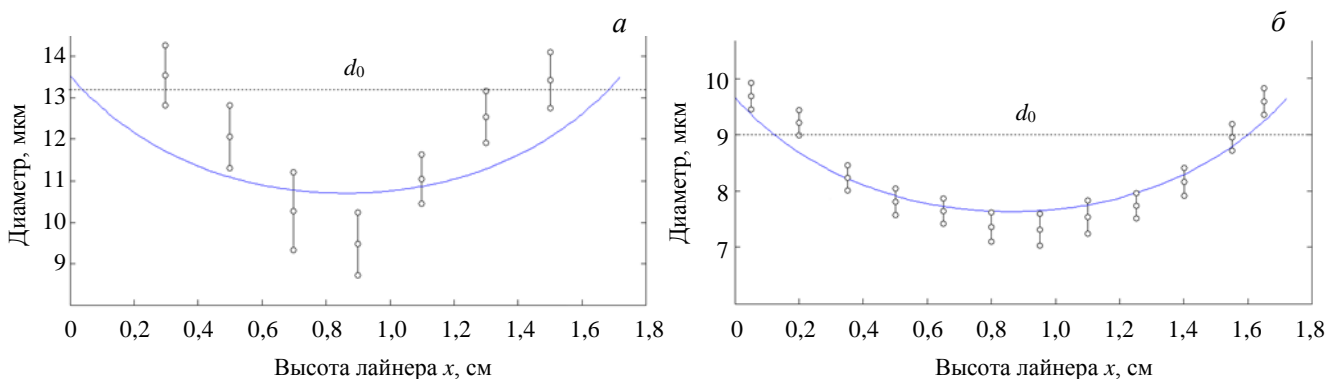


Рис. 2. Усреднённый профиль лайнера из 16 вольфрамовых проволок с начальным диаметром  $d_0 = 13,2 \pm 0,3$  мкм после распыления в разряде (а) и из 30 вольфрамовых проволок с начальным диаметром  $d_0 = 9,0 \pm 0,2$  мкм после распыления в разряде (б): синим цветом показана кривая, соответствующая выражению (4)

Помимо профилирования начальной массы плазмообразующих нагрузок, существенным является использование конических вставок-электродов с целью осуществления более эффективного вклада энергии генератора установки в работу по трёхмерному сжатию плазмы и, как следствие, достижения лучших параметров импульса мягкого рентгеновского излучения. Результаты экспериментов, приведённые в работах [11, 12], подтвердили важность применения конических электродов.

## ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

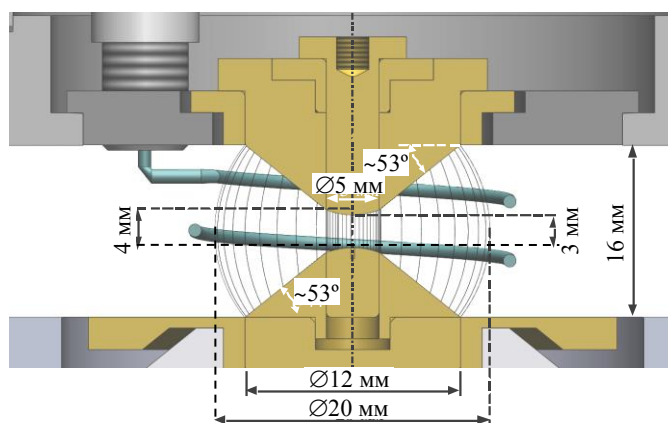


Рис. 3. Схема расположения двойного квазисферического лайнера в межэлектродном зазоре выходного узла установки Ангара-5-1

Были проведены эксперименты по токовому сжатию вольфрамовых квазисферических лайнеров с профилированной линейной массой на установке Ангара-5-1. Для сравнения были также проведены эксперименты с квазисферическими нагрузками других типов — были взяты проволоочные и волоконные лайнеры с напылением дополнительной массы висмута для создания профиля линейной массы, близкого к оптимальному, а также двойные лайнеры — сборки, в которых цилиндрический лайнер малого диаметра помещался внутри квазисферического лайнера (рис. 3). Лайнеры с напылением висмута для подавления зиппер-эффекта [10] имели диаметр 12 мм у катода и 8 мм у анода, при этом у катода на проволоки была напылена меньшая масса,

чем у анода. В остальных случаях квазисферические нагрузки имели диаметр 12 мм у обоих электродов. Параметры сборки приведены в таблице.

Параметры лайнеров, использованных в экспериментах

Тип сборки, диаметр сборки у электродов $D$	Число проволок/волокон, их начальный диаметр $d_0$	Параметры профилирования
Вольфрамовый лайнер с профилированной массой, $D = 12$ мм	16 W проволока, $d_0 = 13,2$ мкм	По высоте $x$ : $m(x) = \rho_w \pi d^2(x)$ , где $d(x)$ — см. рис. 2, а; $\rho_w$ — плотность вольфрама
Вольфрамовый лайнер с профилированной массой, $D = 12$ мм	30 W проволока, $d_0 = 9,0$ мкм	По высоте $x$ : $m(x) = \rho_w \pi d^2(x)$ , где $d(x)$ — см. рис. 2, б; $\rho_w$ — плотность вольфрама
Вольфрамовый лайнер с напылением висмута:	30 W проволока, $d_0 = 6,0$ мкм	$m_l = 165$ мкг/см, вольфрам + напыление висмута:
$D = 8$ мм у анода		74 мкг/см на 4,5 мм у катода
$D = 12$ мм у катода		132 мкг/см на 4,5 мм у анода
Волоконный лайнер с напылением висмута:	30 капроновых нитей, $d_0 = 25$ мкм	Напыление висмута:
$D = 8$ мм у анода		204 мкг/см на 4,5 мм у катода
$D = 12$ мм у катода		330 мкг/см на 4,5 мм у анода
Вложенная вольфрамовая сборка, $D_{\text{внеш}} = 12$ мм, $D_{\text{внутр}} = 5$ мм	40 W проволока, $d_0 = 6,0$ мкм + + 40 W проволока, $d_0 = 6,0$ мкм	$m_l = m_0 = 220$ мкг/см

Процесс сжатия плазмы квазисферической сборки и размер источника мягкого рентгеновского излучения (МРИ) регистрировались с помощью рентгеновских камер (регистраторы СХР6 и РЭОП), расположенных в горизонтальном направлении и под углом  $30^\circ$  к вертикали, и интегральной по времени камеры-обскуры. Для получения более полной информации о размерах излучающего пинча также применялся спектрограф скользящего падения типа GIS, позволяющий регистрировать спектр в диапазоне длин волн  $20\text{--}400$  Å с пространственным разрешением в направлении, перпендикулярном оси пинча [15]. Мощность и энергия МРИ регистрировались с помощью четырёх вакуумных рентгеновских диодов (ВРД) за различными фильтрами. Производная тока через лайнер  $dI/dt$  измерялась с помощью восьми петель, каждая из которых размещалась на радиусе 42 мм от оси цилиндрической нагрузки по направлению к соответствующему модулю. Сигналы с петель аппаратно усреднялись по восьми модулям.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Первые эксперименты были осуществлены с лайнером из 16 вольфрамовых проволок, изначальный диаметр которых составлял 13,2 мкм по всей длине, а после расплытия в разряде имел профиль, аналогичный показанному на рис. 2, *а*. Результаты эксперимента представлены на рис. 4.

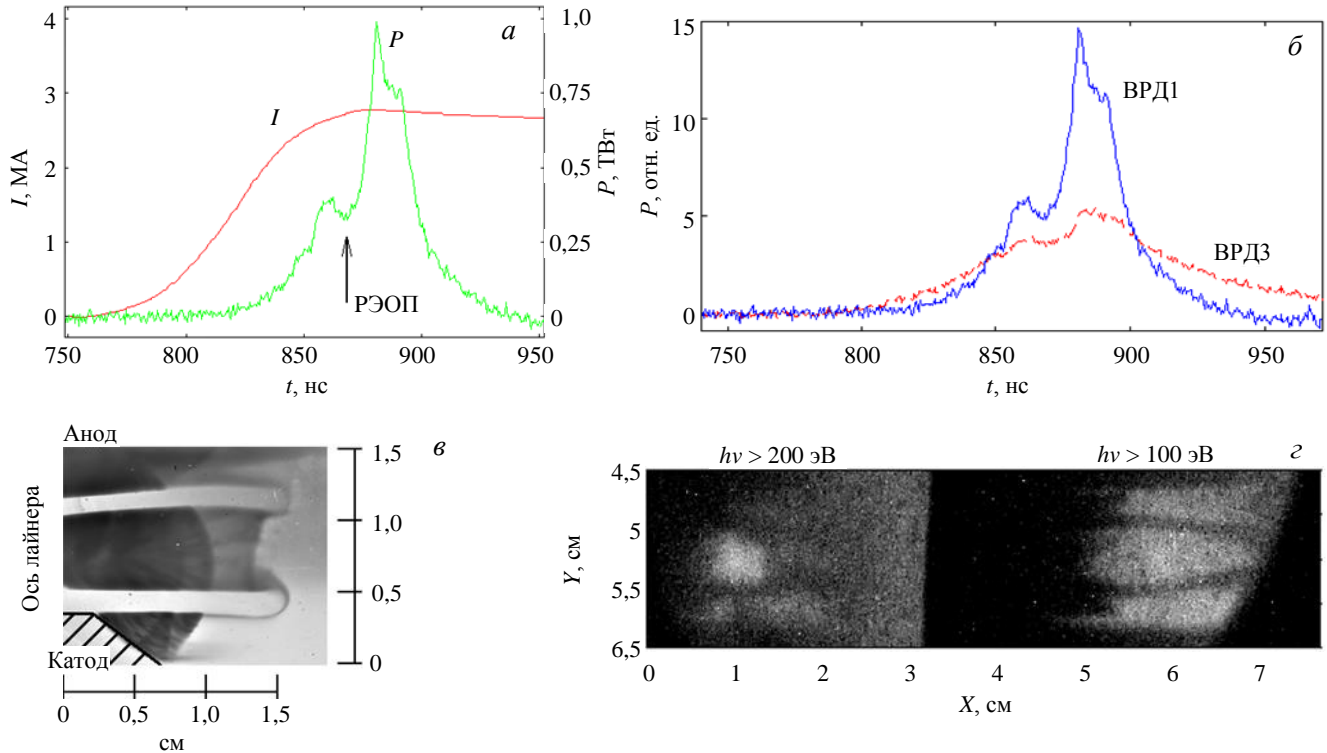


Рис. 4. Результаты эксперимента по токовому сжатию квазисферического лайнера типа 1: *а* — временные профили тока и мощности рентгеновского излучения; *б* — сигналы детекторов рентгеновского излучения ВРД1 и ВРД3; *в* — изображение сжимающегося лайнера, полученное с интегральной камеры-обскуры в рентгеновских квантах  $>20$  эВ; *з* — кадры, полученные с помощью рентгеновской камеры РЭОП за различными фильтрами излучения, момент срабатывания камеры отмечен стрелкой на рис. 4, *а*

На сигнале рентгеновского излучения, полученного с помощью датчика ВРД1, можно видеть два максимума. Первый из них, очевидно, соответствует сжатию вещества из заметно более «лёгких» экваториальных областей, причём этот максимум наблюдается чуть раньше максимума тока. Через 20 нс происходит сжатие основной массы лайнера, мощность рентгеновского излучения во втором максимуме в 2,5 раза выше, чем в первом: 1 ТВт против 0,4 ТВт — восстановленная мощность по сигналам ВРД [16]. При этом отношение амплитуд сигналов датчиков ВРД3 и ВРД1 в первом пике заметно выше, чем во втором пике (см. рис. 4, *б*). Так как ВРД3 по сравнению с ВРД1 чувствителен к более высокоэнергичным квантам, это говорит о том, что первый максимум излучения вызван более жёсткими рентгеновскими квантами. В подтверждение сказанного на изображении, зарегистрированном рентгеновской камерой РЭОП в момент времени между двумя максимумами излучения, можно видеть образование в центре сборки, наиболее интенсивно излучающее в квантах с энергией  $>200$  эВ (см. рис. 4, *з*). Также рентгеновские изображения лайнера в данном выстреле (РЭОП, интегральная камера-обскура) показывают, что, хотя плазма из проволок двигалась по направлению к центру (направление движения плазменных струй отчётливо видно на рис. 4, *в*), сжатие было несимметричным. Причиной тому, вероятно, послужили выбранное изначально распределение линейной массы лайнера и относительно большая общая масса лайнера (около 570 мкг). Кроме того, лайнер состоял из относительно небольшого числа проволок, что также сказывается на качестве сжатия.

Несколько иная картина наблюдается при сжатии вольфрамового квазисферического лайнера из 30 проволок с профилем, аналогичным приведённому на рис. 2, *б* (см. таблицу, тип 2). Общая масса та-

кого лайнера на 40 мкг меньше, однако лайнер состоит из большего числа проволок, к тому же распределение массы лайнера соответствует такому распределению, которое было бы необходимо для осуществления самоподобного сжатия согласно нульмерной модели. В эксперименте, описанном в работе [14], была получена максимальная амплитуда импульса рентгеновского излучения, которая составила 1,3 ТВт при длительности импульса на полувысоте 16 нс. В других экспериментах с помощью рентгеновской камеры СХР-6 удалось пронаблюдать картину сжатия лайнера. Как видно по изображениям на рис. 5, в, в данном эксперименте кольца растягивающего электрода в межэлектродном зазоре оказались чуть выше оптимального, из-за чего была несколько нарушена симметричность сборки, а изображение центральной части лайнера оказалось частично перекрыто. На изображениях, полученных с помощью СХР-6, отчетливо наблюдается влияние зиппер-эффекта: на кадре, сделанном в момент времени  $t_2 = 847,5$  нс, помимо формирования пинча в центре квазисферы, видна небольшая интенсивно излучающая область вблизи конуса катода. Через 10 нс (кадр, сделанный в момент времени  $t_3 = 857,5$  нс) происходит разрушение этого «прикатодного пинча», в то время как основная часть имплодирующей плазмы собирается в центре квазисферы. Примерно через 3 нс ВРД зарегистрирована пиковая мощность излучения, составившая 0,9 ТВт. По радиальному профилю яркости пинча, полученному из обработки кадра в момент времени  $t_3$  (см. рис. 5, б), радиальный размер источника излучения оценивается как ширина профиля на полувысоте — в данном случае 4,9 мм. Аналогичным образом оценивая размер объекта в центре изображения вдоль вертикальной оси 2,0 мм и делая поправку на то, что оставшаяся его часть перекрыта растягивающим кольцом шириной 1,3 мм, можно оценить вертикальный размер пинча как 3,3 мм. Считая пинч цилиндрическим, получаем оценку плотности потока мощности рентгеновского излучения для данного эксперимента величиной 1,8 ТВт/см<sup>2</sup>.

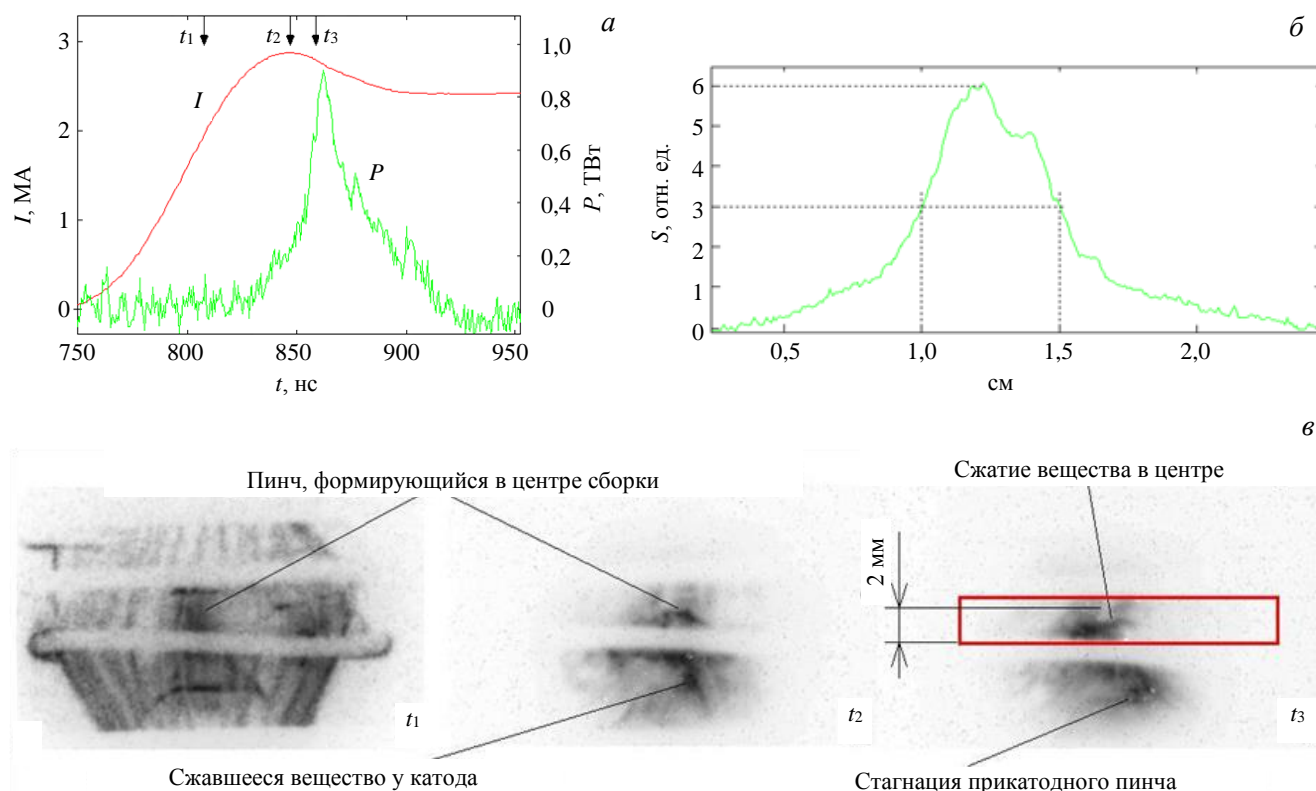


Рис. 5. Результаты эксперимента с квазисферической нагрузкой типа 2: а — временные профили тока и мощности рентгеновского излучения; б — результат обработки фрагмента (выделен прямоугольником на рис. 5, в), изображения пинча на третьем кадре: радиальный профиль яркости изображения; в — изображения сжимающегося лайнера, полученные с помощью рентгеновской камеры СХР-6. Время регистрации кадров отмечено стрелками на рис. 5, а

В эксперименте с квазисферическим лайнером, начальное распределение массы которого было сформировано путём напыления висмута на приэлектродные области (см. таблицу, тип 3), максимальная мощность импульса рентгеновского излучения составила 0,6 ТВт при ширине импульса на полувысоте 21 нс (рис. 6, *а*). Радиальный размер источника излучения согласно оценке по его интегральному изображению, зарегистрированному в квантах  $>120$  эВ (рис. 6, *в*), составил приблизительно 2,5 мм. В то же время финальный Z-пинч заметно вытянут вдоль вертикальной плоскости — высота интенсивно светящегося объекта на рентгеновском изображении примерно равна расстоянию между кольцами растягивающего электрода 4,5 мм. На изображении пинча также обращает на себя внимание «перетяжка» посередине между кольцами растягивающего электрода. Упомянутые обстоятельства указывают на неравномерное сжатие плазмы к центру лайнера.

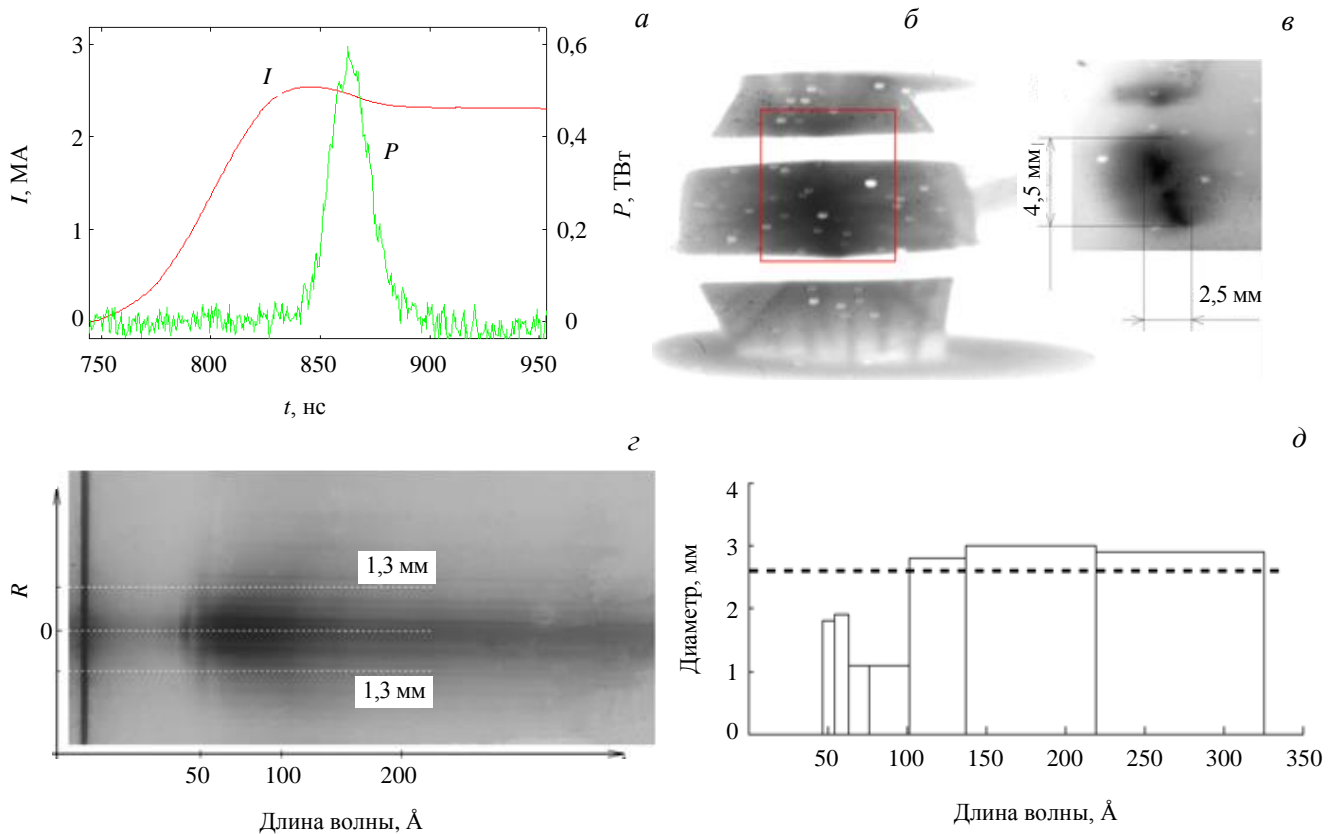


Рис. 6. Результаты эксперимента с квазисферической нагрузкой типа 3: *а* — временные профили тока и мощности рентгеновского излучения; *б, в* — изображения источника рентгеновского излучения, полученные с помощью интегральной камеры-обскуры, в квантах  $>20$  эВ, в квантах  $>120$  эВ соответственно; на рис. 6, *б* красным обведён фрагмент, соответствующий изображению на рис. 6, *в*; *з* — изображение рентгеновского спектра, полученное с помощью GIS-спектрографа; *д* — спектральная зависимость диаметра пинча, рассчитанная по данным спектральных измерений

Оценка размера пинча также производилась по зарегистрированному спектру с пространственным разрешением (см. рис. 6, *з*) — по методу, описанному в работе [12], определялся диаметр источника излучения в зависимости от длины волны для диапазона  $40\text{—}350$  Å (соответствует энергии квантов в диапазоне  $50\text{—}250$  эВ), откуда был вычислен средневзвешенный диаметр источника (см. рис. 6, *д*). В рассматриваемом случае он составил 2,6 мм. Таким образом, предполагая источник цилиндрическим, получим примерное значение плотности потока мощности примерно  $1,7$  ТВт/см<sup>2</sup> для данного эксперимента.

При сжатии квазисферического лайнера из металлизированных висмутом капроновых волокон с аналогичным профилем линейной массы напылённого висмута (см. таблицу, тип 4) наблюдалась схожая картина имплозии. Зарегистрированный импульс рентгеновского излучения имеет форму, аналогичную

форме импульса, который был получен в описанном эксперименте при близком значении длительности на полувысоте 19,8 нс (см. рис. 7 *а*). Излучающий пинч, как видно на интегральном изображении в квантах энергии  $>20$  эВ (см. рис. 7, *б*), вдоль вертикальной оси занимает значительную часть зазора между коническими электродами-вставками (около 5,5 мм), его средний диаметр, полученный из результатов

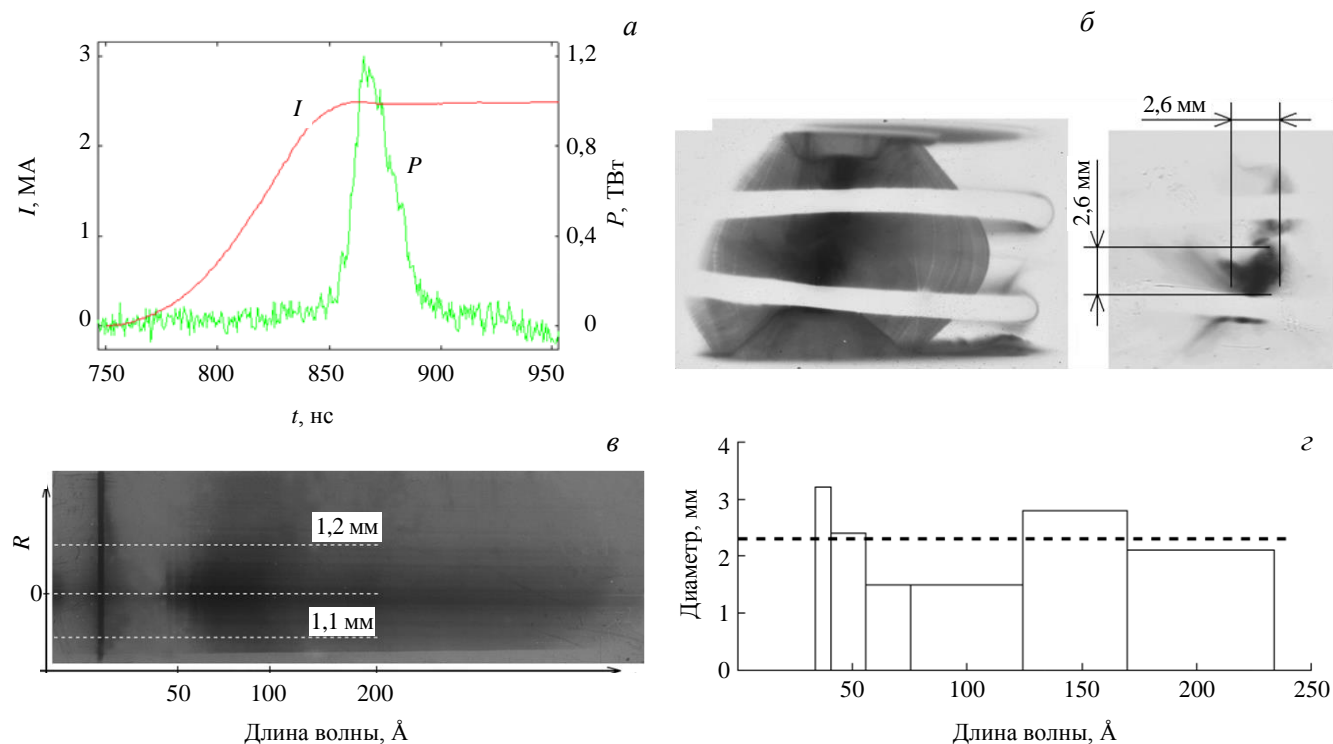


Рис. 7. Результаты эксперимента с квазисферической нагрузкой типа 4: *а* — временные профили тока и мощности рентгеновского излучения; *б* — изображения источника рентгеновского излучения, полученные с помощью интегральной камеры-обскуры: слева в квантах  $>20$  эВ, справа — в квантах  $>600$  эВ; *в* — изображение рентгеновского спектра, полученное с помощью GIS-спектрографа; *г* — спектральная зависимость диаметра пинча, рассчитанная по данным спектральных измерений

спектральных измерений в данном эксперименте, составил 2,3 мм, как и в эксперименте с вольфрамово-висмутовым лайнером. Однако была зарегистрирована вдвое большая максимальная мощность рентгеновского излучения 1,2 ТВт, следовательно, с учётом указанных размеров излучающего объекта оценка потока мощности даёт величину 3,0 ТВт/см<sup>2</sup>. Более высокая мощность излучения, а также наличие наиболее горячей области в центре квазисферы (на изображении в квантах  $>600$  эВ на рис. 7, *б* хорошо заметен шарообразный объект размером 2,6 мм) свидетельствуют о более симметричном и компактном сжатии нагрузки из металлизированных висмутом волокон по сравнению с лайнером из вольфрама с напылением висмута. Вероятно, на синхронности сжатия вольфрамово-висмутового лайнера негативно сказываются заметно различающиеся скорости плазмообразования составляющих его веществ [17]. В данной связи следует отметить, что для квазисферических лайнеров, сформированных из конических сборок диаметром 12 мм у катода и 8 мм у анода, с висмутовым напылением при общей массе металлического вещества 360—400 мкг время сжатия (время от начала тока до максимума рентгеновского излучения) при токе амплитудой 2,5—3 МА по статистике в среднем составляет  $119 \pm 3$  нс. Примерно таким же значением характеризуется время сжатия вольфрамовых квазисферических лайнеров с профилированной массой при общей массе 530 мкг, что почти в 1,5 раза больше общей массы сборок с напылением в сравниваемых экспериментах. Помимо вещественного состава лайнера, возможно, свою роль сыграли следующие обстоятельства: вольфрамово-висмутовый лайнер имел изначально несколько вытянутую вдоль вертикальной оси форму, а жёсткие вольфрамовые проволоки заметно хуже растягиваются под действием электростатического поля по сравнению с гибкими металлизированными волокнами.

В эксперименте по сжатию вложенной сборки (см. таблицу, тип 5) был получен импульс рентгеновского излучения максимальной амплитудой 2,5 ТВт и шириной на полувысоте 15 нс. На рис. 8, б представлены изображения лайнера в различные моменты сжатия, зарегистрированные с помощью камеры СХР-6: плазмообразование ( $t_1 = 853,4$  нс), момент максимума тока, совпадающий с началом фронта рентгеновского импульса ( $t_2 = 893,4$  нс), и момент за 2,7 нс до максимума рентгеновского излучения ( $t_3 = 908,4$  нс). На третьем кадре отчетливо виден интенсивно излучающий объект: светящаяся выступающая поверхность катода внутреннего лайнера и наиболее горячая область пинча, радиальный размер

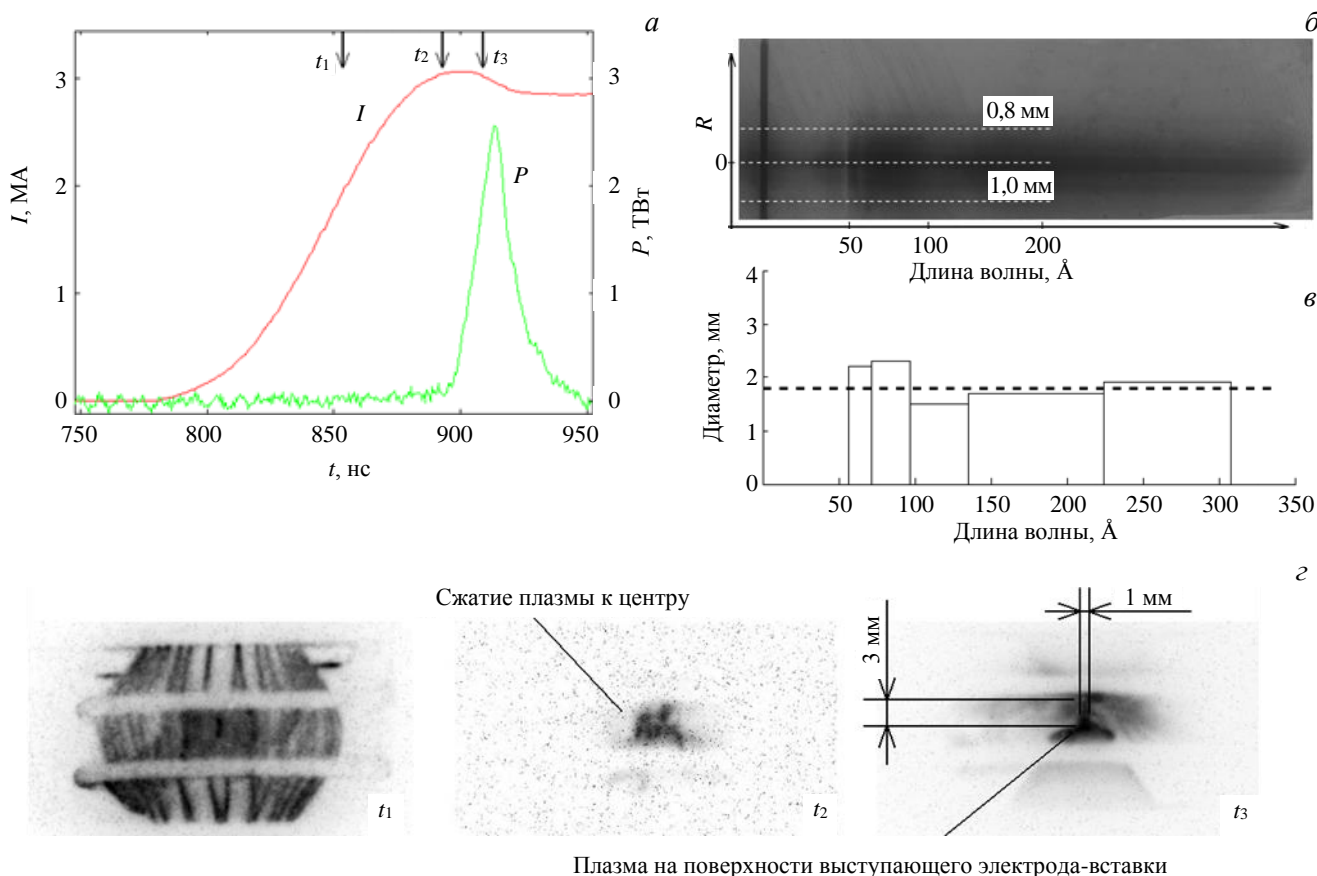


Рис. 8. Результаты эксперимента с квазисферической нагрузкой типа 5: а — временные профили тока и мощности рентгеновского излучения; б — изображение рентгеновского спектра, полученное с помощью GIS-спектрографа; в — спектральная зависимость диаметра пинча, рассчитанная по данным спектральных измерений; г — изображения сжимающегося лайнера, полученные с помощью рентгеновской камеры СХР-6. Время регистрации кадров отмечено стрелками на рис. 8, а

которой составляет около 1 мм, высота  $\approx 3$  мм. Спектральные измерения в данном эксперименте (см. рис. 8, в) позволили оценить средний размер пинча (см. рис. 8, г), примерно равный 1,8 мм. Для цилиндрического источника с таким диаметром и высотой 3 мм поток мощности излучения составляет  $14,7$  ТВт/см<sup>2</sup>, что на порядок превосходит величины потоков мощности, полученные при квазисферическом сжатии лайнеров с оптимальной профилированной массой. Полученные результаты свидетельствуют о том, что за счёт стабилизирующего неустойчивости эффекта соударения внешнего и внутреннего каскадов вложенной сборки [18] удаётся добиться достаточно компактного квазисферического сжатия вещества даже несмотря на отсутствие профилирования массы по высоте лайнера.

## ВЫВОДЫ

Проведено измерение характеристик излучения в момент максимального сжатия квазисферических лайнеров со схожими геометрическими параметрами, различающихся по составу в зависимости от выбора основы (проволоки или органические волокна), диаметра проволок, способа профилирования линейной массы. Результаты экспериментов показали, что вольфрамовые квазисферические лайнеры вне

зависимости от способа профилирования — напыление висмута на проволоки или распыление проволок в разряде — дают сопоставимые потоки мощности 1,7 и 1,8 ТВт/см<sup>2</sup> соответственно. Большее значение потока мощности 3,0 ТВт/см<sup>2</sup> было получено в экспериментах со сборками из капрона с напылённым висмутом. При этом в экспериментах с лайнерами, изготовленными с применением технологии напыления, удалось достигнуть более компактного сжатия вещества в радиальном направлении по сравнению со сборками, профилирование линейной масса которых осуществлялось с помощью распыления. Наиболее вероятно, что данное обстоятельство связано с негативным влиянием на сжатие отставшей массы, которое заметно проявляется у лайнеров, изготовленных с помощью распыления — их общая масса составляла 530—570 мкг, в то время как общая масса металла в лайнерах с напылённым висмутом была 370—390 мкг. При этом линейная масса сборок во всех случаях имела распределение по высоте  $x$ , близкое к оптимальному и определяемое по закону  $m_l(x) \sim \sin^{-1}(x/R)$ .

Наибольшая плотность потока мощности была получена в экспериментах с двойными лайнерами, представляющими собой сборку, в которой цилиндрический лайнер помещён между коническими электродами-вставками внутри квазисферического лайнера, притом распределение линейной массы вдоль высоты проволок было однородным. Поток мощности рентгеновского излучения при сжатии такого двойного лайнера существенно превосходит (14,7 ТВт/см<sup>2</sup>) значения потоков мощности, полученных при сжатии одинарных квазисферических лайнеров с профилированной массой, имеющих тот же внешний диаметр и сопоставимую общую массу (410 мкг — общая масса внешнего каскада, 88 мкг — внутреннего).

Дальнейшее улучшение качества сжатия одинарных квазисферическихборок может быть связано с отработкой технологии распыления для лайнеров из более тонких вольфрамовых проволок (6 мкм и менее), что в настоящее время является не до конца решённой задачей. Другой путь — подбор оптимальной массы дляборок из органических волокон с напылённым металлом. В то же время результатами настоящей работы продемонстрировано значительное увеличение потока мощности при переходе к вложенным сборкам, в которых внешний лайнер является квазисферическим и имеет однородное распределение массы по высоте. Таким образом, более перспективной выглядит разработка технологии создания вложенных лайнеров с профилированным внешним и внутренним каскадом, что и станет целью дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность Г.М. Олейнику за ценные замечания при обсуждении результатов работы, В.А. Барсуку, С.Ф. Медовщикову, И.Н. Фролову и А.О. Шишлову за помощь при подготовке экспериментов, а также коллективу установки Ангара-5-1 за инженерно-техническое сопровождение экспериментов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-32-00913, № 16-02-00112 и № 16-02-00084.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lindl J.D., Amendt P., Berger R.L. et al.** The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility. — *Physics of Plasmas*, 2004, vol. 11, № 2, p. 339.
2. **Van Devender J. et al.** Light-ion fusion research in the USA. — In: Proc. of the 10th Intern. Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. London, 12—19 Sept. 1984, vol. 3, p. 59.
3. **Spielman R.B., Deeney C., Chandler G.A. et al.** Tungsten wire-array Z-pinch experiments at 200 TW and 2 MJ. — *Physics of Plasmas*, 1998, vol. 5, № 5, p. 2105.
4. **Xian-Bin Huang, Shao-Tong Zhou, Jia-Kun Dan et al.** Preliminary experimental results of tungsten wire-array Z-pinch on primary test stand. — *Phys. Plasmas*, 2015, vol. 22, № 7, p. 072707.
5. **Klir D., Shishlov A.V., Kokshenev V.A. et al.** Characterization of neutron emission from mega-ampere deuterium gas puff Z-pinch at microsecond implosion times. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2013, vol. 55, p. 085012.
6. **Селемир В.Д., Демидов В.А., Ермолович В.Ф. и др.** Исследование генерации мягкого рентгеновского излучения в Z-пинчах с запиткой от спиральных взрывомагнитных генераторов. — *Физика плазмы*, 2007, т. 33, вып. 5, с. 424.
7. **Митрофанов К.Н., Крауз В.И., Мялтон В.В. и др.** Исследование имплозии многопроволочныхборок на установке ПФ-3. — *Физика плазмы*, 2014, т. 40, вып. 2, с. 134.
8. **Смирнов В.П., Захаров С.В., Грабовский Е.В.** Увеличение интенсивности излучения в квазисферической системе «двойной лайнер». — *Письма в ЖЭТФ*, 2005, т. 81, вып. 9, с. 556.
9. **Грабовский Е.В., Грицук А.Н., Смирнов В.П. и др.** Токовая имплозия квазисферических проволочных лайнеров. — *Письма в ЖЭТФ*, 2009, т. 89, вып. 7, с. 371.

10. Александров В.В., Волков Г.С., Грабовский Е.В. и др. Исследование характеристик имплозии квазисферических проволочных лайнеров на установке Ангара-5-1 при токе до 4 МА. — Физика плазмы, 2012, т. 38, вып. 4, с. 345.
11. Александров В.В., Гасилов В.А., Грабовский Е.В. и др. Об увеличении плотности энергии в плазме пинча при трехмерном сжатии квазисферических проволочных лайнеров. — Физика плазмы, 2014, т. 40, вып. 12, с. 1057.
12. Митрофанов К.Н., Александров В.В., Грицук А.Н. и др. Динамика сжатия квазисферических проволочных сборок с различным профилированием линейной массы. — Физика плазмы, 2016, т. 42, вып. 9, с. 813.
13. Джангобегов В.В. Оптимизация многопроволочных лайнеров для создания мощных источников мягкого рентгеновского излучения на основе Z-пинча. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. Москва. 2015.
14. Грабовский Е.В., Джангобегов В.В., Олейник Г.М., Родионов Р.Н. Вольфрамовые квазисферические лайнеры с профилированной массой. — Ядерная физика и инжиниринг, 2014, т. 5, вып. 11—12, с. 986—989.
15. Gritsuk A.N., Aleksandrov V.V., Grabovskiy E.V. et al. Radiation anisotropy at the implosion of multiwire arrays. — IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, vol. 41, № 11, p. 3184.
16. Олейник Г.М., Браницкий А.В. Восстановление параметров спектра мягкого рентгеновского излучения по сигналам вакуумных рентгеновских диодов. — Приборы и техника эксперимента, 2000, вып. 4, с. 58.
17. Александров В.В., Митрофанов К.Н., Грицук А.Н. и др. Влияние интенсивности плазмообразования на динамику имплозии цилиндрических проволочных сборок с профилированной линейной массой. — Физика плазмы, 2013, т. 39, вып. 10, с. 905.
18. Грабовский Е.В., Зукакишвили Г.Г., Митрофанов К.Н. и др. Исследование магнитных полей и излучения в Z-пинчах из двойных многопроволочных сборок. — Физика плазмы, 2006, т. 32, вып. 1, с. 33.



Владимир Викторович Джангобегов, к.ф.-м.н., м.н.с.; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
jvv88@triniti.ru



Владимир Васильевич Александров, к.ф.-м.н., заместитель директора отделения по науке; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
alexvv@triniti.ru



Аркадий Николаевич Грицук, к.ф.-м.н., н.с.; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
griar@triniti.r



Евгений Валентинович Грабовский, к. техн. н., лауреат Государственной премии Российской Федерации, директор отделения; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
angara@triniti.r



Константин Николаевич Митрофанов, к.ф.-м.н., в.н.с.; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
mitrofan@triniti.ru



Александр Анатольевич Самохин, к.ф.-м.н., в.н.с.; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия  
samokhin@triniti

Статья поступила в редакцию 14 марта 2018 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 23—33.

УДК 533.9;621.039.6

## ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

*В.Р. Веснин, А.Ю. Чирков**Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

Источники термоядерных нейтронов энергией около 10 МэВ могут выполнять функцию драйверов в гибридных реакторах синтеза—деления, использоваться для утилизации радиоактивных отходов, участвовать в замыкании ядерного топливного цикла. В настоящее время проекты таких систем опираются на использование D—T-реакции и наработку трития в blankets. С точки зрения доступности компонентов топлива привлекательна D—D-реакция. Энергия нейтронов, рождающихся непосредственно в D—D-реакции, недостаточно высока, но быстрые нейтроны энергией 14,1 МэВ рождаются при сгорании трития, производимого в D—D-реакции. Анализируются возможности использования D—D-плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке, для генерации быстрых нейтронов. Для увеличения скорости реакции рассматривается мощный нагрев плазмы инжекцией быстрых атомов дейтерия, при котором поддерживается значительная популяция быстрых частиц. Сформулированы требования к параметрам плазмы и магнитной ловушки, позволяющие представить возможную концепцию источника термоядерных нейтронов на основе дейтериевой плазмы.

**Ключевые слова:** термоядерная плазма, дейтерий, быстрые нейтроны, инжекционный нагрев.

## PARAMETERS ESTIMATION FOR FUSION NEUTRON SOURCE BASED ON DEUTERIUM PLASMA

*V.R. Vesnin, A.Yu. Chirkov**Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia*

Sources of fusion neutrons with energy of about 10 MeV can be drivers in hybrid fusion–fission reactors. They can be used for the transmutation of radioactive wastes and involved in the closure of the nuclear fuel cycle. Currently, the projects of such systems rely on the use of the D—T reaction and the production of tritium in the blanket. In terms of availability of fuel components, the D—D reaction is attractive. The energy of the neutrons produced in the D—D reaction directly is not high enough, but fast neutrons of 14.1 MeV are produced under the burning of the tritium formed in the D—D reactions. The possibilities of using D—D plasma confined in a magnetic trap to generate fast neutrons are analyzed. To increase the reaction rate a powerful plasma heating by injection of fast deuterium atoms is considered. Under such conditions a significant population of fast deuterons is maintained. The requirements to the parameters of the plasma and the magnetic trap are discussed to present possible concept of fusion neutron source based on the deuterium plasma.

**Key words:** fusion plasma, deuterium, fast neutrons, neutral beam injection heating.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-34-40

### ВВЕДЕНИЕ

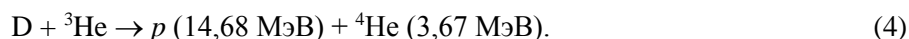
В настоящее время активно обсуждаются концепции термоядерных источников нейтронов для гибридных систем «синтез—деление» с подкритичным blanketом [1—3]. Гибридная система «синтез—деление» — это реактор, в котором термоядерная плазма является источником нейтронов, окружённым blanketом, содержащим сырьевые изотопы ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) или трансурановые элементы. В результате взаимодействия термоядерных нейтронов с наполнением blanketа производится энергия, делящаяся ядерное топливо ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ ), а также утилизируются (трансмутуются) радиоактивные отходы. Существующие проекты нейтронных источников с магнитным удержанием плазмы ориентированы на использование D—T-реакции и наработку трития в blanketе [1—3]. В качестве системы удержания, как правило, рассматривается токамак. Анализовались системы на основе открытой ловушки [4, 5] и других магнитных конфигураций [6, 7].

В настоящей работе рассматривается возможность получения нейтронного выхода из дейтериевой плазмы без внешней подпитки тритием.

Дейтерий в качестве энергоресурса привлекателен прежде всего своей доступностью. Однако скорость D—D-реакций более чем на порядок ниже скорости D—T-реакции, поэтому получение положи-

тельного выхода энергии из дейтериевой плазмы, не содержащей тритий, в настоящее время практически не рассматривается.

В дейтериевой плазме возможно протекание следующих реакций:



В реакции (1) рождаются нейтроны относительно небольшой энергией 2,45 МэВ. Для гибридных систем наибольший интерес представляют нейтроны энергией 5 МэВ и выше. Если тритий, рождающийся в реакции (2), успевает прореагировать с дейтерием, то заметным становится выход D—T-нейтронов энергией 14,1 МэВ (реакция (3)). Это возможно, если время удержания трития в ловушке достаточно велико. Если, кроме трития, успевает сгорать и гелий-3, образующийся в реакции (1), то такой термоядерный топливный цикл называют полностью катализированным. Из-за различий в сечениях и скоростях D—T- и D—<sup>3</sup>He-реакций возможна ситуация, когда значительная часть трития успевает сгорать, а гелий-3, напротив, практически полностью успевает покинуть ловушку, не успев прореагировать с дейтерием.

Здесь рассмотрим приближение, соответствующее так называемому полукатализированному D—D-циклу, в котором тритий, получаемый в D—D-реакции, используется полностью, а весь гелий-3 покидает ловушку и не используется. При этом часть быстрых ядер трития, образующихся в реакции (2), успевает прореагировать до того, как покинет плазму. Тритий, не успевший сгореть сразу, возвращается в плазму. В таком термоядерном цикле доля энергии в нейтронах зависит только от энергии продуктов реакций (1)—(3) и составляет  $P_n/P_{\text{fus}} \approx 0,66$ , при этом на D—T-нейтроны приходится доля  $P_{n14}/P_{\text{fus}} \approx 0,57$ . Высокая доля энергии в быстрых нейтронах делает такой термоядерный цикл без внешнего источника трития привлекательным и потенциально интересным с точки зрения нейтронного источника. Отсутствие необходимости воспроизводства трития в blankets — очень существенное преимущество такого нейтронного источника по сравнению с нейтронным источником, нуждающимся в бридинге трития.

Суммарная эффективность гибридной термоядерно-ядерной системы равна [3]

$$\eta_{\text{net}} = P_{\text{net}}/P_{\text{fus}} = \eta_e(\alpha_n M + 1 - \alpha_n + 1/Q) - 1/(\eta_d Q), \quad (5)$$

где  $P_{\text{net}}$  — выходная (электрическая) мощность;  $P_{\text{fus}}$  — термоядерная мощность;  $\alpha_n = P_n/P_{\text{fus}}$  — доля выхода термоядерной энергии в нейтронах;  $Q$  — коэффициент усиления мощности в плазме;  $\eta_e$  — коэффициент полезного действия (КПД) преобразования теплоты в электроэнергию;  $\eta_d$  — КПД системы внешнего нагрева (драйвера);

$$M = \frac{E_{\text{fis}} k_{\text{эф}}}{E_{\text{fus}} \nu (1 - k_{\text{эф}})} \quad (6)$$

— коэффициент усиления blankets;  $E_{\text{fis}} \approx 200$  МэВ — энергия деления;  $E_{\text{fus}}$  — энергия термоядерных нейтронов, используемых в blankets;  $\nu \approx 3$  — число нейтронов деления, приходящихся на один термоядерный нейтрон;  $k_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов в blankets.

Прежде всего проанализируем случай энергетического применения термоядерных нейтронов, допускающий высокую эффективность гибридной системы, что, в свою очередь, накладывает требования на величину коэффициента усиления мощности в плазме  $Q$ . Мощность системы определяется её размерами. Например, на токамаке TFTR при работе на D—T-смеси было достигнуто усиление  $Q \approx 0,3$ , термоядерная мощность составляла около 15 МВт при мощности нагрева 50 МВт, из которых 40 МВт приходилось на нагрев инжекцией нейтрального пучка [8]. Соответствующая плотность выделения энергии 0,5 МВт/м<sup>3</sup>.

Для оценок полагаем  $\eta_e \approx 0,35$ . Современные системы инжекционного нагрева нейтральным пучком (NBI) и электронного циклотронного резонансного (ECR) нагрева имеют КПД  $\eta_d \approx 0,4$ . Так, для источника на основе D—T-реакции  $\alpha_n = 0,8$ . При этом источник термоядерных нейтронов с  $Q = 1$  и усилением

в blankets  $M = 25—50$  обеспечивает эффективность  $\eta_{\text{net}} \approx 10$ . Для дейтериевой плазмы без внешнего источника трития считаем, что используются только нейтроны энергией 14,1 МэВ и, следовательно,  $\alpha_n \approx 0,57$ . Такая система при  $Q \approx 0,2$  и  $M \approx 80$  может иметь эффективность  $\eta_{\text{net}} \approx 5$ . Отметим, что нейтронные источники с  $Q < 0,1$  могут использоваться для переработки ядерных отходов и материаловедческих исследований, но вряд ли их можно рассматривать для целей производства энергии.

При  $Q < 1$  возможно поддержание значительной популяции надтепловых (быстрых) ионов с помощью мощной инжекции быстрых атомов. Скорость термоядерной реакции с участием быстрых частиц существенно выше, чем в случае максвелловской плазмы. Высокая плотность выделения энергии позволяет сделать систему относительно компактной.

### МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЁТОВ

Для оценки предельной эффективности термоядерных реакций в дейтериевой плазме, нагреваемой инжекцией быстрых атомов, рассматривается стационарный баланс энергии и частиц. Для единицы объёма плазмы баланс энергии имеет вид

$$P_{\text{inj}} + P_{\text{fus}} - P_n = P_{\text{rad}} + \frac{W_{\text{th}}}{\tau_E}, \quad (7)$$

где  $W_{\text{th}} = \frac{3}{2} \left( \sum_i n_{i, \text{th}} k_B T_i + n_e k_B T_e \right)$  — энергия тепловых компонентов;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $n_{i, \text{th}}$  — концентрация тепловых ионов;  $n_e$  — концентрация электронов;  $T_i$  — температура ионов;  $T_e$  — температура электронов;  $P_{\text{inj}}$  — поглощённая мощность инжекции;  $P_n$  — мощность в нейтронах;  $P_{\text{rad}}$  — мощность потерь на излучение;  $\tau_E$  — время удержания энергии тепловых компонентов.

Отметим, что потерями быстрых дейтронов при замедлении пренебрегаем. Термоядерная мощность для реакций с участием только тепловых компонентов рассчитывается по формулам из [9]. Для реакций с участием быстрых компонентов используются сечения реакций [9], усреднённые по приближенной функции распределения быстрых частиц по скоростям.

Радиационные потери включают тормозное  $P_b$  и циклотронное излучение  $P_s$ . При высоких температурах тормозное излучение рассчитывается согласно [10]. Для циклотронных потерь используется модифицированная формула Трубникова [11]. Коэффициент отражения циклотронного излучения стенкой принят равным  $R_w = 0,85$ . Отметим, что в режимах с мощной инжекцией и повышенной скоростью термоядерной реакции потери, связанные с тормозным излучением, малы. Влияние циклотронных потерь заметно проявляется при высоких температурах.

Рассмотрим баланс частиц. Можно выделить две популяции — тепловую и быструю. Тепловые ионы (обозначены индексом th) могут появляться в плазме при испарении вводимых твёрдых крупинки, при ионизации холодного газа, а также в результате замедления и термализации (релаксации) инжектируемого пучка быстрых частиц. Источник быстрых ионов (индекс f) пропорционален мощности инжекции. Баланс тепловых и быстрых ионов сорта  $i$  можно выразить уравнениями [12, 13]

$$\frac{n_{i, \text{th}}}{\tau_p} = \frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_f} + (dn/dt)_0 = \frac{n_{i, \text{f}}}{C_{\text{inj}} \tau_f}; \quad (8)$$

$$\frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_f} = \frac{P_{\text{inj}}}{E_0} - \frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_L}. \quad (9)$$

Здесь  $(dn/dt)_0$  — источник тепловых ионов, не связанный с инжекцией; источник инжектируемых частиц  $(dn/dt) = P_{\text{inj}}/E_0$ ;  $E_0$  — энергия инжекции;  $\tau_p$  — время удержания тепловых ионов;  $\tau_f$  — время релаксации пучка быстрых частиц;  $\tau_L$  — время потерь быстрых частиц; параметр  $C_{\text{inj}}$  учитывает соотношение источников тепловых ионов

$$C_{\text{inj}} = \left[ 1 + \frac{(dn/dt)_0}{n_{i, \text{f}}/\tau_f} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Если тепловая популяция формируется только за счёт термализации быстрых ионов, то  $C_{inj} = 1$ . Так как здесь мы рассматриваем режимы, в которых нагрев осуществляется только инжекцией быстрых частиц, то малые значения  $C_{inj}$  соответствуют пренебрежимо малому их содержанию и низким температурам. Поэтому в рамках принятых приближений  $C_{inj}$  не мало по сравнению с единицей.

Концентрация электронов удовлетворяет условию квазинейтральности

$$n_e = \sum_i Z_i (n_{i,th} + n_{i,f}), \quad (11)$$

где  $Z_i$  — заряд ионов ( $Z_i = 1$  для плазмы, содержащей изотопы водорода).

Коэффициент усиления мощности в плазме

$$Q = P_{fus}/P_{inj}. \quad (12)$$

Время релаксации популяции быстрых ионов, соответствующее функции распределения [14], составляет

$$\tau_f \approx \frac{1}{3} \tau_s \ln[(E_0/E_c)^{3/2} + 1], \quad (13)$$

где  $E_0$  — начальная энергия частиц (энергия инжекции);  $E_c$  — критическая энергия, соответствующая равенству скоростей торможения на электронах и тепловых ионах;  $\tau_s$  — характерное время замедления.

Величина индукции магнитного поля  $B_0$  (вакуумное значение) связана с параметром  $\beta$  и давлением плазмы соотношением

$$\beta \frac{B_0^2}{2\mu_0} = n_{i,th} k_B T_i + \frac{2}{3} n_{i,f} \langle E \rangle + n_e k_B T_e, \quad (14)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $\langle E \rangle$  — средняя энергия быстрых дейтронов (для принятого приближения  $\langle E \rangle \approx \frac{3}{5} E_0$ ).

Термализация быстрых ионов происходит в значительной мере в результате столкновений с электронами, поэтому температура образующейся в результате этого популяции тепловых ионов может быть близка к температуре электронов. Потери энергии электронов при этом больше потерь энергии тепловых ионов, в частности, из-за излучения. В расчётах полагаем  $T_i = T_e = T$ .

Размер и плотность плазмы должны соответствовать длине ослабления пучка  $l$ . Для полного захвата пучка в плазме и равномерного прогрева плазменного шнура должно выполняться соотношение

$$a \approx l/2. \quad (15)$$

Длина ослабления пучка составляет [15]

$$l \approx \frac{5,5 \cdot 10^{17} E_0}{n_e A_0}, \quad (16)$$

где  $l$  измеряется в метрах;  $E_0$  — энергия инжекции, кэВ;  $n_e$  — концентрация электронов,  $\text{м}^{-3}$ ;  $A_0$  — атомный номер инжектируемой частицы (для дейтерия  $A_0 = 2$ ).

Для расчётов основных параметров используется система уравнений (7)—(16). Также из уравнений (7)—(10) следуют соотношения

$$\frac{\tau_f}{\tau_E} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \left[ 1 + (1 - \alpha_n) Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - \frac{2K_\tau}{C_{inj}}, \quad (17)$$

$$\frac{n_{i,f}}{n_{i,th}} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \frac{C_{inj}}{K_\tau} \left[ 1 + (1 - \alpha_n) Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - 2, \quad (18)$$

где  $K_\tau = \tau_p/\tau_E$  — отношение времени удержания частиц и энергии для тепловых компонентов.

Здесь мы рассматриваем случай  $C_{inj} = 1$ . Принимаем  $K_\tau = 3$ . Потерями быстрых частиц при их торможении пренебрегаем ( $1/\tau_L = 0$ ).

Анализ показал, что стационарные режимы возможны при значениях температуры, ограниченных максимальной величиной  $T_{\max} \approx \frac{C_{\text{inj}} E_0}{3K_{\tau} k_B}$ . При  $T > T_{\max}$  стационарный режим невозможен при заметном содержании быстрых частиц. Если время удержания тепловых компонентов велико, то накопление тепловой популяции приводит к исчезновению эффекта быстрых частиц.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Основными параметрами, задаваемыми в расчётах, были энергия инжектируемых дейтронов  $E_0$ , отношение  $\beta$  давления плазмы к магнитному давлению, радиус плазменного шнура  $a$ . Температура тепловых компонентов  $T$  зависит от времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$ , которое рассматривалось как параметр. В расчётах требуемое значение  $\tau_E$  находилось из баланса энергии для различных значений температуры. В расчётах определялись значения относительного содержания быстрых частиц  $n_{i,f}/n_{i,th}$ , концентрации ионов  $n_i = n_{i,th} + n_{i,f}$  и электронов  $n_e$ , индукции магнитного поля  $B_0$  (вакуумного), соответствующего заданному значению  $\beta$ , коэффициента усиления мощности в плазме  $Q$ , потока энергии нейтронов  $J_n$  из плазмы и других параметров.

Анализ показал, что с увеличением времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  температура растёт, при этом  $Q$  также растёт, а доля быстрых частиц снижается.

Результаты расчётов представлены в таблице для режимов, в которых концентрация быстрых ионов равна концентрации тепловых ( $n_{i,f} = n_{i,th}$ ). Приведены значения следующих параметров: энергия инжекции  $E_0$ ; радиус плазмы  $a$ ; параметр  $\beta$ ; коэффициент усиления мощности в плазме  $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{inj}}$ ; требуемое время удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  и отношение его к времени ион-ионных столкновений  $\tau_E/\tau_{ii}$ ; произведение  $n\tau_E$  ( $n = n_i + n_e$  — полная концентрация плазмы); температура тепловых компонентов  $T$ ; магнитная индукция  $B_0$ ; термоядерная мощность  $P_{\text{fus}}$ , выделяемая в единице объёма; мощность в нейтронах энергией 14,1 МэВ на единицу длины плазменного шнура  $N_{n14}$ ; выход нейтронов энергией 14,1 МэВ на единицу длины плазменного шнура  $Y_{14}$ ; поток энергии нейтронов из плазмы  $J_n$ ; относительная мощность тормозного излучения  $P_b/P_{\text{fus}}$ ; относительная мощность циклотронного излучения  $P_s/P_{\text{fus}}$ ; доля нейтронной мощности  $P_n/P_n$ , выделяемой в реакциях с участием быстрых частиц.

Результаты расчётов дейтериевого источника термоядерных нейтронов (варианты 1—7 в таблице) не относятся к какой-либо конкретной системе магнитного удержания. Для сравнения в таблице также представлены параметры источника термоядерных нейтронов на основе токамака с D—T-плазмой (варианты 8, 9), рассчитанные ранее в рамках аналогичной модели [13]. Отметим, что в этих вариантах также  $n_{i,f} = n_{i,th}$ , а соотношение дейтерия и трития 50:50.

С ростом энергии инжекции коэффициент усиления возрастает. Принимая во внимание возможности современных и проектируемых систем инжекции, нам представляется, что наиболее приемлемым

Параметры источников термоядерных нейтронов на основе дейтериевой плазмы и токамака с D—T-топливом

Параметр	Вариант								
	1	2	3	4	5	6	7	8 (D—T)	9 (D—T)
$E_0$ , кэВ	500	500	1000	1000	2000	2000	2000	100	130
$a$ , м	1	1	2	2	4	4	2	0,5	0,8
$\beta$	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,5	~0,1	~0,1
$Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{inj}}$	0,082	0,084	0,20	0,23	0,39	0,53	0,53	0,53	1,0
$\tau_E$ , с	0,20	0,21	0,48	0,58	1,1	1,5	0,74	0,12	0,24
$\tau_E/\tau_{ii}$	3,3	3,3	4,4	3,4	7,1	4,4	4,4	—	—
$n\tau_E, 10^{20} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}$	0,55	0,58	1,32	1,60	3,03	4,13	4,13	0,08	0,14
$T$ , кэВ	36	37	55	72	67	113	113	7,8	11,3
$B_0$ , Тл	9,3	4,1	12,7	5,8	16,7	8,0	11,2	3,3	3,6
$P_{\text{fus}}$ , МВт/м <sup>3</sup>	0,75	0,74	1,5	1,5	2,5	2,6	10,4	0,33	0,38
$N_{n14}$ , МВт/м	1,33	1,31	10,7	10,7	71,1	74,0	74,0	0,21	0,61
$Y_{14}, 10^{18} \text{ нейтр.}/(\text{м}\cdot\text{с})$	0,59	0,58	4,74	4,74	31,5	32,8	32,8	0,093	0,27
$J_n$ , МВт/м <sup>2</sup>	0,25	0,25	0,98	0,99	3,4	3,5	10,0	0,08	0,15
$P_b/P_{\text{fus}}$	0,098	0,10	0,068	0,085	0,047	0,076	0,076	—	—
$P_s/P_{\text{fus}}$	0,53	0,037	1,3	0,18	1,83	0,57	0,68	—	—
$P_n/P_n$	0,99	0,92	0,93	0,90	0,95	0,91	0,91	—	—

является вариант 4, в котором энергия инжекции, а также индукция магнитного поля и радиус плазменного шнура имеют приемлемо высокие значения.

Как можно видеть, требования к параметрам источника термоядерных нейтронов на основе дейтерия существенно выше, чем в случае D—T-смеси. Так, величины параметра  $n\tau_E$  и энергии инжекции примерно на порядок выше, размеры плазмы и индукция магнитного поля выше в несколько раз. Если сравнивать с требованиями, предъявляемыми к реактору с катализированным D—D-циклом [16—18], то в случае максвелловской плазмы при  $Q = 20$  температура, магнитная индукция  $\beta$  и размеры примерно того же уровня, а величина  $n\tau_E \approx 5 \cdot 10^{21}$ , что примерно в 30 раз выше, чем для варианта 4 источника нейтронов.

Так как энергия инжекции во много раз превышает среднюю тепловую энергию, то подавляющее большинство нейтронов производится благодаря реакциям с участием быстрых частиц. В силу принятого приближения о полном сгорании трития отношение  $P_{n, f}/P_n$  одинаково для нейтронов в целом, а также и для D—T-нейтронов. Также в рамках этого приближения выход энергии в D—T-нейтронах примерно в 5 раз превышает выход энергии в D—D-нейтронах.

Так как размер плазмы  $a$  связан с энергией инжекции и плотностью плазмы соотношениями (15), (16), то увеличение энергии инжекции влечёт пропорциональное увеличение радиуса плазменного шнура или концентрации плазмы.

Увеличение требуемого времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  при снижении параметра  $\beta$  объясняется циклотронными потерями. При высоких  $\beta$  они относительно невелики из-за диамагнитного ослабления магнитного поля в плазме. Влияние циклотронных потерь становится существенным при высокой температуре ( $T_e > 50$  кэВ), достигаемой при энергии инжекции  $E_0 > 500$  кэВ. Кроме того, при низких  $\beta$  требуются весьма высокие магнитные поля.

Отметим также, что при  $E_0 > 1$  МэВ нейтронный поток  $J_n > 1$  МВт/м<sup>2</sup>, что может представлять проблемы с точки зрения ресурса первой стенки. Коэффициент усиления при  $E_0 = 1$  МэВ составляет  $Q \approx 0,2$ . Такое усиление в плазме соответствует гибридной системе с усилением blankets  $M \approx 80$  и эффективным коэффициентом размножения нейтронов  $k_{\text{эф}} \approx 0,95$ . Эти параметры весьма высоки, но, в принципе, концепции таких blankets рассматривались [1—3, 19, 20].

При значительном увеличении времени удержания тепловых компонентов  $\tau_E$  коэффициент усиления может даже превысить единицу. Однако при этом доля быстрых дейтронов снижается до уровня менее 10%. В таких режимах влияние быстрых частиц становится малозначительным. Параметры при этом стремятся к случаю максвелловской плазмы, которая может нагреваться не только нейтральной инжекцией, и, следовательно, отпадает требование к размерам плазменного шнура. Режимы с  $n_{i, f} = n_{i, \text{th}}$ , представленные в таблице, видимо, нужно рассматривать как предельные оценки, характеризующие эффект быстрых частиц. Основные приближения, влияющие на представленные предельные оценки, связаны с условным разделением на тепловую и быструю популяции. Более точное моделирование кинетики замедляющихся дейтронов, возможно, приведёт к меньшим значениям энерговыделения и, следовательно, коэффициента усиления  $Q$  при заданном времени удержания  $\tau_E$ .

Главное достоинство режимов с  $n_{i, f} \sim n_{i, \text{th}}$  состоит в существенном снижении требований к времени удержания тепловых компонентов по сравнению со случаем максвелловской плазмы. Для их реализации необходим либо большой размер плазменного шнура, либо высокая плотность плазмы. Поэтому круг подходящих систем удержания ограничен требованиями предельно высоких  $\beta$ , высокой плотности и технически реализуемых высоких магнитных полей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа были оценены требования к параметрам системы, использующей для получения быстрых нейтронов дейтериевую плазму, нагреваемую мощной инжекцией нейтральных атомов. Можно сказать, что для этих целей не подходит токамак из-за низких  $\beta$ , а требуется система с  $\beta \approx 0,5$  или выше. Потенциально может рассматриваться, например, открытая ловушка, главным достоинством которой является простота конструкции. Требуемое время удержания энергии тепловых компонентов примерно на порядок превосходит время ион-ионных столкновений, что в условиях простой от-

крытой ловушки реализовать не так просто. Среди ловушек с замкнутыми магнитными силовыми линиями можно отметить обращённую магнитную конфигурацию (FRC), в которой  $\beta \sim 1$ .

Представленные результаты расчётов следует рассматривать как предельные оценки режимов, в которых существенно влияние популяции быстрых дейтронов. Сейчас трудно сказать, существуют ли принципиальные физические ограничения для реализации требуемых параметров плазмы в конкретных системах магнитного удержания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P. et al.** Near term fusion-fission hybrids. — *Fusion Engineering and Design*, 2009, vol. 84, p. 83—88.
2. **Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И.** Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза. — *Физика плазмы*, 2010, т. 36, с. 307—346.
3. **Moir R.W., Manheimer W.** The fusion hybrid reactors — magnetic fusion technology. — *Lecture Notes in Energy*, 2013, vol. 19, p. 699—772 (Springer, London).
4. **Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P. et al.** Gas dynamic trap as high power 14-MeV neutron source. — *Fusion Engineering and Design*, 2004, vol. 70, p. 13—33.
5. **Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V.** Plasma kinetics models for fusion systems based on the axially-symmetric mirror devices. — *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, № 1T, p. 39—42.
6. **Чирков А.Ю.** Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы. — *Ядерная физика и инжиниринг*, 2013, т. 4, с. 1050—1059.
7. **Chirkov A.Yu.** Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating. — *J. Fusion Energy*, 2015, vol. 34, p. 528—531.
8. **Hawryluk R.J., Batha S., Blanchard W. et al.** Fusion plasma experiments on TFTR: a 20 year retrospective. — *Phys. Plasmas*, 1998, vol. 5, p. 1577—1589.
9. **Bosh H.-S., Hale G.M.** Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. — *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, p. 611—631.
10. **Chirkov A.Yu.** Plasma bremsstrahlung emission at electron energy from low up to extreme relativistic values. — *ArXiv e-prints*, 2010, arXiv: 1005.3411v1.
11. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Neverov V.S.** Electron cyclotron power losses in fusion reactor-grade tokamaks: scaling laws for spatial profile and power loss. — In: 22nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva, 2008, TH/P3-10.
12. **Chirkov A.Yu.** Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma. — *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, p. 113027 (8 p.).
13. **Almagambetov A.N., Chirkov A.Yu.** Power and sizes of tokamak fusion neutron sources with NBI-enhanced reaction rate. — *J. Fusion Energy*, 2016, vol. 35, p. 845—848.
14. **Чирков А.Ю., Хвесьюк В.И.** К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2003, вып. 1, с. 55—65.
15. **Пистуневич В.И.** Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтралов. — *Физика плазмы*, 1976, вып. 2, № 1, с. 3—29.
16. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** Производство энергии в амбиполярных реакторах с D—T, D—<sup>3</sup>He и D—D топливными циклами. — *Письма в ЖТФ*, 2000, т. 26, № 21, с. 61—66.
17. **Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I.** Analysis of D—<sup>3</sup>He/catalyzed D—D plasma as a source of fusion power. — *Fusion Technol.*, 2001, vol. 39, № 1T, p. 406—409.
18. **Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu.** Low-radioactivity D—<sup>3</sup>He fusion fuel cycles with <sup>3</sup>He production. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002, vol. 44, № 2, p. 253—260.
19. **Research** needs for fusion-fission hybrid systems. — In: *Workshop Proc., US Department of Energy, Gaithersburg*, 2009.
20. **Wu Y., Jiang J., Wang M. et al.** A fusion-fission reactor concept based on viable fusion and fission technologies. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon. 2010. FTP/P1-13; [http://www-pub.iaea.org/mtcd/meetings/PDFplus/2010/cn180/cn180\\_papers/ftp\\_p1-13.pdf](http://www-pub.iaea.org/mtcd/meetings/PDFplus/2010/cn180/cn180_papers/ftp_p1-13.pdf).



Владимир Романович Веснин, студент кафедры «Теплофизика»; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, Россия  
vesnin.volodya@gmail.com



Алексей Юрьевич Чирков, заведующий кафедрой «Теплофизика», д.ф.-м.н.; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, Россия  
chirkov@bmstu.ru

Статья поступила в редакцию 23 января 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 34—40.

621.039.68

## ПРОНИКНОВЕНИЕ ДЕЙТЕРИЯ ЧЕРЕЗ НИЗКОАКТИВИРУЕМЫЙ СПЛАВ V—4Cr—4Ti И СПЛАВ V—4Cr—4Ti С НАНЕСЁННЫМИ AlN/Al-ПОКРЫТИЯМИ

Д.И. Черкез<sup>1</sup>, А.В. Спицын<sup>1</sup>, А.В. Голубева<sup>1</sup>, О.И. Обрезков<sup>1</sup>, С.С. Ананьев<sup>1</sup>, Н.П. Бобырь<sup>1</sup>, В.М. Чернов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>2</sup>АО «ВНИИИМ», Москва, Россия

Сплавы на основе ванадия рассматриваются в качестве кандидатных конструкционных материалов для термоядерных (ТЯР) и быстрых ядерных реакторов. Некоторые свойства сплавов ванадия особенно привлекательны для ТЯР — быстрый спад наведённой активности, стойкость в среде жидкого лития, жаропрочность. В то же время сплавы ванадия хорошо сорбируют и растворяют изотопы водорода и потоки водорода сквозь материалы на основе ванадия достаточно высоки. Водород оказывает влияние на пластичность V-сплавов и при высоких концентрациях значительно снижает её. Это необходимо учитывать, рассматривая возможность использования сплавов ванадия в элементах конструкции ТЯР, в особенности если предполагается контакт этих материалов с радиоактивным тритием. Настоящая работа посвящена исследованию проникновения дейтерия через сплав V—4Cr—4Ti и тот же сплав с осаждёнными покрытиями из AlN на адгезионном подслое из Al. Осаждение изоляционных покрытий на конструкционные материалы blankets позволит уменьшить влияние сильных магнитных полей токамака на течение жидкометаллического теплоносителя (например, лития). Показано, что покрытия также приводят к уменьшению проникающего потока дейтерия в несколько раз по сравнению с подложкой из V—4Ti—4Cr, покрытой оксидной плёнкой, и до 3—4 порядков относительно литературных данных для ванадия и его сплавов с поверхностями, свободными от окислов. По совокупности свойств (термомеханических, изоляционных, умеренному распуханию под воздействием нейтронного облучения, теплопроводности на порядок больше, чем у оксидных покрытий) AlN-покрытия кажутся привлекательными для применения в ТЯР как в качестве изоляционного, так и покрытия, подавляющего проникновение водорода.

**Ключевые слова:** ванадиевые сплавы, водородная проницаемость, изоляционные покрытия, снижение проникающих потоков.

## DEUTERIUM PERMEATION THROUGH THE LOW-ACTIVATED V—4Cr—4Ti ALLOY AND V—4Cr—4Ti COVERED WITH AlN/Al COATINGS

D.I. Cherkez<sup>1</sup>, A.V. Spitsyn<sup>1</sup>, A.V. Golubeva<sup>1</sup>, O.I. Obrezkov<sup>1</sup>, S.S. Ananyev<sup>1</sup>, N.P. Bobyr<sup>1</sup>, V.M. Chernov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>2</sup>SC «VNIINM», Moscow, Russia

V-based alloys are candidate structural materials for fusion and fast neutron reactors. Fast decay of induced activity, durability in liquid lithium at high temperatures — are the properties of vanadium alloys making them very attractive for fusion. At the same time, V-alloys can absorb and dissolve hydrogen isotopes and the hydrogen flows through these materials can be high as compared with other structural materials. Hydrogen has an influence on the plasticity of V-alloys, and at high concentrations significantly reduces it. This should be taken into account while consider the possibility of using vanadium alloys for structural elements of fusion reactors, especially if these elements contact with radioactive tritium. This work is devoted to study of deuterium permeation through V—4Cr—4Ti alloy and the same alloy with the deposited coatings of AlN on the adhesion sublayer of Al. The deposition of insulating coatings on structural materials of the blanket will reduce the influence of strong magnetic fields of the tokamak if liquid-metal coolant (e.g., lithium) is used. It was shown that coatings also reduce deuterium permeating flux by several times in comparison with a substrate of V—4Ti—4Cr coated with an oxide film and up to 3—4 orders of magnitude relative to the literature data for vanadium and its alloys with oxide-free surfaces. By the combination of properties (thermomechanical, insulating, moderate swelling under the influence of neutron irradiation, thermal conductivity an order of magnitude greater than that of oxide coatings), AlN coatings seem to be attractive for FR usage both as an insulating and as the hydrogen permeability reduction

**Key words:** vanadium alloys, hydrogen permeability, insulating coatings, suppression of hydrogen permeability.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-41-58

## ВВЕДЕНИЕ

Ванадиевые сплавы — перспективные материалы для использования в термоядерных и быстрых ядерных реакторах [1]. Эти сплавы имеют более высокую по сравнению со сталями длительную прочность при температуре 700—750 °С [2], практически не расщелачиваются и сохраняют стабильные механические свойства в среде жидкого лития [3, 4], обладают высокой технологичностью при обработке [5]. Большинство композиций V-сплавов создаются с использованием малоактивируемых под воздействием нейтронного облучения элементов. При этом содержание неблагоприятных с точки зрения актива-

ции примесных элементов с применением современных технологий и подходов удаётся минимизировать [6]. В результате спад наведённой активности ванадиевых сплавов, облучённых в спектрах быстрых и термоядерных реакторов, происходит существенно быстрее по сравнению со сталями [6, 7]. Чистый ванадий достаточно интенсивно набухает под воздействием нейтронного облучения [8, 9]. Легирование ванадия титаном позволяет снизить набухание в диапазоне температуры 420—700 °С. Добавление в сплав хрома несколько увеличивает набухание, но повышает коррозионную стойкость сплава [10]. По результатам многочисленных работ и по совокупности признаков к наиболее привлекательным для ТЯР сплавам системы V—Ti—Cr относят V—4Ti—4Cr и V—5Ti—5Cr [11—14].

Ванадиевые сплавы [15] наряду с ферритно-мартенситными сталями [16] в настоящее время рассматриваются как кандидатные конструкционные материалы для использования в blankets ТЯР с жидким литием или литий-свинцовой эвтектикой. Одной из ключевых проблем в развитии концепции жидкометаллического blankets считается взаимодействие жидкого металла с сильным магнитным полем токамака, которое, в частности, приводит к падению давления в потоке жидкого металла [17]. Падение давления можно уменьшить до приемлемых значений, если использовать электроизоляционные покрытия, например, AlN [17—19], Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Er<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, CaO, Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и некоторые другие [18, 20—22]. При этом набухание покрытий из нитрида и оксида алюминия и их механические свойства при облучении быстрыми нейтронами до высоких значений флюенса остаются на приемлемом уровне [23]. Отличительными особенностями изолирующих материалов на основе нитридов также являются их полупроводниковые свойства и, как следствие, более высокая теплопроводность. Например, теплопроводность керамики из AlN практически на порядок больше, чем Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, что повышает привлекательность её использования в зонах blankets с высоким тепловыделением.

К особенностям ванадиевых сплавов можно отнести геттерные свойства по отношению к ряду газов, в особенности к кислороду и водороду, и их влияние на прочностные свойства [24, 25]. В частности, отмечается значительное уменьшение пластичности ванадиевых сплавов при увеличении в них содержания водорода 0—0,4 вес. % [26, 27]. При этом концентрация подобных примесей может изменяться в процессе изготовления и обработки металла [5, 28].

Ванадию и сплавам на его основе, как и некоторым металлам пятой группы Nb, Ta, свойственны высокая растворимость и значительная подвижность растворённого водорода, что в результате приводит к рекордно высокой по сравнению с другими металлами водородопроницаемости [29]. Данные особенности V-сплавов могут играть как положительную, так и отрицательную роль в контексте их применения в ТЯР. Так, например, утечки трития в различные подсистемы ТЯР, в особенности в парогенератор, крайне нежелательны и могут на порядки превосходить экологически допустимые уровни даже при использовании сталей [30]. В то же время высокая водородопроницаемость V-сплавов может быть использована для селективной экстракции наработанного трития из жидкометаллического теплоносителя в blankets [31—33], селективной откачки DT-топлива сверхпроницаемыми мембранами, установленными как на выходе из вакуумной камеры ТЯР [34, 35], так и в диверторной зоне [36], для промышленных систем диффузионной очистки изотопов водорода [37] и т.д.

Таким образом, прогнозирование утечек трития, его накопления в материалах реактора, а также ряд исследований, учитывающих специфику ТЯР (низкое давление, диапазон температуры, влияние плазменного облучения) и влияние изоляционных покрытий на водородопроницаемость, представляются крайне целесообразными из-за радиоактивности трития и его высокой стоимости. Ввиду национального и стратегического характера термоядерных установок следующих поколений, в особенности термоядерного источника нейтронов ТИН [38, 39], при проектировании и создании подобных установок использование материалов, доступных на территории РФ, является предпочтительным, что обуславливает актуальность проведения подобных исследований в России и представленных результатов в рамках данной работы.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследование проникновения дейтерия через образцы из сплава V—4Cr—4Ti и сплава с осаждёнными AlN/Al-покрытиями проводилось на установке ПИМ (плазменный источник магнитный)

НИЦ «Курчатовский институт». Установка была разработана в 1998 г. для исследования явления сверхпроницаемости изотопов водорода через металлические мембраны ниобия [40]. На установке возможно исследование проникновения водорода как из газовой фазы [41], так и при облучении плазмой. Недавно стенд ПИМ был значительно модернизирован [42]. Принципиальная схема текущей конфигурации установки показана на рис. 1. Стенд ПИМ состоит из двух вакуумных объёмов — камеры экспозиции 1, в которой находится источник плазмы, и камеры регистрации 4 (см. рис. 1) с отдельными системами откачки.

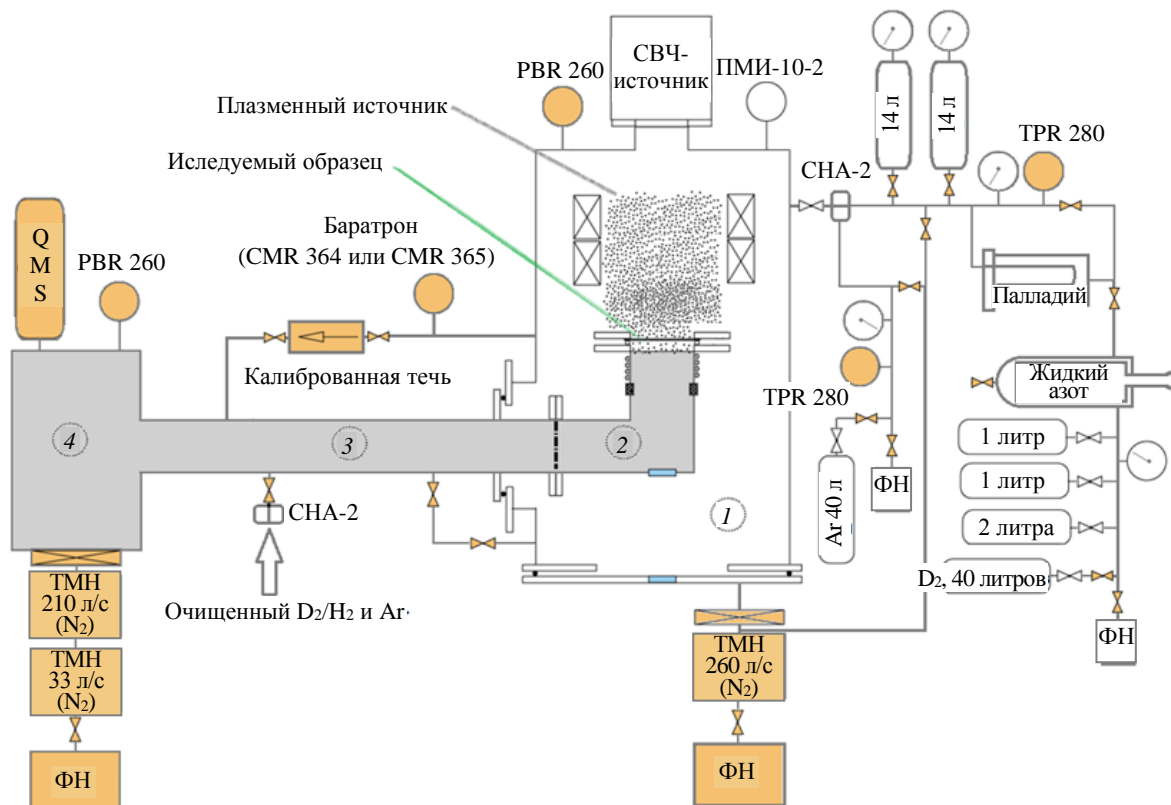


Рис. 1. Схема установки ПИМ [42]: 1 — камера экспозиции; 2 — съёмный мишенный узел; 3 — промежуточный объём; 4 — камера регистрации; TPR 280 — конвекционный датчик давления типа Пирани; PBR 260 — широкодиапазонный датчик давления; CMR 364/365 — датчик давления ёмкостного типа

Исследуемый образец закрепляется в съёмном мишенном узле 2 (см. рис. 1) и разделяет эти два вакуумных объёма. Камера регистрации оборудована квадрупольным масс-анализатором (QMS), который в ходе экспериментов регистрирует парциальные давления ряда газов. Для пересчёта ионных токов QMS в абсолютные величины газовых потоков используется система калибровки [43, 42], состоящая из течи малой проводимости и датчиков давления ёмкостного типа CMR 364 или CMR 365, не чувствительных к роду газа. В процессе калибровки перед течью в камере экспозиции посредством системы напуска СНА-2 варьируется давление газа, по которому осуществляется калибровка  $D_2$ ,  $H_2$ , Ar, He и регистрируются соответствующие изменения ионных токов QMS в камере регистрации. Использование подобной методики калибровки QMS позволяет проводить измерения с относительной погрешностью 0,5—2% в широком диапазоне проникающих потоков [43].

Для откачки вакуумных объёмов применяются безмасляные турбомолекулярные и мембранные насосы. Предельно достижимые величины фоновых давлений составляют  $<1 \cdot 10^{-7}$  и  $<2 \cdot 10^{-6}$  Па в камерах регистрации и экспозиции соответственно. Линии напуска газов могут быть откачаны турбомолекулярным насосом камеры экспозиции до высокого вакуума  $\sim 1 \cdot 10^{-3}$  Па. Для очистки используемых в экспериментах изотопов водорода используется двухступенчатая система, состоящая из азотной ловушки для откачки конденсируемых при температуре жидкого азота примесей и палладиевого фильтра для диффузионной очистки газов. Получаемый после очистки газ преимущественно состоит из изотопов водорода  $\geq 99,98\%$ . Присутствующие примеси CO,  $CD_4$  в целом химически инертны и в сопоставимых количествах образуются в камере экспозиции во время прогрева образцов в дейтерии в про-

цессе экспериментов. Более подробно описание установки, её подсистем и используемых экспериментальных методик приведено в работе [42].

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОБРАЗЦЫ

В настоящей работе представлены данные по проникновению дейтерия из газовой фазы через сплав ванадия V—4Cr—4Ti производства АО «ВНИИНМ им А.А. Бочвара» [44] и по влинию AlN/Al-покрытий на водородопроницаемость этого сплава. На заключительном этапе подготовки материала производителем был проведён стабилизирующий отжиг при  $T = 1000$  °С в течение 1 ч в вакууме  $\sim 10^{-3}$  Па. Образцы были вырезаны из горячекатаной фольги толщиной 100 мкм и представляли собой диски диаметром 60 мм. В таблице представлен химический состав сплава [44] с учётом примесей.

Элементный состав сплава V—4Cr—4Ti (весовые %) [44]

V	C	O	Ti	V	Cr	Fe	Si	Al	N	Cu	Ni + Nb + Mo	Co
0,002	0,013	0,02	4,36	Основа	4,21	0,016	0,019	0,003	0,11	0,001	0,003	0,00003

Изоляционные покрытия из нитрида алюминия AlN были осаждены на лицевую (входную) поверхность двух мембран. Покрытия состояли из пары слоёв: адгезионного подслоя из Al и защитного (изоляционного) покрытия из AlN. Одно из покрытий состояло из одной пары таких слоёв (AlN/Al), общая толщина этого покрытия составила 2,3 мкм. Другое покрытие состояло из пяти пар слоёв (AlN/Al, AlN/Al) общей толщиной 1 мкм. Далее в тексте покрытия именуются как «однослойное» (одна пара слоёв AlN/Al) и «многослойное» (пять пар слоёв AlN/Al). Исследования водородопроницаемости проводились в диапазоне температуры 573—873 К при давлении молекулярного дейтерия над поверхностью образцов в диапазоне  $p = 10^{-2}$ —10 Па.

Образцы без покрытия уплотнялись аргонодуговой сваркой тонких торцов держателя и прижимного кольца из нержавеющей стали (рис. 2, а). Образцы с осаждёнными покрытиями во избежание разрушения покрытий уплотнялись с помощью кольца из золота, как это показано на рис. 2, б. Между мембраной и держателем с выточенной центрующей прокладкой канавкой расплющивалось кольцо с внешним диаметром  $\sim 50$  мм из золотой проволоки диаметром 1,5 мм. Выдержка образцов в атмосфере аргона показала, что уплотнения сохраняют герметичность в диапазоне температуры и давления, при которых проводились эксперименты.

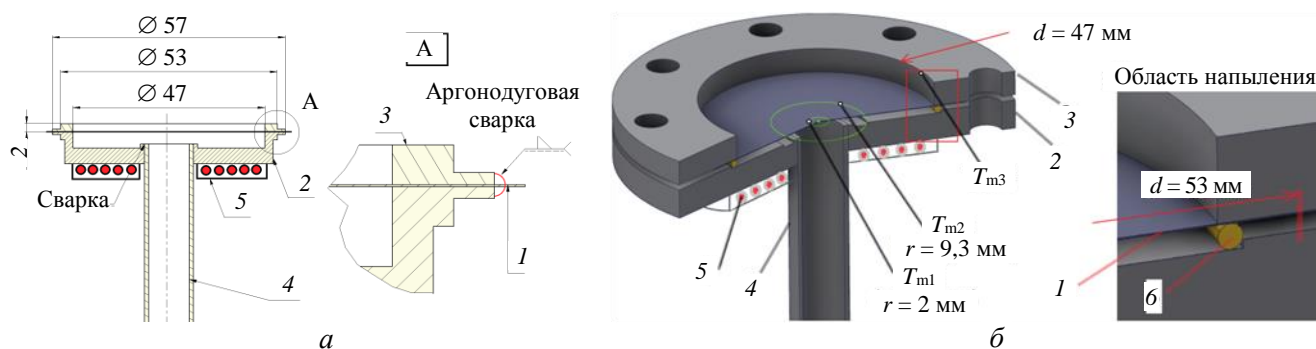


Рис. 2. Схема диффузионной ячейки и уплотнения мембран из фольги V—4Cr—4Ti без покрытия (а), с покрытием (б): 1 — мембрана; 2 — держатель; 3 — прижимное кольцо; 4 — трубка; 5 — изолированный нагреватель; б — уплотнительное кольцо;  $T_{m1}$ ,  $T_{m2}$ ,  $T_{m3}$  — точки крепления термопар в температурном эксперименте

Для нагрева мембран использовалась молибденовая проволока, намотанная спиралью в керамическом изоляторе на заднюю поверхность держателя мембраны и закрытая со стороны вакуумной камеры несколькими экранами из нержавеющей стали. Ввиду малой толщины исследуемых образцов и их значительного диаметра в экспериментах наблюдались заметные градиенты температуры по радиусам мембран, что необходимо учитывать при обработке экспериментальных данных. В ходе экспериментов температура образцов контролировалась с помощью нескольких термопар. К образцу без покрытия две термопары были приварены точечной сваркой на расстояниях  $R_1 = 9,6$  мм ( $R_1 \approx 0,34R$ ) и  $R_3 = 28,2$  мм (на

периферии,  $R_3 \sim R$ ) от центра мембраны. На рис. 3, а показано распределение температуры по радиусу мембраны из V—4Cr—4Ti без покрытия в диапазоне температуры 300—650 °C на её периферии. Линиями показаны предполагаемые профили распределения температуры, точками — экспериментально измеренные значения температуры. При построении температурного профиля предполагались аксиально-симметричное распределение температуры и равномерное распределение температуры в области под прижимным кольцом (от  $R_2 \sim 0,83R$  до  $R_3$ ). Зависимость температуры на мембране в точке  $T(R_1)$  от температуры на сварном шве  $T(R_3)$ , показанная на рис. 3, б, линейна, что является аргументом в пользу линейного распределения температуры по радиусу мембраны. Как видно на рисунке, максимальный перепад температуры по радиусу мембраны не превышает ~120 и ~40 °C в области высоких и низких температур соответственно.

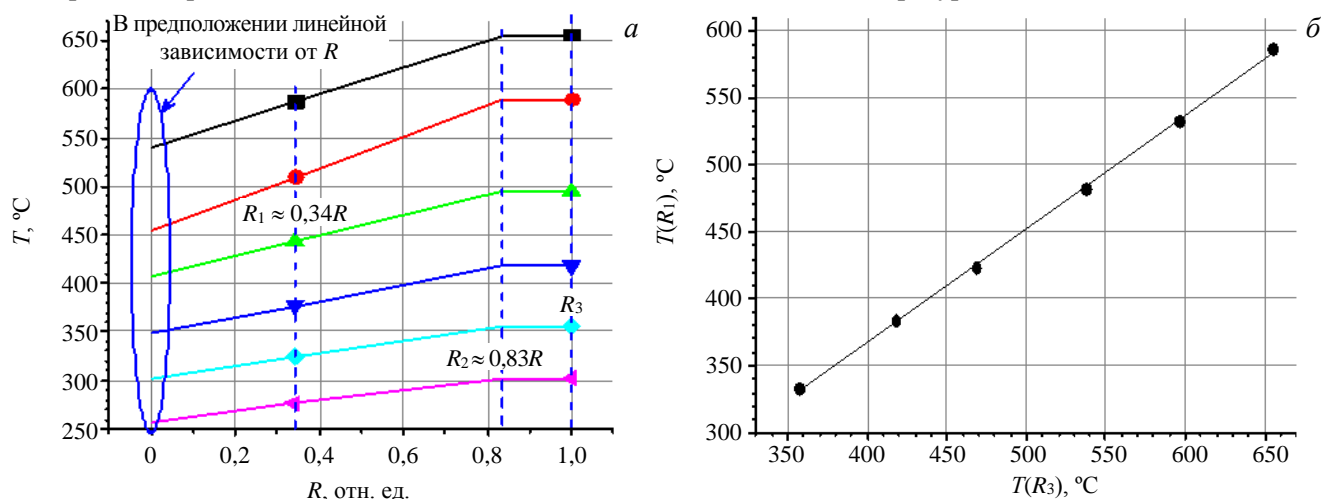


Рис. 3. Распределение температуры по радиусу мембраны без покрытия (а) и зависимость температуры в точке  $T(R_1)$  от температуры на сварном шве  $T(R_3)$  (б)

Температура образцов с покрытиями во время экспериментов контролировалась в трёх точках. Термопары были приварены точечной сваркой в двух точках на прижимном фланце: в точке  $T_{m3}$ , находящейся на внутреннем радиусе прижимного кольца (см. рис. 2, б), и в точке, находящейся на внешнем радиусе прижимного кольца (на рисунке не показана). Показания термопар на внешнем и внутреннем радиусе прижимного кольца отличались незначительно — температура на внешнем радиусе прижимного кольца была меньше на  $\leq 1,5\%$ , чем температура в точке  $T_{m3}$ . Также температура контролировалась в точке, находящейся практически в центре мембраны. Во избежание повреждения покрытия кончик термопары аккуратно поджимался к мембранам со стороны входной поверхности.

После исследования проницаемости был проведён температурный эксперимент, заключающийся в выдержке образца с многослойным покрытием при некоторых температурах в вакууме и газе. Для этого дополнительно две термопары были точно приварены к мембране в точках, в которых покрытие было частично удалено. В результате температура измерялась в трёх точках  $T_{m1}$ ,  $T_{m2}$ ,  $T_{m3}$ , отмеченных на рис. 2, б. Распределение температуры по радиусу мембраны с покрытием в диапазоне температуры, при котором проводились эксперименты, показано на рис. 4, а. В качестве температурных распределений в

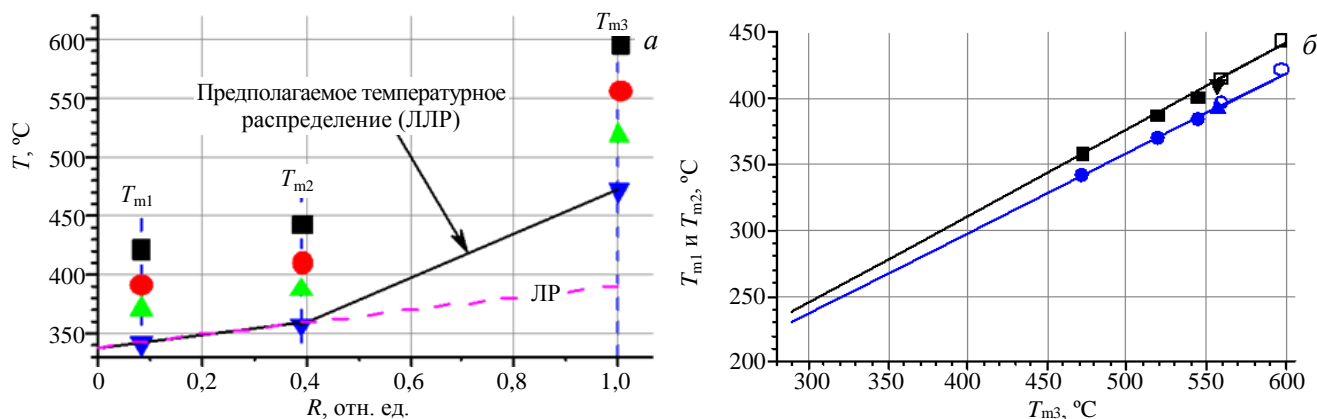


Рис. 4. Распределение температуры по радиусу мембраны с покрытием (а) и зависимости температур друг от друга в температурном эксперименте (б): —  $T_{m2}$ , для расчётов (10,5 Па); —  $T_{m1}$ , для расчётов (10,5 Па); □, ○ — вакуум; ▼, ▲ — 1,2 Па; ■, ● — 10,5 Па

расчётах эффективной температуры рассматривались линейное (ЛР) и линейное распределение с ломаным профилем (ЛЛР), показанные на рис. 4, *а*. Зависимость температуры в точках на мембране  $T_{m1}$  и  $T_{m2}$  от температуры на прижимном фланце ( $T_{m3}$ ) также подчинялась линейному закону (рис. 4, *б*). Максимальный перепад температуры по радиусу мембраны не превышал 50 и 160 °С в низкотемпературной и высокотемпературной области соответственно.

Ввиду наличия температурных градиентов для корректного сопоставления и анализа экспериментальных данных в работе введена эффективная температура, при определении которой принимались следующие предположения:

- аксиально-симметричное распределение температуры по радиусу мембран;
- линейный или ломаный линейный профиль распределения  $T$ ;
- аррениусовская зависимость проникающего потока от температуры.

Мембрана рассматривалась как совокупность тонких концентрических колец площадью  $S_i$  и температурой в каждой точке кольца  $T_i$ . Таким образом, измеренный в ходе экспериментов проникающий поток дейтерия  $J_{\text{эксп}}$  представляет собой сумму потоков  $J_i$ , проникающих через кольца площадью  $S_i$ . На основании полученных экспериментальных данных о суммарном потоке  $J_{\text{эксп}}$  при нескольких значениях температуры, используя рассматриваемые температурные распределения  $T_i(R)$ , подбирались однозначно определяемые (в случае одновременного анализа более двух значений  $J_{\text{эксп}}$ ) параметры  $J_0$  и  $a$ , и определялась эффективная температура  $T_{\text{эф}}$  из выражения

$$J_{\text{эксп}} = \sum_i J_i = \frac{J_0}{S} \sum_i \exp(-a/T_i) S_i = J_0 \exp(-a/T_{\text{эф}}). \quad (1)$$

### МОРФОЛОГИЯ ОБРАЗЦОВ ДО ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы V—4Cr—4Ti без покрытий не полировались. Перед нанесением покрытий подложки полировались вручную. Изображения поверхности фольги из V—4Cr—4Ti толщиной 100 мкм до и после полировки показаны на рис. 5.

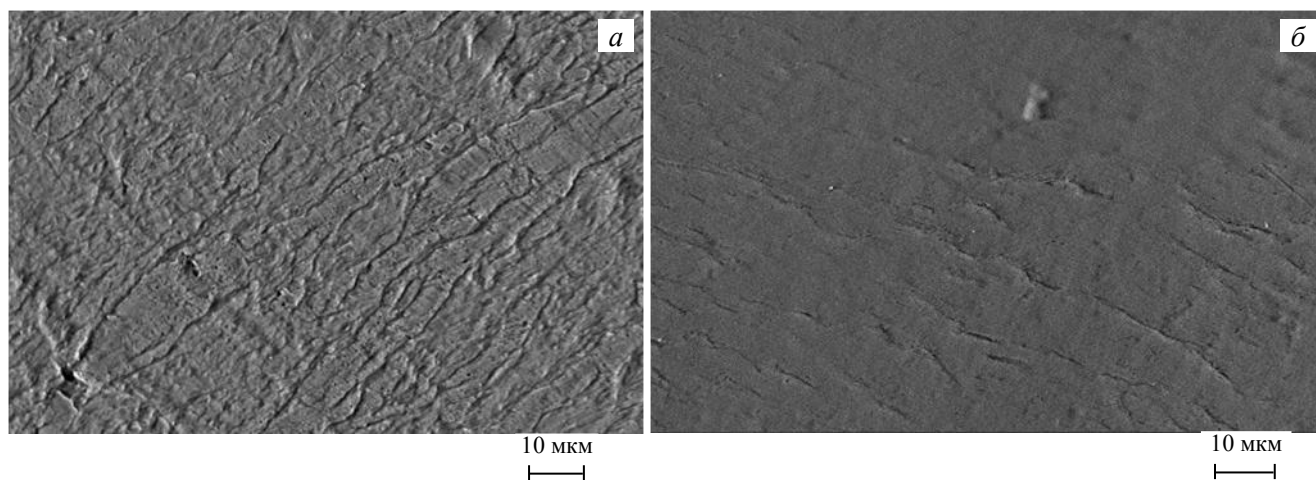


Рис. 5. Микрофотография поверхности фольги из V—4Cr—4Ti: *а* — исходный образец; *б* — поверхность после полировки. Изображения получены с помощью СЭМ

Как видно на рисунке, после полировки поверхность стала значительно более сглаженной — практически исчезли характерные для прокатанного материала черты.

Исследуемые в работе покрытия были осаждены в ООО «Имплантек» методом магнетронного напыления в вакууме. Перед напылением покрытий подложки были протёрты бензином и ацетоном. Напыление осуществлялось в следующем порядке:

- откачка установки до  $3 \cdot 10^{-3}$  Па;
- травление поверхности ионами аргона ( $0,5 \text{ мА/см}^2$ ,  $1,5 \text{ кэВ}$ ) в течение 10 мин при рабочем давлении  $0,12 \text{ Па}$  и расходе аргона  $43 \text{ см}^3$  в минуту для очистки поверхности от примесей;

— напыление адгезионного подслоя 3 (рис. 6) из алюминия при мощности магнетрона 3 кВт и ускоряющем напряжении 50 В. Расстояние от магнетрона до образцов составляло 65 мм, рабочее давление 0,25—0,3 Па. Осаждаемая толщина подслоя из алюминия составляла 0,5—0,8 мкм;

— нанесение покрытия из нитрида алюминия при мощности магнетрона 3 кВт, расходе аргона и азота 61 и 21 см<sup>3</sup> в минуту соответственно.

Схема осаждённого указанным способом многослойного покрытия показана на рис. 6. В случае однослойного покрытия барьерный слой 4 представляет собой AlN, в случае многослойного (пять пар слоёв) — AlN/Al.

Толщина адгезионного подслоя, осаждённого на образец с однослойным покрытием, составляла ~0,8 мкм, для образца с многослойным покрытием ~0,5 мкм. Скорость осаждения покрытий определялась весовым методом с применением весов OHAUS PA114 Pioneer.

Одновременно с V—4Cr—4Ti-подложками покрытия были осаждены на образцы-свидетели — полированную пластину из аморфного кремния и полоску из фольги V—4Cr—4Ti толщиной 100 мкм. Подложка из кремния легко разламывается, и при разломе можно получить практически недеформированное сечение покрытия, что также позволяет оценить толщину осаждённого покрытия с применением электронной или оптической микроскопии. На рис. 7 показаны микрофотографии лицевой поверхности образцов-свидетелей с осаждёнными покрытиями, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ). Как видно на рисунке, на поверхности многослойного покрытия различимы структуры характерным размером ~0,1—0,5 мкм, которые не наблюдаются на образце с однослойным покрытием даже при большем разрешении.

Микрофотографии сечения образцов-свидетелей с покрытиями показаны на рис. 8. В сечении «однослойного» покрытия (см. рис. 8, а) отчётливо различимы слои и хорошо видна их толщина. Видно, что суммарная толщина покрытия составляет ~2,3 мкм (на рисунке нанесены три масштабные линии размером 1 мкм). В сечении образца с многослойным покрытием (см. рис. 8, б) слои плохо различимы. Светлые полосы на рис. 8, б, по всей видимости, обусловлены неравномерным разломом покрытия с провисанием и засветкой некоторых его слоёв, что более отчётливо видно на рис. 9. Возможно, такое поведение слоёв при разломе связано с большей по сравнению с однослойным покрытием устойчивостью многослойного покрытия к механическим деформациям. Как можно оценить из рис. 8, 9, суммарная толщина многослойного покрытия составляет ~1 мкм.

Микрофотографии лицевой поверхности образца-свидетеля из неполированной фольги V—4Cr—4Ti с осаждённым однослойным покрытием показаны на рис. 10. Видно, что поверхности однослойного покрытия, осаждённого на подложки из кремния (см. рис. 7, а) и фольги

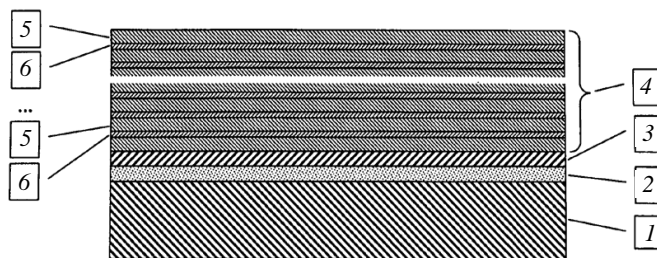


Рис. 6. Схема многослойного покрытия [45]: 1 — подложка из V—4Cr—4Ti; 2 — активированный подслоя; 3 — адгезионный подслоя; 4 — защитный (барьерный) слой; 5 — AlN; 6 — Al

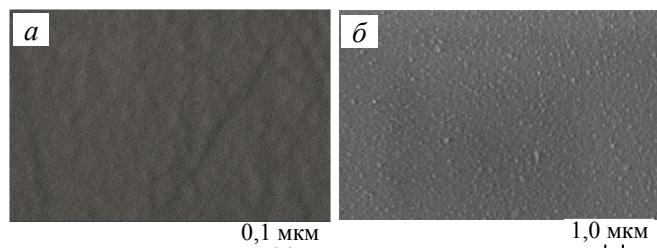


Рис. 7. Микрофотографии лицевой поверхности образцов-свидетелей (Si) с покрытием AlN/Al: а — одна пара слоёв; б — пять пар слоёв

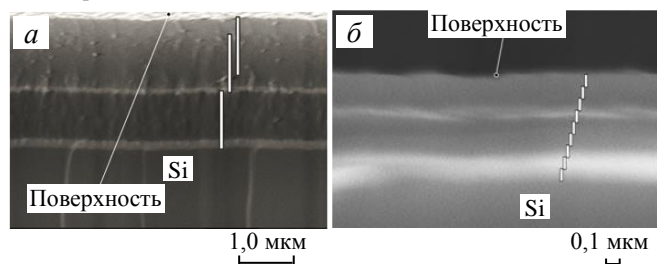


Рис. 8. Микрофотографии сечения образцов-свидетелей (Si) с покрытием AlN/Al: а — одна пара слоёв; б — пять пар слоёв

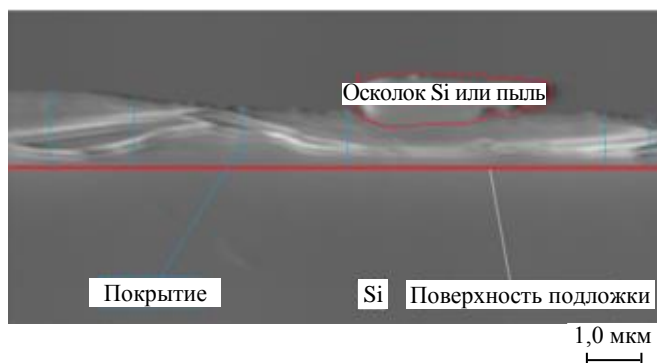


Рис. 9. Микрофотография сечения образца-свидетеля с многослойным покрытием AlN/Al

V—4Cr—4Ti (см. рис. 10), значительно отличаются. Отчётливо просматриваются структуры характерными размерами 0,5—2 мкм.

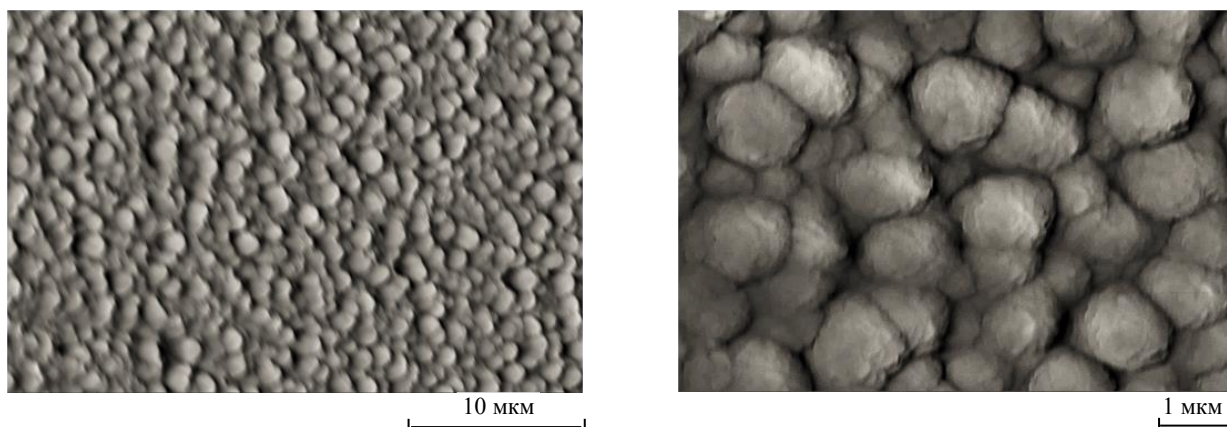


Рис. 10. Микрофотографии лицевой поверхности образца-свидетеля из неполированной V—4Cr—4Ti-фольги толщиной 100 мкм с осаждённым однослойным покрытием AlN/Al

Микроскопия многослойного покрытия (пять слоёв), нанесённого на полированную подложку из V—4Cr—4Ti, показана на рис. 11. Впоследствии исследовалась проницаемость дейтерия через этот образец. При создании многослойного покрытия толщина осаждаемого подслоя из Al в барьерном покрытии 4 (см. рис. 6) была в 3—10 раз меньше толщины подслоя из AlN. Толщина осаждаемого подслоя из AlN, в свою очередь, не превышала 0,1 мкм, при которой в нитридных покрытиях не происходит образование крупномасштабных столбчатых структур [46, 45]. Как видно на рис. 11, при осаждении многослойного покрытия на поверхности также наблюдаются схожие с приведёнными на рис. 10 структуры, однако их характерные размеры несколько меньше и составляют 0,1—0,4 мкм.

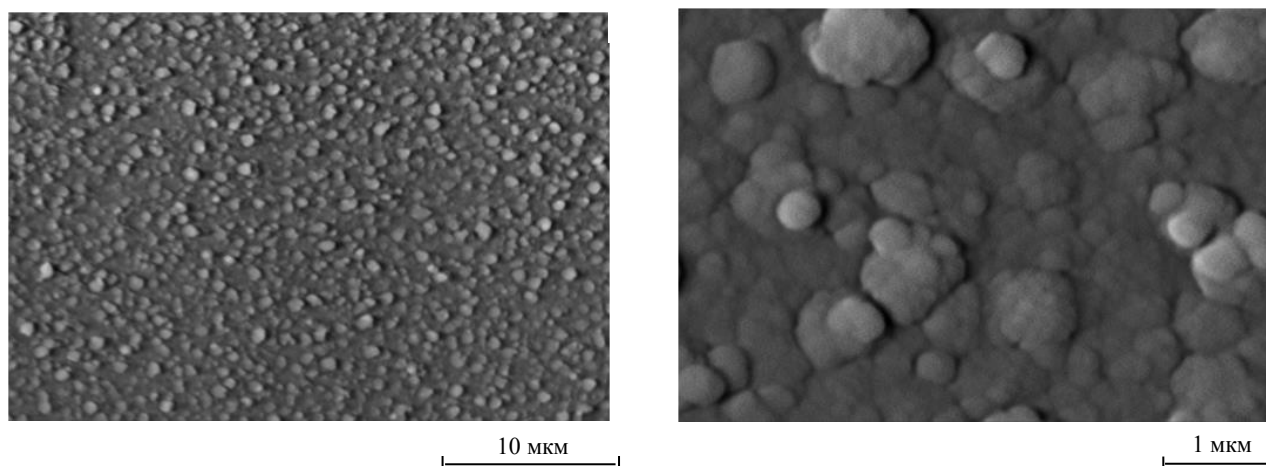


Рис. 11. Микрофотографии входной поверхности образца из полированной V—4Cr—4Ti-фольги с осаждённым многослойным покрытием AlN/Al

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОНИКНОВЕНИЯ ДЕЙТЕРИЯ

Для исследований проникновения дейтерия в данной работе применялся дифференциальный метод измерения газовой проницаемости. Суть метода заключается в измерении изменяющегося во времени потока газа, проходящего через исследуемую мембрану, при непрерывной откачке выходной поверхности мембраны. В начальный момент времени над входной поверхностью мембраны создаётся избыточное давление дейтерия. Через некоторое время, необходимое для того, чтобы атомы газа проникли через мембрану, парциальное давление дейтерия в камере регистрации начинает расти, а затем достигает стационарного значения. После откачки газа из камеры взаимодействия парциальное давление водорода в камере регистрации постепенно снижается.

Часто для описания процессов проникновения применяются численные методы, однако в некоторых предельных случаях зависимости проникающего потока от времени можно описать аналитическими вы-

ражениями [47]. В случае, если в объёме материала нет активных ловушек водорода (например, все ловушки заполнены и не создаётся новых), процесс проникновения из газа можно разделить на стадии: процессы на входной поверхности, диффузия через объём, процессы на выходной поверхности. Если диффузия происходит медленнее, чем процессы на поверхностях, то режим называют ограниченным диффузией (Diffusion Limited Regime, DLR), если диффузия происходит быстрее, режим называют лимитированным поверхностью (Surface Limited Regime, SLR). Временная зависимость, описывающая рост проникающего потока после импульсного нагружения входной поверхности образца водородом при давлении  $p$  в момент времени  $t = 0$ , может быть описана следующими выражениями [48, 49]:

$$J_{\text{DLR}} = \frac{DS\sqrt{p}}{L} \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \exp\left(-\frac{D\pi^2 n^2}{L^2} t\right) \right); \quad (2)$$

$$J_{\text{SLR}} = S^2 p \frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2} \tanh^2 \left( t \frac{S}{L} \sqrt{p K_1 (K_1 + K_2)} \right), \quad (3)$$

где  $D$  и  $S$  — коэффициенты диффузии и растворимости;  $p$  — давление над входной поверхностью;  $L$  — толщина образца;  $K_1$  и  $K_2$  — коэффициенты рекомбинации на входной и выходной поверхностях. В режиме DLR (2) проникающий поток не зависит от коэффициентов рекомбинации, в SLR (3) — от коэффициента диффузии. Как видно из выражений (2) и (3), при большом времени экспоненциальный ряд и гиперболический тангенс устремляются к единице и достигается постоянство проникающего потока от времени. При этом стационарные значения проникающего потока по-разному зависят от давления: для DLR — зависимость корневая, для SLR — линейная. Стационарное значение проникающего потока в DLR может быть записано как уравнение Ричардсона

$$J_{\text{DLR}} = \frac{DSp^{0.5}}{L} = \frac{Pp^{0.5}}{L} = \frac{P_0 \exp(-E_p/RT)}{L} p^{0.5}, \quad (4)$$

где  $P = DS$  — константа проницаемости;  $E_p$  — энергия активации проницаемости;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $T$  — температура, К. При этом зависимость константы проницаемости, как и коэффициентов диффузии и растворимости, от температуры аррениусовская. Коэффициенты рекомбинации  $K_1$  и  $K_2$  в зависимости от принятой модели сорбции могут также иметь аррениусовские температурные зависимости. Таким образом, рассмотренный способ определения эффективной температуры (1) при наличии значительных температурных градиентов представляется справедливым.

Напомним, что при обработке экспериментальных данных для мембраны без покрытия и мембран с покрытиями принимались температурные распределения, подобные представленным на рис. 3 и 4 соответственно. В результате расчётов с использованием выражения (1) эффективная температура мембраны без покрытия практически не отличалась и линейно зависела от температуры на обечайке:  $T_{\text{эф}} = 0,95T(R_3) + 6,7$ . Для мембран с покрытиями рассматривались два температурных профиля (см. рис. 4): линейное (ЛР) и ломаное линейное распределение (ЛЛР). Зависимость эффективной температуры мембраны с однослойным покрытием от  $T_{\text{м3}}$  (см. рис. 2, б) также была линейна и составляла  $T_{\text{ЛЛР}} = 0,814T_{\text{м3}} + 26,5$  и  $T_{\text{ЛР}} = 0,704T_{\text{м3}} + 41,7$ . Для мембраны с многослойным покрытием зависимость  $T_{\text{эф}}(T_{\text{м3}})$  составляла  $T_{\text{ЛЛР}} = 0,837T_{\text{м3}} + 22,2$  и  $T_{\text{ЛР}} = 0,707T_{\text{м3}} + 41,3$ . Таким образом, температурная зависимость проникающего потока  $J_{\text{эсп}}(T)$  для ЛЛР будет смещена в область более высоких температур, ЛР — низких. В представленных далее данных в качестве температуры мембраны без покрытия используется расчётная эффективная величина, для мембран с покрытиями — усреднение  $T_{\text{эф}} = (T_{\text{ЛР}} + T_{\text{ЛЛР}})/2$  с погрешностями, крайние значения которых ЛР и ЛЛР.

На рис. 12 показаны нормированные на максимальное значение зависимости от времени по-

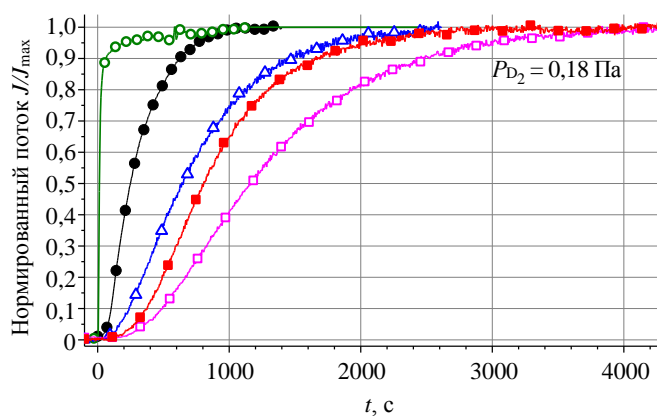


Рис. 12. Зависимости от времени потока дейтерия, проникающего через покрытие и не покрытые образцы из V—4Cr—4Ti при близких температурах: ● — без покрытия, слой окислов, 475 °C; ○ — без покрытия, после чистки Ar<sup>+</sup>, 475 °C; ▲ — однослойное, 418 ± 21 °C; □ — многослойное, 393 ± 21 °C; ■ — многослойное, 440 ± 25 °C

тока дейтерия, проникающего через непокрытый образец и образцы с покрытиями при близких температурах. Во время экспозиции входных поверхностей мембран в дейтерии откачка камеры не прекращалась с целью минимизации влияния остаточных газов в камере экспозиции (пары воды, СО и др.) на состояние входной поверхности. Временная зависимость проникающего потока дейтерия через образец без покрытия была получена после нескольких циклов прогрева в вакууме и экспозиции с дейтерием в течение 10 ч при температуре от 405 до 475 °С. Как видно на рисунке, фронт достаточно пологий и стационарное значение проникающего потока достигается через 1000 с от начала экспозиции в газе.

На рисунке также показана зависимость проникающего потока от времени, полученная сразу после чистки входной поверхности мембраны облучением ионами аргона энергией ~300 эВ/Аг в течение ~10 мин. Плотность ионного тока в процессе облучения составляла  $I_{Ar} \sim 1$  мА/см<sup>2</sup>. Временной интервал между выключением чистящего разряда и подачей дейтерия (время, требуемое для откачки аргона) составлял не более 30 с. Как видно на рисунке, проникающий поток стремительно рос и достигал величины  $0,9J_{max}$  за время ~60 с от момента нагружения газом входной поверхности мембраны. Особенность на кривой ( $t \sim 600$  с) связана с незначительным изменением давления в камере экспозиции в выделенном эксперименте, обусловленным неточностью при его ручной регулировке и высокой скоростью проникновения дейтерия. Из временных зависимостей потока видно, что покрытия существенно замедляют выход проникающего потока дейтерия к стационарному значению, т.е. снижают коэффициент диффузии.

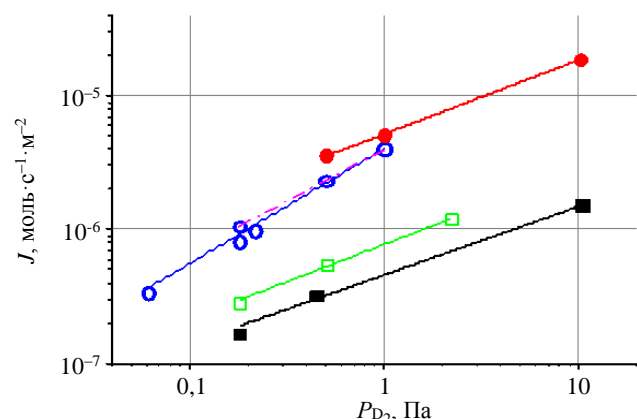


Рис. 13. Зависимость стационарных значений проникающих потоков от давления у входной поверхности через подложку из V—4Cr—4Ti и их аппроксимация:  $\circ$  —  $T = 474$  °С,  $J = 4,03 \cdot 10^{-6} p^{0,86}$ ;  $\bullet$  —  $T = 565$  °С,  $J = 5,18 \cdot 10^{-6} p^{0,56}$ ,  $J \sim p^{0,77}$ , образцы с покрытиями:  $\square$  — однослойное,  $T = 378 \pm 18$  °С,  $J_{1 пар} = 7,75 \cdot 10^{-7} p^{0,56}$ ;  $\blacksquare$  — многослойное,  $T = 462 \pm 25$  °С,  $J_{5 пар} = 7,57 \cdot 10^{-7} p^{0,56}$

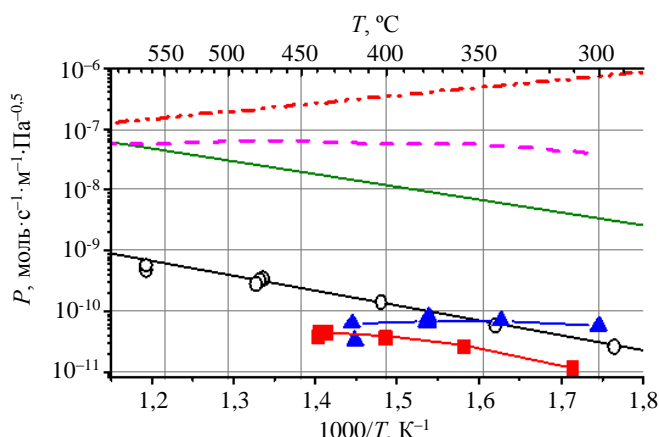


Рис. 14. Зависимость констант водородопроницаемости от эффективной обратной температуры для покрытых и не покрытых образцов из V—4Cr—4Ti:  $\circ$  — V—4Cr—4Ti, без покрытия,  $P = 5,8 \cdot 10^{-7} e^{-46900/(RT)}$ ;  $\blacktriangle$ ,  $\blacksquare$  — однослойное и многослойное покрытие на подложках из V—4Cr—4Ti; литературные данные для ванадия и его сплавов:  $\cdots$  — V, H<sub>2</sub>, DS, DLR (R. Causey [29]);  $---$  — V—4Cr—4Ti, H<sub>2</sub>, 10—50 Па, SLR, «чистая поверхность» (Т. Кульсаров [50]);  $---$  — V—6Cr—5Ti, H<sub>2</sub>, 100—1000 Па, SLR (О. Romanenko [51])

Время, необходимое для достижения стационарного значения проникающего потока, по сравнению с образцом без покрытия, входная поверхность которого была очищена облучением ионами аргона, больше на 3000 с. Оцененный по выражению (2) коэффициент диффузии дейтерия для образцов с покрытием составляет  $\sim 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/с, в то время как для ванадия и его сплавов [29] при  $T \sim 400$  °С он находится в диапазоне  $0,05—2 \cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с.

На рис. 13 показаны зависимости стационарных значений потоков, проникающих через покрытый и непокрытый образцы из V—4Cr—4Ti, в диапазоне давления у входной поверхности 0,06—10 Па при некоторых температурах мембраны. Экспериментально полученные значения  $J(p)$  были аппроксимированы степенной зависимостью. Видно, что для образца без покрытия корневая зависимость от давления (DLR,  $J \sim p^{0,5}$ ) достигается при давлении  $>0,5$  Па и температуре 565 °С. Для образцов с покрытиями диффузионно-ограниченный режим проникновения наблюдался в более широком диапазоне давления (0,18—10 Па), что позволяет оценить константу проницаемости дейтерия как образца с покрытием, так и самого покрытия, зная величину водородопроницаемости подложки при той же температуре.

На рис. 14 представлена температурная зависимость констант водородопроницаемости для покрытой и непокрытой мембраны из V—4Cr—Ti в сравнении с литературными данными. Как видно на рисунке, значение константы проницаемости дейтерия для V—4Cr—4Ti, полученное в

настоящей работе, меньше на 1,5—3 порядка, чем литературные данные для V—Cr—Ti-сплавов, однако обладает близкой энергией активации (4) (схожие углы наклона кривых на графике) к данным из работы [51]. На рисунке также показана константа проницаемости водорода (протия) через чистый ванадий, рассчитанная с использованием рекомендованных автором обзора [29] R. Causey коэффициентов диффузии и растворимости:  $P = DS = 4 \cdot 10^{-9} \exp(-24\,700/(RT))$  моль·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·Па<sup>-0,5</sup>. Отметим, что в данном выражении энергия активации водородопроницаемости имеет отрицательную величину — проникающий поток уменьшается с ростом температуры.

Полученная в настоящей работе энергия активации константы проницаемости по дейтерию  $E_p = 46,9$  кДж/моль хорошо согласуется с данными работы [52], в которой  $E_p$  составляла 46,6 кДж/моль для отожжённого в вакууме образца из сплава V—4Cr—4Ti. Авторы работы [52] объясняли увеличение  $E_p$  (с 14,9 до 46,6 кДж/моль) и снижение проницаемости отожжённого образца (на 2—4 порядка) по сравнению с не отожжённым сегрегацией титана на поверхности в процессе вакуумного отжига ( $T = 1000$  °С, 2 ч,  $p \sim 3 \cdot 10^{-5}$  Па) [53] и его последующего окисления в среде остаточных газов (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub>). По всей видимости, схожая ситуация наблюдалась и для исследованного в настоящей работе образца из сплава V—4Cr—4Ti, поверхности которого не обрабатывались механически после проведённого изготовителем стабилизационного отжига ( $T = 1000$  °С, 1 ч,  $p \sim 10^{-3}$  Па). Таким образом, на основании сопоставления полученных экспериментальных данных для сплава V—4Cr—4Ti и литературных данных можно заключить, что образованная в процессе стабилизирующего отжига образца оксидная плёнка достаточно устойчива и также снижает проникающие потоки на 2—4 порядка величины при  $T = 900—600$  К.

Константы проницаемости дейтерия для образцов с покрытиями в сравнении с подложкой в более наглядном масштабе показаны на рис. 15. Напомним, в настоящей работе покрытия осаждались на отполированные с двух сторон подложки. Таким образом, можно считать поверхности подложек свободными от окислов, образованных в процессе вакуумной термообработки фольги, однако не стоит исключать возможность образования подобных окислов в процессе осаждения покрытий. Как видно на рисунке, осаждённые покрытия демонстрируют снижение проницаемости по дейтерию в несколько раз (до 6) по сравнению с подложкой без покрытия и на ~3—5 порядков — по сравнению с литературными данными для ванадия и V—Cr—Ti и его сплавов (см. рис. 14). Погрешностями по температуре на рис. 15 отмечены границы, которые соответствуют принятым температурным распределениям ЛЛР и ЛР слева и справа соответственно.

Полученные данные были аппроксимированы аррениусовской зависимостью. Для образца с однослойным покрытием зависимость проводилась через наибольшие значения констант проницаемости. Большинство значений констант проницаемости для мембраны с однослойным покрытием были получены последовательно при увеличении температуры. Значения, обозначенные буквами А и Б, были получены последовательно и последними в серии экспериментов с образцом. Между точками А и Б мембрана несколько раз прогревалась в вакууме при  $T \leq 450$  °С. Снижение проницаемости, вероятно, связано с окислением алюминия (адгезионного подслоя) или алюминия в покрытии, не образовавшего нитрид (AlN). Как видно на рис. 15, в области температуры <360 °С водородопроницаемость мембраны с однослойным покрытием сравнима и даже несколько больше, чем мембраны без покрытия. Напомним (см. рис. 13), что для V—4Cr—4Ti без покрытия режим, близкий к DLR, достигается при  $T_{\text{эф}} = 565$  °С и  $p > 0,5$  Па, при снижении температуры до  $T_{\text{эф}} = 474$  °С в диапазоне

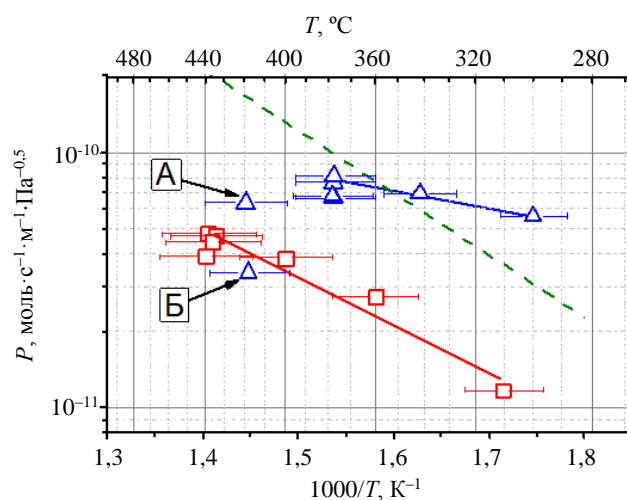


Рис. 15. Зависимость от обратной эффективной температуры констант проницаемости дейтерия для образцов с покрытиями и подложки V—4Cr—4Ti: — — без покрытия,  $P = 5,8 \cdot 10^{-7} e^{-46900/(RT)}$ ;  $\Delta$  — однослойное покрытие,  $P = 9,2 \cdot 10^{-10} e^{-13276/(RT)}$ ;  $\square$  — многослойное покрытие,  $P = 1,45 \cdot 10^{-8} e^{-33865/(RT)}$

давления 0,5—1 Па показатель в зависимости проникающего потока от давления был выше ( $J \sim p^{0,77}$ ), что соответствует промежуточному между DLR и SLR режиму проникновения. Ввиду этого в области температуры <474 °С формула для DLR, вероятно, даёт заниженную оценку на величину константы проницаемости. Существенное влияние поверхностных процессов на проникновение водорода через ванадий и сплавы на его основе часто наблюдается в экспериментах по проницаемости [50, 51, 54], что во многом обусловлено их высокой химической активностью и значительными коэффициентами диффузии и растворимости изотопов водорода. В результате присутствие даже незначительных концентраций примесей в водороде способствует значительному увеличению доли рекомбинационных процессов и уменьшению доли процессов диссоциативной хемосорбции на поверхности. Таким образом, в области низких давлений (или водорода с примесями) преобладание рекомбинационных процессов вызывает недонасыщенность экспонируемой поверхности водородом, что приводит к невыполнению закона Сивертса, и в результате наблюдается SLR  $J \sim p$  (3). При большем давлении (чистом газе) равновесие на поверхности смещается в область диссоциативной хемосорбции и режим проникновения водорода может становиться ограниченным диффузией DLR (2). Данное обстоятельство, а также образование слоёв окислов на поверхности, по-видимому, и объясняет отклонение от рассчитанной максимальной константы водородопроницаемости  $P = DS$  из обзора [29], в котором  $DS$  были получены независимо от  $P$  в экспериментах по водородопроницаемости [54].

Для описания эффективности работы покрытий в плане подавления проникновения водорода используют коэффициент снижения проницаемости

$$\text{PRF} = J_1/J_2, \quad (5)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — потоки, проникающие через мембрану без покрытия (подложку) и мембрану с покрытием. Стоит отметить, что величина снижения проникающих потоков также зависит и от водородопроницаемости подложки и для определения эффективности покрытия целесообразно рассматривать систему подложка—покрытие как многослойную мембрану. В общем случае это представляет собой достаточно сложную задачу: необходимы учёт коэффициентов рекомбинации на границе слоёв мембраны, учёт разности растворимостей на границах слоёв и т.д. Однако в режиме, ограниченном диффузией, поток, проникающий через многослойную мембрану, может быть записан как [55]

$$J_{\text{DLR}} = \left( \sum_{i=1}^n \frac{L_i}{P_i p^{0,5}} \right)^{-1}, \quad (6)$$

где  $P_i$  — константа водородопроницаемости для  $i$ -го слоя мембраны;  $L_i$  — толщина  $i$ -го слоя;  $p$  — давление у входной поверхности мембраны. При сравнении с формулой Ричардсона (4) хорошо виден переход от случая многослойной мембраны к однослойной при  $n = 1$ . Величина проникающего потока через двухслойную мембрану, состоящую из подложки и покрытия, может быть описана выражением, полученным из (6) для  $n = 2$ :

$$J_{\text{DLR}} = p^{0,5} \left( \frac{P_1 P_2}{L_1 P_2 + L_2 P_1} \right) = p^{0,5} \frac{P}{L}, \quad (7)$$

где  $P_1$  и  $L_1$  ( $P_2$  и  $L_2$ ) — константа водородопроницаемости и толщина подложки (покрытия);  $P$  — определённое по результатам экспериментов значение константы водородопроницаемости мембраны с покрытием;  $L = L_1 + L_2$  — толщина мембраны с покрытием. Тогда из выражений (7) и (5) можно выразить константу водородопроницаемости покрытия как

$$P_2 = \frac{P L_2 P_1}{P_1 L - P L_1} = \frac{L_2 P_1}{\text{PRF}(L - L_1)}. \quad (8)$$

При оценках подобного рода подразумевается однородность свойств покрытия по толщине. В противном случае необходимо рассматривать мембрану, состоящую из большего числа слоёв.

На рис. 16 показана температурная зависимость константы проницаемости исследованных в работе покрытий ( $P_2$ ) по дейтерию, рассчитанная из выражения (8). Для сравнения также приведены данные по водородопроницаемости чистого алюминия, взятые из обзора [56].

В данной оценке толщины многослойного и однослойного покрытий были взяты равными 1 и 2,3 мкм соответственно. Поскольку  $P$  исследованной V—4Cr—4Ti-подложки и образца с однослойным покрытием оказались близкими величинами (см. рис. 15), для оценки водородопроницаемости однослойного покрытия  $P_2$  за величину водородопроницаемости подложки  $P_1$  была принята  $P_1 = DS = 4 \cdot 10^{-9} \exp(24\,700/RT)$  моль·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·Па<sup>-0,5</sup> для чистого ванадия из обзорной работы [29] (см. рис. 14). Погрешностью на рис. 16 для образца с многослойным покрытием показана величина константы водородопроницаемости покрытия  $P_2$ , если в качестве  $P_1$  взять величину  $P_1$  для чистого ванадия [29]. Как видно на рис. 16, процесс проникновения водорода в чистом алюминии обладает большей энергией активации по сравнению с исследованными в работе покрытиями, и, вероятно, их константы водородопроницаемости сравнимы в диапазоне температуры 550—590 °С.

Несмотря на то, что достаточно много работ посвящено исследованию свойств изоляционного покрытия AlN [17—23], в литературе практически отсутствуют данные по его водородной проницаемости. Исключение составляют данные, представленные в работе [57], в которых AlN-покрытие толщиной 0,4 мкм осаждалось ВЧ-магнетроном на подложку из аустенитной стали SS316L толщиной 0,5 мм. После 4 ч осаждения образец с покрытием выдерживался в атмосфере азота при температуре 600 °С в течение 1 ч. Стоит отметить, что данные, представленные в работе [57], не в полной мере согласуются с данными других работ. Так, например, энергия активации проницаемости дейтерия через подложку из стали SS316L и образца с покрытием оценивается авторами работы как  $E_p = 43,83$  и  $57,48$  кДж/моль соответственно. Хотя согласно литературным данным [58, 59] для сталей SS316IG, SS316L, как и многих других сталей аустенитного класса,  $E_p$  обычно больше и лежит в диапазоне 55—80 кДж/моль. Также стоит отметить, что калибровка QMS в работе [57], по-видимому, не проводилась и величины проницающих потоков даны в относительных величинах. Тем не менее авторы оценивают PRF образца с покрытием как 36—144 для диапазона температуры 600—250 °С. Таким образом, для оценки константы проницаемости AlN-покрытия по дейтерию  $P_2$  в качестве константы водородопроницаемости подложки нами использовалась величина  $P_1 = 4,6 \cdot 10^{-7} \exp(71\,200/RT)$  моль·м<sup>-1</sup>·с<sup>-1</sup>·Па<sup>-0,5</sup> из работы [58]. Аналогично минимальное значение проницаемости AlN-покрытия по дейтерию было оценено при использовании константы водородопроницаемости подложки  $P_1$  из работы [29], максимальное — из работы [60] с учётом изотопического эффекта (классическое приближение  $P_{H_2}/P_{D_2} \sim 2^{0,5}$ ), которые показаны на рис. 17 диапазоном погрешностей.

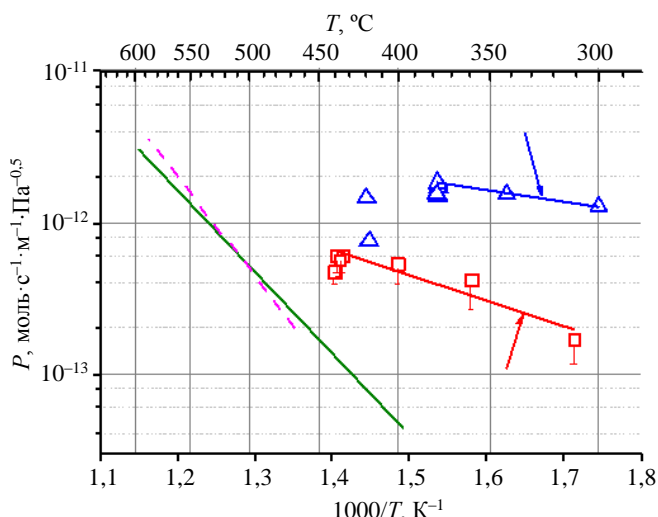


Рис. 16. Зависимость констант проницаемости дейтерия от обратной температуры для:  $\square$  — многослойного AlN-покрытия, подложка V—4Cr—4Ti (эта работа);  $\triangle$  — однослойного AlN-покрытия, подложка V,  $P = DS$  (R.A. Causey); — — —  $P_2 = 2,64 \cdot 10^{-11} \exp(-14480/RT)$ ; — — —  $P_2 = 1,41 \cdot 10^{-10} \exp(-31846/RT)$ . Литературные данные по константам проницаемости  $H_2$  для чистого Al [56]: — — —  $P_2 = 4,5 \cdot 10^{-5} \exp(-102766/RT)$  (Cochran, 1961); - - - - -  $1,8 \cdot 10^{-4} \exp(-126795/RT)$  (Eichenauer and Pebler, 1957)

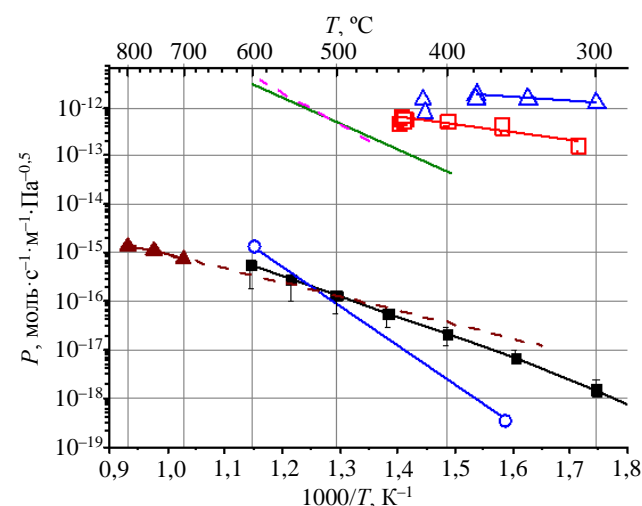


Рис. 17. Зависимость констант проницаемости дейтерия для AlN-покрытий, чистого Al и расчётных величин для AlN- и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-покрытий от обратной температуры:  $\square$  — многослойное AlN;  $\triangle$  — однослойное AlN; — — — Al,  $H_2$  (Cochran, 1961) [56]; - - - - - Al,  $H_2$  (Eichenauer and Pebler, 1957) [56];  $\circ$  — Al,  $H_2$  (Eichenauer, 1961) [56];  $\blacksquare$  — AlN, расчёт,  $D_2$ ,  $P_2 = 7,3 \cdot 10^{-11} \exp(-84807/RT)$  (Jie Wang, 2016) [57];  $\blacktriangle$  — Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, расчёт,  $D_2$  (D. Levchuk, 2004) [61]

В работе [61] исследовалось проникновение дейтерия как через подложку из ферритно-мартенситной стали Eurofer толщиной 0,27 мм, так и через подложку с осаждённым  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -покрытием толщиной 1 мкм. Проницаемость образца с покрытием при взаимодействии с газообразным дейтерием оказалась на три порядка величины ниже, чем образца без покрытия ( $\text{PRF} = 1000$ ). Проникновение дейтерия происходило в промежуточном между DLR и SLR режиме ( $J \sim p^{0,7}$ ). Оцененная величина проницаемости  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -покрытия по дейтерию также приведена на рис. 17 — ( $\blacktriangle$ ). На рисунке также приведены данные из работы [56] для, вероятно, окисленного алюминия ( $\circ$ ).

Как видно на рисунке, оцененные величины констант проницаемости  $\text{AlN}$ - и  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -покрытий по дейтерию весьма близки и сопоставимы с данными для окисленного алюминия [56], что представляет собой крайне любопытный факт ввиду недостаточной освещённости  $\text{AlN}$ -покрытий в литературе по сравнению с  $\text{Al}_2\text{O}_3$  в плане снижения проникновения водорода.

### МОРФОЛОГИЯ ОБРАЗЦОВ ПОСЛЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Фотографии образцов с покрытиями после экспериментов показаны на рис. 18. Видно, что многослойное покрытие оказалось существенно более устойчивым к термоциклированию, и в отличие от однослойного не отшелушилось. Растрескивание однослойного покрытия произошло вблизи края мембраны.

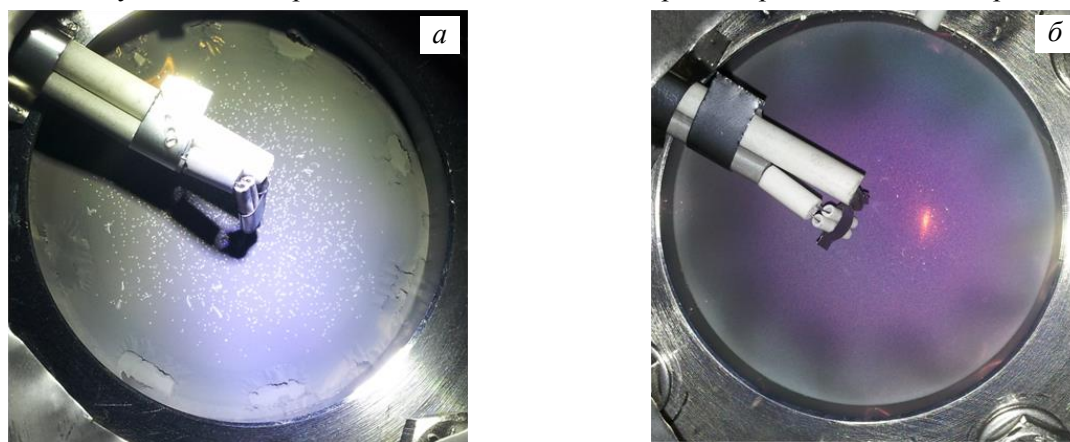
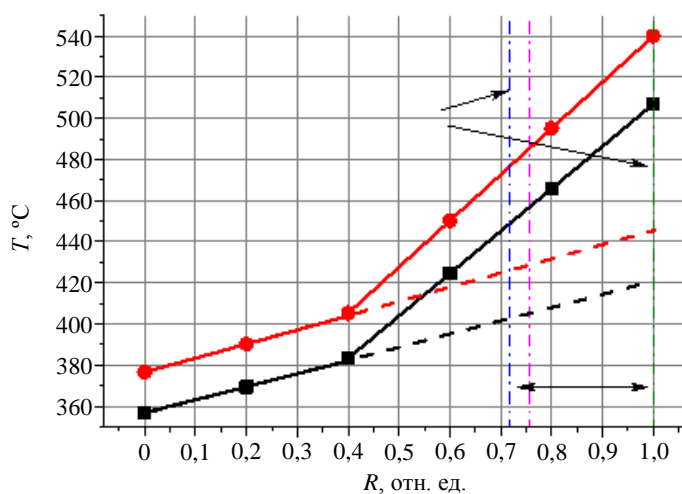


Рис. 18. Образцы с покрытием после экспериментов: *a* — однослойное покрытие; *б* — многослойное покрытие

На рис. 19, *a* показана фотография входной поверхности мембраны с однослойным покрытием после аккуратного извлечения образца из держателя. При демонтаже образца покрытие полностью отшелушилось с значительной площади мембраны. Вероятно, к отшелушиванию покрытия привело много-



*a*



*б*

Рис. 19. Фотография входной поверхности мембраны с однослойным покрытием после экспериментов и демонтажа образца из держателя (*a*); распределение температур в процессе экспериментов и прогревов образца в вакууме (*б*): — — — — — границы области с отшелушившимся покрытием;  $\blacksquare$  — ЛЛР,  $T_{\text{эф}} = 439$  °С, эксперимент;  $\bullet$  — ЛЛР,  $T_{\text{эф}} = 466$  °С, прогрев; - - - - - ЛР

кратное чередование прогрева и остывания образца в ходе экспериментов при высоких температурах. Исходя из максимальных температур и предполагаемых температурных распределений (рис. 19, б) в экспериментах и при прогреве образца, разрушение покрытия, вероятно, произошло при достижении температуры  $\sim 400\text{--}460\text{ }^\circ\text{C}$ .

Микрофотография выделенной на рис. 19, а области мембраны представлена на рис. 20. Напомним, что суммарная толщина осаждённого однослойного покрытия составляла  $\sim 2,3\text{ }\mu\text{м}$ . Как видно на рис. 20, для области с отшелушившимся покрытием (I) (подслой из Al толщиной  $\sim 0,8\text{ }\mu\text{м}$ ) характерна достаточно неоднородная структура. Ввиду чего верхний защитный слой из AlN (II), вероятно, отшелушился за счёт механических деформаций, возникающих в покрытии при нагреве, которые обусловлены отличиями в коэффициентах теплового расширения подложки из V—4Cr—4Ti и осаждённых подслоёв, а также их значительной толщиной. Также вероятно недостаточная адгезионная прочность между слоями AlN и Al.

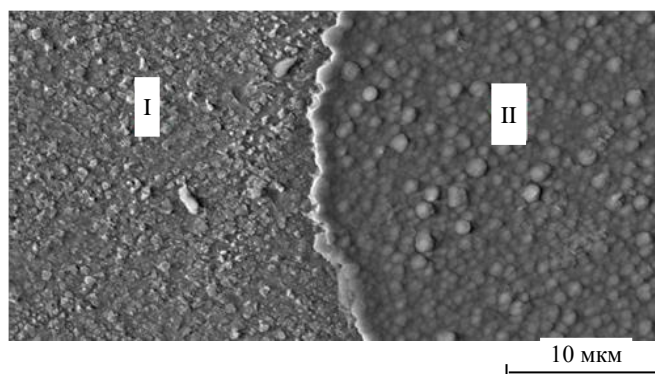


Рис. 20. Микрофотография выделенной на рис. 19, а области на лицевой поверхности мембраны с однослойным покрытием: I — область с отшелушившимся покрытием (Al); II — AlN-покрытие

Таким образом, отмеченное снижение проницаемости дейтерия через образец с однослойным покрытием при увеличении температуры (значения А и Б на рис. 15) может быть связано с растрескиванием AlN-покрытия и частичным окислением адгезионного подслоя, что представляется возможным ввиду наличия в остаточном вакууме в камере экспозиции паров воды ( $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-6}\text{ Па}$ ).

Многослойное покрытие осаждалось на более тонкий адгезионный подслоя из Al ( $\sim 0,5\text{ }\mu\text{м}$ ), при этом толщина защитного слоя, состоявшего из пяти пар подслоёв AlN/Al, составляла  $\sim 0,5\text{ }\mu\text{м}$  и была меньше толщины защитного слоя из AlN однослойного покрытия в  $\sim 3$  раза. Толщина подслоёв из Al была в 3—10 раз меньше толщины подслоёв из AlN, совокупность которых составляла защитную часть многослойного покрытия. Толщина подслоя из AlN не превышала  $0,1\text{ }\mu\text{м}$ , при которой согласно [45, 46] образование поперечных столбчатых структур в нитридных покрытиях не происходит. В результате многослойное покрытие проявило большую механическую и когезионную прочность и стойкость при термоциклировании. Несмотря на несколько более высокие температуры прогрева мембраны с многослойным покрытием в ходе экспериментов, морфология входной и выходной поверхности образца не изменилась и неотличима от морфологии тех же поверхностей до экспериментов (см. рис. 11).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что исследованные многослойное (пять слоёв) и однослойное (пара слоёв) AlN/Al-покрытия приводят к уменьшению проникающего потока изотопов водорода в несколько раз по сравнению с исследуемым в работе неполированным образцом из сплава V—4Cr—4Ti (вероятно, покрытым стойким слоем оксида титана, сегрегированного и окисленного в процессе термообработки в вакууме). По сравнению с литературными данными о проникновении водорода через ванадий и его сплавы с поверхностью, свободной от окислов, потоки через образцы с защитными покрытиями меньше на 3—4 порядка величины.

Оцененные константы проницаемости покрытий по дейтерию сопоставимы по абсолютной величине с проницаемостью чистого алюминия и, вероятно, при их выдержке в среде азота или кислорода при повышенных температурах способны продемонстрировать большую эффективность в плане снижения водородопроницаемости. Совершенствование технологии нанесения покрытий, вероятно, также сможет привести к повышению их эффективности. По совокупности свойств (термомеханических, изоляционных, умеренному распуханию под воздействием нейтронного облучения, теплопроводности на порядок больше, чем у оксидных покрытий) AlN-покрытия кажутся привлекательными для применения в ТЯР как в качестве изоляционного [17], так и в качестве покрытия, снижающего проницаемость изотопов водорода [57].

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 15-08-07625 А (в части исследования проницаемости дейтерия через ванадиевые мембраны с покрытием) и Российского научного фонда, грант № 17-72-20191 (в части исследования проницаемости ванадиевых мембран при плазменном облучении).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Субботин М.Л., Курбатов Д.К., Голубчиков Л.Г.** Социально-экономические аспекты использования конструкционных материалов, критичных для развития термоядерной энергетики. Ванадиевые сплавы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, № 1, с. 30—41.
2. **Shikov A.K., Beliakov V.A.** Overview of recent Russian materials and technologies R&D activities related to ITER and DEMO constructions. — J. of Nucl. Mater., 2007, vol. 367—370, p. 1298—1304.
3. **Votinov S.N., Bondarenko G.G., Dedyurin A.I., Borovitskaya I.V.** Corrosion resistance of vanadium alloys in lithium under neutron irradiation. — Металлы, 2003, № 2, с. 67—73.
4. **Grossbeck M.L.** Creep of V—4Cr—4Ti in a lithium environment. — J. of Nucl. Mater., 2002, vol. 307—311, p. 615—619.
5. **Алексеев О.А., Вотинов С.Н., Губкин И.Н., Карасев Ю.В., Колотушкин В.П., Никулин С.А., Потанина Л.В., Сергеев С.Г., Соколовский Д.В.** Ванадиевый сплав, плакированный ферритной нержавеющей сталью, — материал оболочек твэлов реакторов на быстрых нейтронах. — Перспективные материалы, 2009, № 4, с. 34—42.
6. **Блохин Д.А., Потапенко М.М., Чернов В.М., Блохин А.И., Демин Н.А., Сипачев И.В.** Ядерные физические свойства сплава V—4Ti—4Cr в условиях длительного нейтронного облучения в быстром БН-600 и термоядерном ДЕМО-РФ реакторах. — Перспективные материалы, 2010, № 5, с. 41—47.
7. **Колотов В.П.** Теоретические и экспериментальные подходы к решению задач активационного анализа, гамма-спектрометрии и создания малоактивируемых материалов. Автореферат диссертации на соискание учёной степени доктора химических наук. Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского. Москва, 2007.
8. **Loomis B.A., Smith D.L., Garner F.A.** Swelling of neutron-irradiated vanadium alloys. — J. of Nucl. Mater., 1991, vol. 179—181, part 1, p. 771—774.
9. **Smith D.L., Chung H.M., Loomis B.A., Tsai H.-C.** — Ibid., 1996, vol. 233—237, p. 356
10. **Fujiwara M., Takanashi K., Satou M., Hasegawa A., Abe K., Kakiuchi K., Furuya T.** Influence of Cr, Ti concentrations on oxidation and corrosion resistance of V—Cr—Ti type alloys. — Ibid., 2004, vol. 329—333, № 1—3, part A, p. 452—456.
11. **Markovskij D.V., Forrest R.A., Freiesleben H., Richter D., Seidel K., Unholzer S., Kovalchuk V.D., Tereshkin V.I.** Experimental investigation of radioactivities induced in fusion reactor structural materials by 14-MeV neutrons. — Fusion Engineering and Design, 2000, vol. 51—52, p. 695—700.
12. **Chernov V.M., Leonteva-Smirnova M.V., Potapenko M.M., Budylkin N.I., Devyatko Yu.N., Ioltoukhovskiy A.G., Mironova E.G., Shikov A.K., Sivak A.B., Yermolaev G.N., Kalashnikov A.N., Kuteev B.V., Blokhin A.I., Loginov N.I., Romanov V.A., Belyakov V.A., Kirillov I.R., Bulanova T.M., Golovanov V.N., Shamardin V.K. et al.** Structural materials for fusion power reactors — the RF R&D activities. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, № 8, p. 839—848.
13. **Kupriyanov I.B., Bazaleev E.N., Kurbatova L.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Evtikhin V.A.** Some features of beryllium corrosion behavior in Be-liquid Li—V—4Ti—Cr alloy system. — Fusion Engineering and Design, 2005, vol. 75—79, p. 885—889.
14. **Budilkin N.I., Alekseev A.B., Golikov I.V., Kazennov Yu.I., Khramtsov V.F., Mironova E.G., Tselischev A.V.** Comparison of mechanical properties and structure of vanadium alloys relevant to demo conditions of the first wall and blanket. — J. of Nucl. Mater., 1996, vol. 233—237, p. 431—437.
15. **Chen J.M., Chernov V.M., Kurtz R.J., Muroga T.** Overview of the vanadium alloy researches for fusion reactors. — Ibid., 2011, vol. 417, iss. 1—3, p. 289—294.
16. **Bhattacharyay R.,** Indian TBM team. Status of Indian LLCB TBM program and R&D activities. — Fusion Engineering and Design, 2014, vol. 89, iss. 7—8, p. 1107—1112.
17. **Lyublinski I.E., Evtikhin V.A., Vertkov A.V., Ezhov N.I., Shcherbakov V.M.** Experimental study of lithium MHD flow in slotted channel from V—4Ti—4Cr alloy. — Ibid., 2005, vol. 75—79, p. 1071—1074.
18. **Smith D.L., Natesan K., Park J.-H., Reed C.B., Mattas R.F.** Development of electrically insulating coatings on vanadium alloys for lithium-cooled blankets. — Ibid., 2000, vol. 51—52, p. 185—192.
19. **Yano T., Futamura Y., Imai M., Yoshida K.** Recovery behavior of neutron-induced damage of AlN irradiated at higher temperatures by thermal annealing. — J. of Nucl. Mater., 2013, vol. 440, iss. 1—3, p. 495—499.
20. **Smith D.L., Park J.-H., Lyublinski I., Evtikhin V., Perujo A., Glassbrenner H., Terai T., Zinkle S.** Progress in coating development for fusion systems. — Fusion Engineering and Design, 2002, vol. 61—62, p. 629—641.
21. **Sawada A., Suzuki A., Terai T., Muroga T.** Properties of AlN coatings produced by RF sputtering method. — J. of Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, part B, p. 1411—1413.
22. **Sawada A., Suzuki A., Terai T.** Lithium compatibility of insulator coatings fabricated by RF sputtering method. — Fusion Engineering and Design, 2006, vol. 81, iss. 1—7, p. 579—582.
23. **Yano T., Ichikawa K., Akiyoshi M., Tachi Y.** Neutron irradiation damage in aluminum oxide and nitride ceramics up to a fluence of  $4.2e + 26 \text{ n/m}^2$ . — J. of Nucl. Mater., 2000, vol. 283—287, p. 947—951.
24. **Shikov A.K., Beliakov V.A.** Overview of recent Russian materials and technologies R&D activities related to ITER and DEMO constructions. — Ibid., 2007, vol. 367—370, p. 1298—1304.

25. **Koyama M., Fukumoto K., Matsui H.** Effects of purity on high temperature mechanical properties of vanadium alloys. — *Ibid.*, 2004, vol. 329—333, p. 442—446.
26. **Chen J., Qiu S., Yang L., Xu Z., Deng Y., Xu Y.** Effects of oxygen, hydrogen and neutron irradiation on the mechanical properties of several vanadium alloys. — *Ibid.*, 2002, vol. 302, iss. 2—3, p. 135—142.
27. **Chen J.M., Qiu S.Y., Muroga T., Xu Y., Nagasaka T., Chen Y., Deng Y., Xu Z.Y.** The hydrogen-induced ductility loss and strengthening of V-base alloys. — *Ibid.*, 2004, vol. 334, iss. 2—3, p. 143—148.
28. **Muroga T., Nagasaka T., Iiyoshi A., Kawabata A., Sakurai S., Sakata M.** NIFS program for large ingot production of a V—Cr—Ti alloy. — *Ibid.*, 2000, vol. 283—287, p. 711—715.
29. **Causey R.A., Karnesky R.A., San Marchi C.** Tritium Barriers and Tritium Diffusion in Fusion Reactors. — In: *Comprehensive Nuclear Materials*. — Oxford: Elsevier, 2012, p. 511—549.
30. **Franza F., Boccaccini L.V., Ciampichetti A., Zucchetti M.** Tritium transport analysis in HCPB DEMO blanket with the FUS-TPC code. — *Fusion Engineering and Design*, 2013, vol. 88, iss. 9—10, p. 2444—2447.
31. **D’Auria V., Dulla S., Ravetto P., Savoldi L., Utili M., Zanino R.** Design of a permeator-against-vacuum mock-Up for the tritium extraction from PbLi at low speed. — *Ibid.*, 2017, vol. 121, p. 198—203.
32. **Garcinuño B., Rapisarda D., Fernández I., Moreno C., Palermo I., Ibarra Á.** Design of a permeator against vacuum for tritium extraction from eutectic lithium-lead in a DCLL DEMO. — *Ibid.*, 2017, vol. 117, p. 226—231.
33. **Hatano Y., Busnyuk A., Alimov V., Livshits A. I., Nakamura Y., Matsuyama M.** Influence of oxygen on permeation of hydrogen isotopes through group 5 metals. — *Fusion Science and Technology*, 2008, vol. 54, iss. 2, p. 526—529.
34. **Livshits A.I., Notkin M.E., Samartsev A.A., Busnyuk A.O., Doroshin A.Yu., Pistunovich V.I.** Superpermeability to fast and thermal hydrogen particles: applications to the pumping and recycling of hydrogen isotopes. — *J. of Nucl. Mater.*, 1992, vol. 196, p. 159—163.
35. **Мусяев Р.К., Лебедев Б.С., Юхимчук А.А., Буснюк А.О., Самарцев А.А., Ноткин М.Е., Лившиц А.И.** Исследование явления сверхпроницаемости изотопов водорода через ванадиевую мембрану на установке «Прометей». — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2008, № 2, с. 26—31.
36. **Nakamura Y., Sengoku S., Nakahara Y., Suzuki H., Ohya N., Busnyuk A., Notkin M., Livshits A.** Deuterium pumping experiment with superpermeable Nb membrane in JFT-2M tokamak. — *J. of Nucl. Mater.*, 2000, vol. 278, iss. 2, p. 312—319.
37. **Alimov V.N., Busnyuk A.O., Notkin M.E., Livshits A.I.** Pd—V—Pd composite membranes: hydrogen transport in a wide pressure range and mechanical stability. — *J. of Membrane Science*, 2014, vol. 457, p. 103—112.
38. **Kuteev B.V., Shpanskiy Yu.S., DEMO-FNS Team.** Status of DEMO-FNS development. — *Nucl. Fusion*, 2017, vol. 57, p. 076039 (8 p.).
39. **Sergeev V.Yu., Kuteev B.V., Bykov A.S., Gervash A.A., Glazunov D.A., Goncharov P.R., Dnestrovskij A.Yu., Khayrutdinov R.R., Klishchenko A.V., Lukash V.E., Mazul I.V., Molchanov P.A., Petrov V.S., Rozhansky V.A., Shpanskiy Yu.S., Sivak A.B., Skokov V.G., Spitsyn A.V.** Conceptual design of divertor and first wall for DEMO-FNS. — *Ibid.*, 2015, vol. 55, p. 123013 (11 p.).
40. **Skovoroda A.A., Svishchov V.S., Spitsyn A.V.** Plasma-driven superpermeation of hydrogen through Nb membranes: bulk effects. — *J. of Nucl. Mater.*, 2002, vol. 306, p. 232—240.
41. **Golubeva A.V., Bobyr N.P., Cherkez D.I., Spitsyn A.V., Mayer M., Gasparyan Yu.M., Efimov V.S., Chernov V.M., Leontieva-Smirnova M.V.** Hydrogen interaction with the low activation ferritic-martensitic steel EK-181 (Rusfer). — *Ibid.*, 2013, vol. 438, p. 983—987.
42. **Голубева А.В., Черкез Д.И., Спицын А.В., Янченков С.В.** Установка для исследования проницаемости материалов при плазменном облучении. — *Приборы и техника эксперимента*, 2017, № 6, с. 67—77.
43. **Черкез Д.И., Ананьев А.А., Спицын А.В., Медников А.А.** Стенд для калибровки устройства для масс-спектрометрического измерения газовых потоков. Пат. № 2616927. Российская Федерация, заявитель и патентообладатель НИЦ «Курчатовский институт» № 2015156993; заявл. 30.12.2015; опубл. 18.04.2017.
44. **Потапенко М.М., Чернов В.М., Шиков А.К., Ведерников Г.П. и др.** Получение слитков и плоского проката из малоактивируемых ванадиевых сплавов повышенной чистоты. — *ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы*, 2005, вып. 1(64), с. 340—347.
45. **Спицын А.В., Бобырь Н.П., Черкез Д.И., Голубева А.В., Ананьев С.С., Обрезков О.И., Атаманов М.В., Молчанов А.Н.** Многослойное защитное покрытие для конструкционных материалов. Пат. № 2534710. Российская Федерация, МПК7 C23C 28/00, C23C 14/16, B82Y 30/00; заявитель и патентообладатель НИЦ «Курчатовский институт». № 2013121750/02; заявл. 14.05.2013; опубл. 10.12.2014. — *Бюл. № 34*. с. 8.
46. **Thornton J.A., Hoffman D.W.** Stress-related effects in thin films. — *Thin Solid Films*, 1989, vol. 171, iss. 1, p. 5—31.
47. **Писарев А.А., Цветков И.В., Маренков Е.Д., Ярко С.С.** Проницаемость водорода через металлы. Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2008. 144 с.
48. **Pisarev A., Bacherov A.** — *Physica Scripta*, 2004, vol. 108, p. 124—128.
49. **Pisarev A., Shestakov V., Hayakawa R., Hatano Y., Watanabe K.** Gas-driven hydrogen permeation in the surface-limited regime. — *J. of Nucl. Mater.*, 2003, vol. 320, iss. 3, p. 214—222.
50. **Kulsartov T.V., Shestakov V.P., Tazhibaeva I.L., Kenzhin E.A.** — *Ibid.*, 2000, vol. 283—287, p. 872—875.
51. **Romanenko O.G., Tazhibaeva I.L., Shestakov V.P., Klepikov A.Kh., Chikhray Y.V., Golossanov A.V., Kolbasov B.N.** Hydrogen gas driven permeation through vanadium alloy VCr<sub>6</sub>Ti<sub>5</sub>. — *Ibid.*, 1996, vol. 233—237, p. 376—380.
52. **Hayakawa R., Hatano Y., Fukumoto K., Matsui H., Watanabe K.** Influence of heat treatment on hydrogen ingress into V—4Cr—4Ti alloy. — *Ibid.*, 2004, vol. 329—333, part A, p. 411—415.
53. **Hayakawa R., Hatano Y., Fujii K., Fukumoto K., Matsui H., Watanabe K.** Surface segregation and oxidation of Ti in a V—Ti alloy. — *Ibid.*, 2002, vol. 307—311, part 1, p. 580—584.
54. **Namba T., Miyaguchi H. et al.** Hydrogen permeation through vanadium and the effect of surface impurity layer on it. — *Ibid.*, 1982, vol. 105, iss. 2—3, p. 318—325.

55. **Маренков Е.Д.** Влияние транспорта водорода в первой стенке термоядерных реакторов на рециклинг. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Москва, 2013.
56. **Steward S.A.** Review of Hydrogen Isotope Permeability Through Materials. — Lawrence Livermore National Laboratory University of California. Livermore, California, 94550, 1983.
57. **Wang J., Li Q., Xiang Q.-Y., Cao J.-Li.** Performances of AlN coatings as hydrogen isotopes permeation barriers. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 102, p. 94—98.
58. **Lee S.K., Yun S.-H., Joo H.G., Noh S.J.** Deuterium transport and isotope effects in type 316L stainless steel at high temperatures for nuclear fusion and nuclear hydrogen technology applications. — Current Applied Physics, 2014, vol. 14, iss. 10, p. 1385—1388.
59. **Reiter F. et al.** Interaction of hydrogen isotopes with stainless steel 316L. — Fusion Technology, 1985, vol. 8, p. 2344—2351.
60. **Esteban G.A., Perujo A., Douglas K., Sedano L.A.** Tritium diffusive transport parameters and trapping effects in the reduced activating martensitic steel OPTIFER-IVb. — J. of Nucl. Mater., 2000, vol. 281, iss. 1, p. 34—41.
61. **Levchuk D., Koch F., Maier H., Bolt H.** Deuterium permeation through Eurofer and  $\alpha$ -alumina coated Eurofer. — Ibid., 2004, vol. 328, iss. 2—3, p. 103—106.



Дмитрий Ильич Черкез, н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
cherkez\_DI@nrcki.ru



Александр Викторович Спицын, к.ф.-м.н., начальник лаборатории ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Spitsyn\_AV@nrcki.ru



Анна Владимировна Голубева, к.ф.-м.н., с.н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Golubeva\_AV@nrcki.ru



Олег Иосифович Обрезков, к. техн. н., начальник лаборатории ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Obrezkov\_OI@nrcki.ru



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



Николай Павлович Бобырь, н.с. ККФХТ; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Bobyry\_NP@nrcki.ru



Вячеслав Михайлович Чернов, д.ф.-м.н., г.н.с., профессор; АО «ВНИИНМ», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия  
VMChernov@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 23 марта 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 41—58.

УДК 621.3.031.8

## ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС СИСТЕМЫ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ТОКАМАКА КТМ

Д.Б. Зарва<sup>1</sup>, А.А. Дериглазов<sup>2</sup>, Э.Г. Батырбеков<sup>1,3</sup>, И.Л. Тажибаяева<sup>1,3</sup>, В.М. Павлов<sup>2</sup>, А.М. Ли<sup>2</sup>,  
А.А. Мезенцев<sup>2</sup>, С.В. Меркулов<sup>2</sup>, Ю.Н. Голобоков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Республиканское государственное предприятие «Национальный ядерный центр Республики Казахстан», Курчатов, Республика Казахстан

<sup>2</sup>Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

Системы импульсного электропитания установок типа токамак относятся к основным технологическим системам и предназначены для создания требуемых сценариев изменения токов в обмотках электромагнитной системы. От точности реализации данных сценариев напрямую зависят возможность получения плазменного пробоя и конечные параметры получаемой плазмы. Учитывая уникальность каждой из сооружаемых в мире установок, а также установленную мощность применяемого электротехнического оборудования при комплектации их источников питания, с уверенностью можно констатировать, что сооружение подобных энергетических комплексов и их систем управления, оптимизация их электротехнических параметров и дальнейшая безаварийная эксплуатация являются актуальными задачами на пути освоения технологий управляемого термоядерного синтеза. В данной работе описаны система импульсного электропитания казахстанского материаловедческого токамака КТМ, система цифрового управления её силовым преобразовательным оборудованием, электротехнические решения, принятые при разработке системы импульсного электропитания токамака КТМ, и результаты проведённых испытаний некоторого оборудования и комплектующих. Испытания показали достаточную эффективность принятых электротехнических решений и возможность их использования при реализации систем импульсного электропитания токамаков малой и средней мощности.

**Ключевые слова:** токамак КТМ, импульсное электропитание, полупроводниковые преобразователи, система управления и диагностики преобразовательного оборудования, силовоточные прерыватели постоянного тока, распределение токов по параллельно соединённым полупроводниковым приборам.

## ELECTROTECHNICAL COMPLEX OF TOKAMAK KTM PULSE POWER SUPPLY SYSTEM

D.B. Zarva<sup>1</sup>, A.A. Deriglazov<sup>2</sup>, E.G. Batyrbekov<sup>1,3</sup>, I.L. Tazhibayeva<sup>1,3</sup>, V.M. Pavlov<sup>2</sup>, A.M. Li<sup>2</sup>,  
A.A. Mezentsev<sup>2</sup>, S.V. Merkulov<sup>2</sup>, Yu.N. Golobokov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Republican State Enterprise «National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan», Kurchatov, Republic of Kazakhstan

<sup>2</sup>National Research Tomsk Polytechnical University, Tomsk, Russia

<sup>3</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Pulsed power supply equipment relates to the basic technological systems. Its goal is to fulfill the required current change scenarios in the magnetic coils. These scenarios realization accuracy has direct impact on the possibility to obtain plasma breakdown and the required outcome parameters. Considering the uniqueness of each facility under construction in the world, as well as installed capacity of applied electrotechnical equipment in the setting of their power supply sources assembly — it is possible to state confidently that the construction of similar power complexes and their control systems, optimization of their electrotechnical parameters and further accident-free operation is one of the vital tasks in mastering controlled thermonuclear fusion technologies. This paper describes tokamak KTM pulse power supply system, digital control system for its forceful converting equipment, electrotechnical solutions adopted under development of tokamak KTM pulse power supply system and findings discovered at the testing of some equipment and its components. The testing performed demonstrated high efficiency of the adopted electrotechnical solutions and possibility of their application in implementation of pulse power supply systems for small and medium sized tokamaks.

**Key words:** tokamak KTM, pulse power supply, semiconductor converters, control and diagnostics system of transforming equipment, high-current circuit-breakers, distribution of currents in parallel-connected semiconductor devices.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-59-70

### ВВЕДЕНИЕ

Токамак КТМ, сооружаемый в г. Курчатове (Республика Казахстан) в настоящее время, — единственная в мире «мегаамперная» установка (ток плазмы  $I = 0,75$  МА), предназначенная для испытания материалов и технологий в штатных и аварийных (режим срыва плазмы) условиях работы термоядерных

реакторов с аспектным отношением  $A = 2$ , что позволит проводить исследования физики удержания плазмы в пограничной области между сферическими ( $A < 2$ ) и классическими ( $A > 2$ ) токамаками [1—3].

Реализация плазменного разряда на электрофизической установке типа токамак становится возможной и напрямую связана с возможностью реализации сложных сценариев изменения токов в обмотках электромагнитной системы. Для осуществления указанных сценариев изменения токов в обмотках токамака КТМ создаётся соответствующая система их импульсного электропитания.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Создание систем импульсного электропитания электрофизических установок типа токамак является сложной научно-технической задачей, поскольку в каждом конкретном случае необходимо решить множество проблем, связанных с большими объёмами и резкими изменениями характера и величины потребляемой мощности, ограничениями, накладываемыми питающей электросетью, ограничениями, связанными с параметрами нагрузки (в данном случае это обмотки электромагнитной системы токамака), необходимостью минимизации пульсаций тока и напряжения на выходе источников питания, необходимостью снижения влияния источников питания на электрическую сеть, необходимостью высокоточного регулирования и стабилизации токов в нагрузке при больших значениях скорости их изменения и многими другими.

Вместе с этим в настоящее время не существует типовых промышленных образцов электротехнических комплектующих и преобразовательного оборудования, требуемого для компоновки источников импульсного электропитания токамаков, что вызывает необходимость разработки нестандартных образцов и решений, удовлетворяющих требованиям конкретной поставленной задачи. Учитывая установленную мощность электрооборудования, а также количество полупроводниковых элементов, используемых для его компоновки, актуальным становится вопрос минимизации возможности и последствий аварийных ситуаций, оптимизации нагрузочных и перегрузочных характеристик, а также вопрос необходимости оперативной диагностики преобразовательного оборудования.

Исходными данными, накладывающими императивные требования к системе импульсного электропитания обмоток электромагнитной системы токамака, являются сценарии изменения токов в них во время базового «инженерного» плазменного сценария разряда установки, а также основные параметры самих обмоток электромагнитной системы. В табл. 1 приведены основные параметры обмоток электромагнитной системы КТМ, измеренные непосредственно после сборки установки, а также расчётные параметры системы подводящих шин проводов постоянного тока.

Т а б л и ц а 1. Основные параметры обмоток электромагнитной системы токамака КТМ и системы подводящих шин проводов постоянного тока

Параметр/обмотка	Число витков	$I_{\max}$ , А	$U_{\max}$ , В	$R$ обмотки, мОм	$L$ обмотки, мГн	Запасённая энергия $W$ , кДж	$R$ шин проводов, мОм
PF1	40	18 000	1000	8,90	2,60	421,2	1,81
PF2	8	18 000	1000	3,80	0,37	59,94	1,81
PF3	40	10 000	1000	25,80	11,00	550	1,45
PF4	48	30 000	1000	6,70	3,10	1395	0,78
PF5	16	30 000	1000	7,61	1,40	630	0,73
PF6	40	10 000	1000	25,70	11,10	555	1,56
HFC+	36	3000	1000	106,60	8,80	39,6	3,51
HFC-	36	3000	1000	105,90	8,80	39,6	3,51
CS	423	30 000	3300	30,50	11,40	5130	0,60
TF	80	60 000	1000	6,70	8,00	14 400	0,30

Сечение установки КТМ и расположение обмоток катушек в пространстве показаны на рис. 1. Обозначения на рисунке: PF1—PF6 — обмотки катушек полоидальных полей, CS — обмотка центрального соленоида, HFC +/- — верхняя и нижняя обмотки стабилизации быстрых вертикальных смещений плазмы, Passive coils — обмотки пассивной стабилизации, Transport Sluice Device — транспортно-шлюзовое устройство, TF — обмотка тороидального поля.

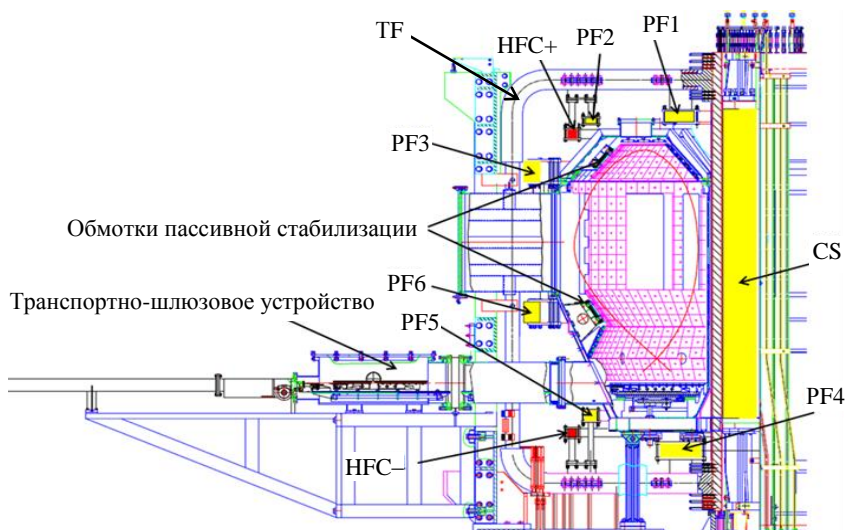


Рис. 1. Сечение токамака КТМ

### СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ОБМОТКИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ТОКАМАКА КТМ

Учитывая, что в процессе плазменного разряда установки КТМ расчётная мощность, потребляемая из сети, не превышает 126 МВА, а мощность короткого замыкания электросети, приведённая к напряжению 220 кВ на территории электрической подстанции КТМ, составляет  $S = 1,332$ , ГВА-подключение системы импульсного электропитания установки КТМ совместно с системой дополнительного ВЧ-нагрева плазмы реализовано без использования промежуточных накопителей энергии, напрямую к питающей электросети через понижающий головной трансформатор подстанции КТМ 220/10 кВ — ТРДЦНМ-100000/200000/220/10У1 мощностью 100 МВА. Номинальная мощность трансформатора выбрана исходя из импульсного характера работы установки КТМ, а также перегрузочной способности указанного трансформатора.

Токи в обмотках электромагнитной системы установки КТМ формируются при помощи девяти источников импульсного электропитания, представляющих собой группу из двух понижающих трансформаторов мощностью 31,2 МВА на напряжение 10/0,7 кВ (на рис. 2 Т1 и Т2), семи понижающих транс-

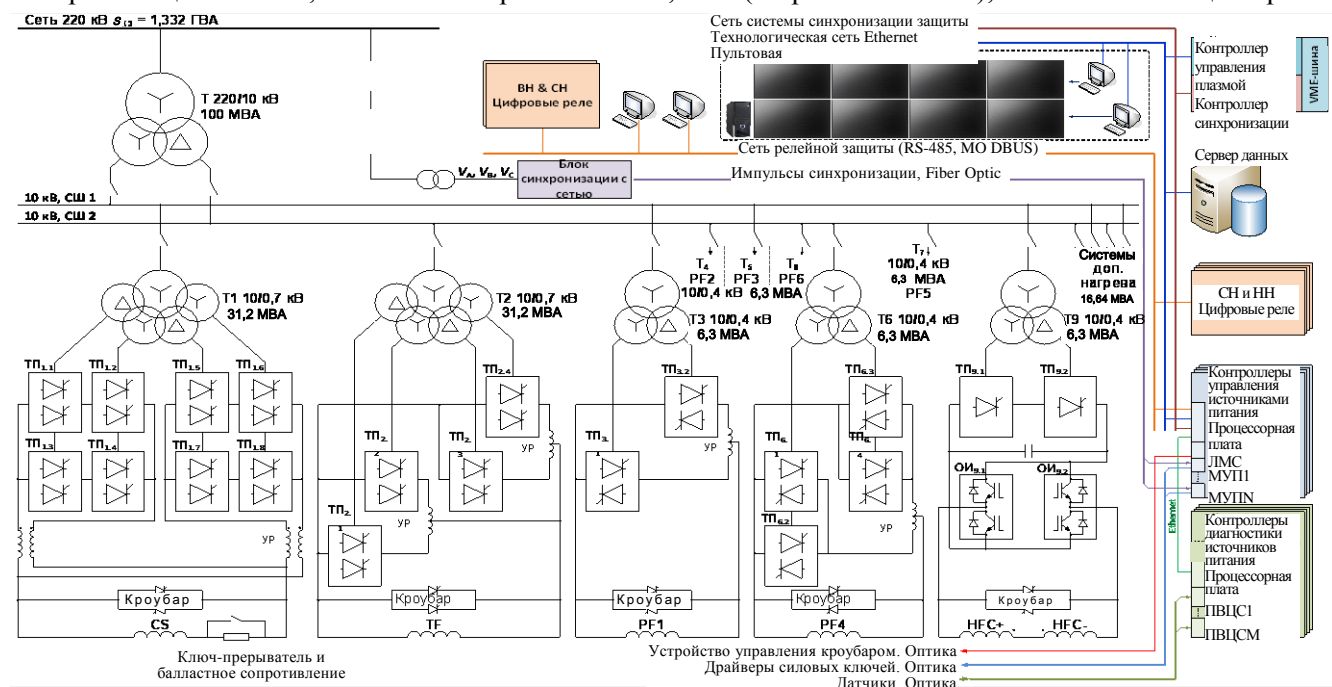


Рис. 2. Структурная схема системы импульсного электропитания установки КТМ и системы её цифрового управления (кросбар — шунтирующий вентиль)

форматоров мощностью 6,3 МВА на напряжение 10/0,4 кВ (на рис. 2 ТЗ—Т9), полупроводникового преобразовательного комплекса, состоящего из 30 тиристорных преобразователей мощностью 15 МВт каждый (на рис. 2 ТП), полупроводникового ключа-прерывателя на ток до 30 кА в источнике питания обмотки центрального соленоида, инвертора напряжения частотой 1 кГц, мощностью 3 МВт в источнике питания обмотки стабилизации быстрых вертикальных смещений плазмы (на рис. 2 ОИ), 10 уравнивательных реакторов на токи до 30 кА (на рис. 2 УР), а также иного электротехнического оборудования. В табл. 2 приведены основные электротехнические характеристики источников импульсного электропитания установки КТМ.

Т а б л и ц а 2. Основные характеристики источников импульсного питания установки КТМ

Источник питания (ИП)	Коэффициент пульсаций	Параметры ИП		Структура	Характеристики по управляемости	Тип и количество полупроводниковых приборов
		$I_{\max}$ , кА	$U_{\max}$ , кВ			
ИП обмотки тороидального поля TF	$q = 1\%$ ( $k = 12$ )	60	1	Модульная, четыре преобразователя (ТП)	Полностью управляемый, только выпрямительный режим	Тиристор SCR 1200/18, 144 шт.
ИП обмотки центрального соленоида CS	$q = 1\%$ ( $k = 12$ )	$\pm 30$	3	Модульная, восемь преобразователей (ТП) — ключ-прерыватель постоянного тока	Полностью управляемый с реверсированием тока в совместном режиме управления	Тиристор SCR 1200/18, 288 шт. в ТП. Тиристор SCR 1200/18, 102 шт., диод 1500/16, 60 шт. в ключе-прерывателе
ИП обмотки полоидального поля PF1	$q = 1\%$ ( $k = 12$ )	$\pm 15$	$\pm 0,6$	Модульная, четыре преобразователя (ТП) включены по встречно-параллельной схеме, конструктивно два ТП на источник	Полностью управляемые с реверсированием тока в раздельном режиме управления	Тиристор SCR 1200/18, 72 шт.
ИП обмотки полоидального поля PF2	—	—	—	—	—	Тиристор SCR 1200/18, 72 шт.
ИП обмотки полоидального поля PF3	—	—	—	—	—	Тиристор SCR 1200/18, 72 шт.
ИП обмотки полоидального поля PF6	—	—	—	—	—	Тиристор SCR 1200/18, 72 шт.
ИП обмотки полоидального поля PF4	—	$\pm 30$	—	Модульная, четыре преобразователя (ТП) включены по встречно-параллельной схеме, конструктивно четыре ТП на источник	—	Тиристор SCR 1200/18, 144 шт.
ИП обмотки полоидального поля PF5	—	—	—	—	—	Тиристор SCR 1200/18, 144 шт.
ИП обмотки быстрого управления НФС	$q = 4,0\%$ ( $k = 6$ ) в звене постоянного тока	$\pm 3$	$\pm 1$	Модульная, два преобразователя (ТП) включены последовательно, конструктивно два ТП на источник Моноблок (инвертор напряжения)	Полностью управляемый, инвертор напряжения 1 кГц, с ШИМ-управлением	Тиристор SCR 1200/18, 36 шт. IGBT-транзистор 2400/17, 12 шт.

Основной комплектующей единицей системы импульсного электропитания токамака КТМ является тиристорный преобразователь ТП, построенный по мостовой 6-пульсной схеме выпрямления (схема Ларионова). Технические решения, принятые при разработке ТП, обеспечивают высокую ремонтпригодность источников питания. Это достигается путём применения модульной конструкции как на уровне силовых цепей, так и на уровне электронных устройств управления тиристорными ключами и измерения электрических параметров преобразователя (диагностики).

ТП представляет собой электротехнический шкаф с 12 ячейками силовых ключей (преобразовательных секций), по три параллельно включённых тиристора SCR 1200 А/1800 В в каждой, которые, в свою очередь, соединены в два трёхфазных полностью управляемых мостовых выпрямителя. Мостовые выпрямители в рабочих конфигурациях ТП источников питания обмоток TF и CS соединяются параллельно, в источниках питания PF1—PF6 — встречно-параллельно в целях обеспечения режимов реверсирования тока с раздельным управлением. Шкафы ТП охлаждаются циркулирующей деионизированной водой.

На рис. 3 изображена 3D-модель шкафа ТП с установленными в нём 12 преобразовательными секциями. С помощью 3D-моделирования была определена оптимальная структура расположения элементов преобразователя в пространстве, выполнена трассировка токоведущих силовых шин, контрольно-измерительных кабелей и элементов системы охлаждения. Полученные данные были использованы в расчётах механической прочности элементов преобразователя, а также для реализации рабочих чертежей силовой структуры шкафа. Фотография зала источников импульсного электропитания токамака КТМ с установленным преобразовательным оборудованием ТП, уравнительными реакторами и шинопроводами показана на рис. 4.

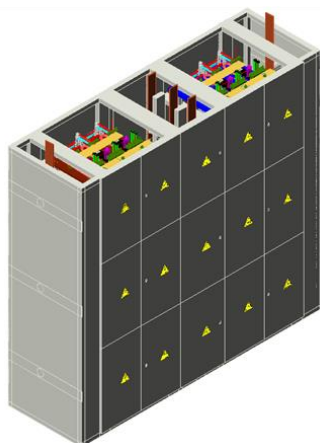


Рис. 3. 3D-модель шкафа ТП-системы импульсного электропитания токамака КТМ



Рис. 4. Фото зала источников импульсного питания токамака КТМ с установленными ТП

### РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ КОМПОНОВКИ И РАВНОМЕРНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКОВ В СИЛОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ

Реализация параллельного соединения полупроводниковых ключей в сверхмощных AC/DC-преобразователях является нетривиальной задачей. От этого фактора зависят эффективность использования ключей преобразователя, его нагрузочные характеристики, а также надёжность преобразователя в целом. При этом используются различные схмотехнические, а также геометрические способы соединения комплектующих преобразователей, позволяющие свести небаланс токов в параллельных ветвях к минимуму [4—7].

При разработке ТП-системы импульсного электропитания токамака КТМ применено довольно оригинальное решение проблемы деления токов по параллельно соединённым тиристорам. Последовательно к каждому тиристорному ключу подключён кремниевый резистор сопротивлением  $R = 0,001$  Ом с жидкостным охлаждением, позволяющий, кроме решения проблемы деления токов, осуществлять диагностику в режиме реального времени каждого отдельного тиристора преобразовательного комплекса [8]. Компоновка реверсивного шкафа ТП и принципиальная схема его преобразовательной секции изображены на рис. 5.

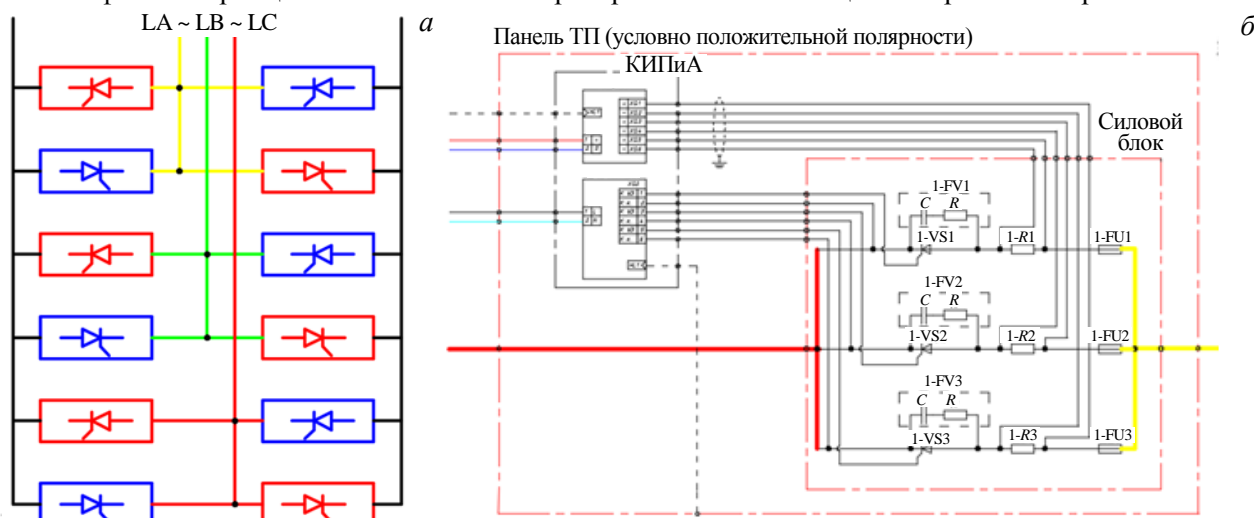


Рис. 5. Компоновка шкафа ТП (а) и принципиальная схема его единичной преобразовательной секции (б): —, — силовые шины; - - - - кабель ROF-оптоволоконно; — провод питающей сети постоянного тока 24 В (+); — провод питающей сети постоянного тока 24 В (-); — провод питающей сети постоянного тока 24 В (L); — провод питающей сети постоянного тока 24 В (N)

Из схемы компоновки видно, что один и тот же ТП в зависимости от назначения конкретного источника питания и его схемы может быть скомпонован как в реверсивном варианте, так и не в реверсивном. При неревверсивной компоновке максимальный выходной ток единичного ТП соответственно удваивается и становится равным 15 кА. Преобразовательные секции (панели ТП) при этом делятся на условно положительные (показаны красным цветом) и условно отрицательные (показаны синим цветом). Различие заключается в положении катодов тиристоров относительно шин постоянного и переменного тока. При этом единичная панель ТП содержит следующие элементы: FU1—FU3 — быстродействующие предохранители, R1—R3 — кремниевые шунты таблеточного исполнения, VS1—VS3 — тиристоры SCR 1200 А/1800 В, FV1—FV3 — снабберные цепи; блок КИПиА, состоящий из устройств ДСК-6А-МПТ (драйвер тиристоров SCR) и ПИТ-3К (трёхканальный блок измерения тока, протекающего через тиристоры преобразовательной секции ТП).

На рис. 6, а изображена 3D-модель единичной преобразовательной секции ТП, на рис. 6, б — фотография данной преобразовательной секции, установленной в шкафу ТП.

Проведённые электротехнические испытания показали довольно высокую эффективность решения проблемы деления токов по параллельно соединённым тиристорам в преобразовательном комплексе КТМ. На рис. 7 видно, что форма, амплитудные и средние значения импульсов тока в тиристорах одной из преобразовательных секций ТП практически идентичны. В целом по всем 30 шкафам ТП удалось добиться среднего коэффициента небаланса токов 5,85% при считающихся приемлемыми 20% в тиристорных преобразователях систем электропитания [5, 6, 9].

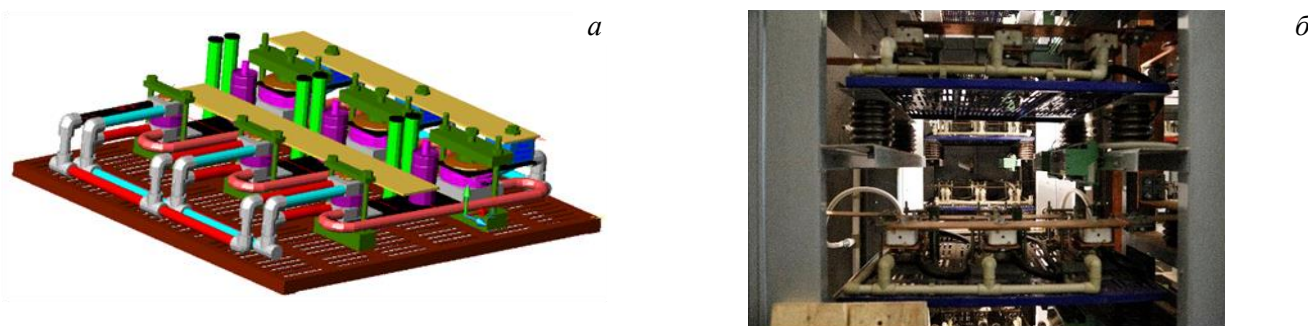


Рис. 6. Единичная преобразовательная секция ТП: а — 3D-модель; б — фото

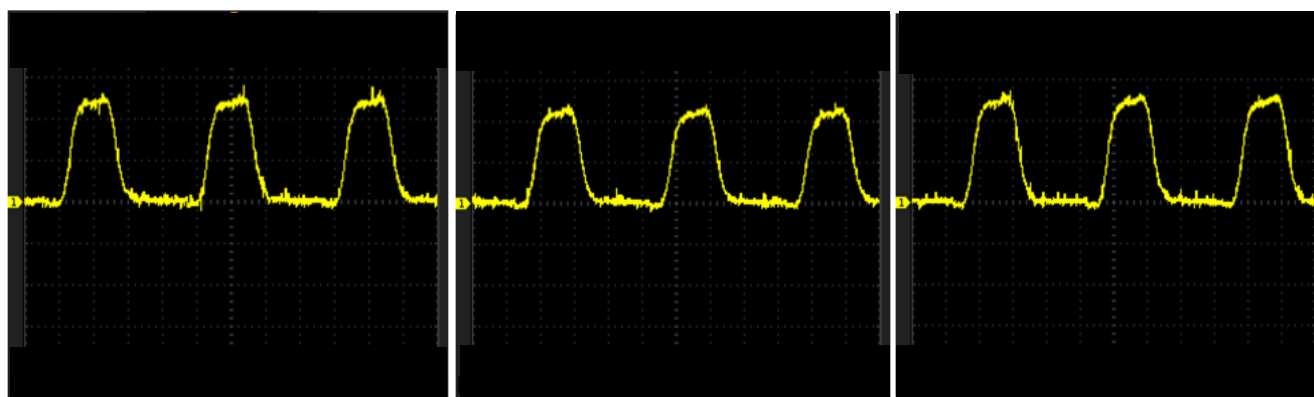


Рис. 7. Осциллограммы токов через три параллельно соединённых тиристора одной из преобразовательных секций ТП системы импульсного электропитания токамака КТМ

### ПРЕРЫВАТЕЛЬ ПОСТОЯННОГО ТОКА 30 кА ИСТОЧНИКА ПИТАНИЯ ОБМОТКИ ЦЕНТРАЛЬНОГО СОЛЕНОИДА КТМ

Для сценария изменения тока в обмотке центрального соленоида токамака КТМ характерна фаза резкого уменьшения значения тока, следующая за фазой предварительной «накачки», необходимая для создания максимального уровня напряжения на обходе вакуумной камеры (максимальной напряжённости вихревого электромагнитного поля) в целях пробоя рабочего газа и быстрого роста значения тока

плазмы. На рис. 8 видно, что ток в обмотке центрального соленоида токамака КТМ должен уменьшиться с 30 кА до 0 за время  $\sim 0,23$  с, что соответствует скорости уменьшения тока в обмотке  $\sim 130,4$  кА/с.

Требуемая величина скорости уменьшения тока в обмотке центрального соленоида может быть достигнута приложением соответствующего уровня напряжения, которое во много раз превышает требуемое напряжение для остальных фаз разряда.

С целью достижения требуемой скорости уменьшения тока в обмотке центрального соленоида токамака КТМ применено решение, основанное на введении в контур электропитания обмотки дополнительного резистивного элемента (балластного сопротивления) в момент инициации плазменного разряда. Поскольку время уменьшения тока в обмотке центрального соленоида  $t$  описывается соотношением  $t = -T \ln(1 - R/U)$ , где  $I$  — начальный ток в обмотке;  $R$  — активное сопротивление контура питания;  $U$  — напряжение на обмотке;  $T$  — постоянная времени контура, определяемая отношением  $T = L/R$ , где  $L$  — индуктивность,  $R$  — активное сопротивление контура, то при введении в контур питания дополнительного сопротивления постоянная времени уменьшается, что ведёт к существенному сокращению времени спада тока. При этом на выводах обмотки центрального соленоида создаётся требуемое по уровню напряжение, превышающее уровень напряжения источника питания.

Введение в контур электропитания обмотки КТМ дополнительного сопротивления достигается с использованием полупроводникового ключа-прерывателя на полный ток нагрузки 30 кА, отличающегося от известных ключей-прерывателей [10—14] схемотехническим решением, основанным на использовании однооперационных тиристорных SCR и силовых диодов без применения электромеханических байпасных схем. На рис. 9 изображена принципиальная схема ключа-прерывателя постоянного тока источника питания обмотки центрального соленоида токамака КТМ.

В начале токового сценария в обмотке CS «накачка» обмотки до рабочего тока 30 кА происходит через группу 30 параллельно соединённых тиристорных секций VTO, в которых используются по три последовательно соединённых тиристора SCR 1200 А/1800 В, для выхода на требуемый уровень рабочего напряжения и тока. В момент старта плазменного разряда предварительно заряженный от автономного зарядного устройства VT1 конденсаторный блок  $C_k$  при помощи секции тиристорных VTK1 создаёт импульс тока в противоток комплекту VTO. При этом полный ток нагрузки складывается из тока источника питания обмотки CS и тока контура  $C_k-L_k$ . В этот момент ток через VTO прерывается, и по завершении разряда конденсаторного блока  $C_k$  ток контура питания обмотки CS перекоммутуруется на балластное сопротивление  $R$ . В дальнейшем, в ходе плаз-

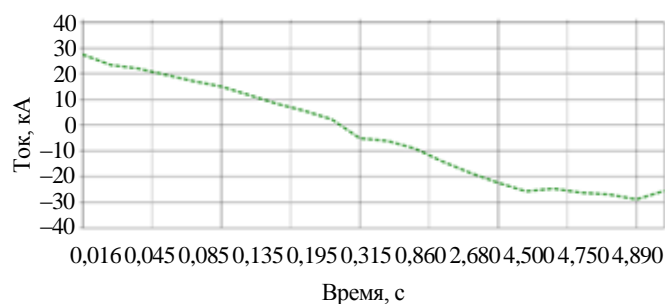


Рис. 8. Инженерный сценарий изменения тока в обмотке центрального соленоида токамака КТМ в процессе плазменного разряда

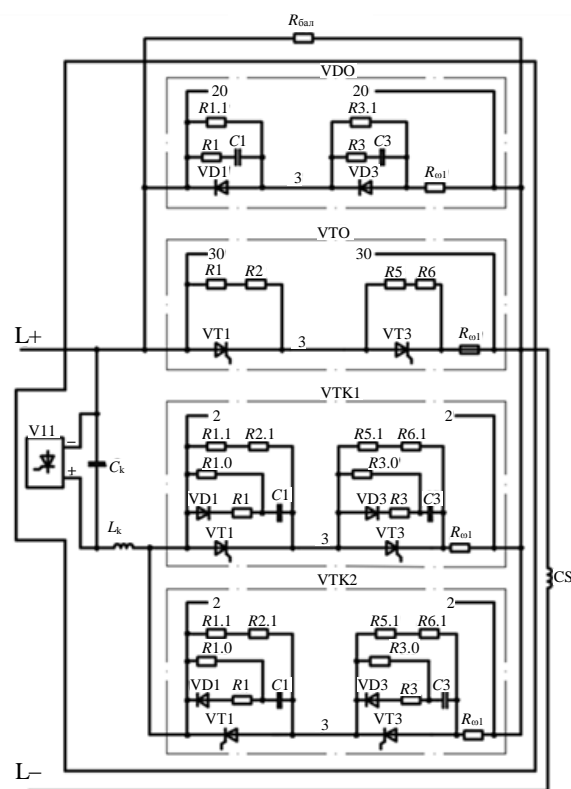


Рис. 9. Принципиальная схема ключа-прерывателя постоянного тока

менного разряда, при переходе тока в обмотке центрального соленоида через ноль реверсивный комплект источника питания начинает питать нагрузку уже через 20 параллельно соединённых диодных секций VDO, состоящих из трёх последовательно соединённых диодов 1500 А/1600 В, перезарядка конденсаторного блока  $C_k$  для подготовки реализации следующего плазменного разряда КТМ осуществляется через секцию тиристоров VTK2.

Для проверки разработанного схемотехнического решения было произведено натурное макетирование ключа-прерывателя тока с использованием в качестве источника питания центрального соленоида конденсаторной батареи. Натурное макетирование позволило безопасно для штатных тиристорных преобразователей источника питания центрального соленоида КТМ отработать режимы переключения и убедиться в работоспособности схемы.

Для натурального макета была предложена схема ключа-прерывателя, в которой отличие от штатной схемы заключается в изменении типа источника питания и количества параллельно соединённых силовых

полупроводниковых элементов. На рис. 10 показана предложенная схема натурального макета ключа-прерывателя тока на основе конденсаторного источника питания. Здесь тиристоры Т1 и Т2 относятся к конденсаторному источнику питания, а тиристоры Т3 и Т4 соответствуют сборке тиристоров VTO. Диоды D1—D4 подключены аналогично диодной сборке VDO, тиристоры Тк1 и Тк2 подключены аналогично сборке тиристоров VTK1 штатной схемы. В схему натурального макета введены дополнительно датчики Холла (HS1—HS5) для измерения токов во всех исследуемых токовых цепях.

Для выбора начального значения балластного сопротивления  $R_{bal}$  были учтены проектное ограничение напряжения на обмотке центрального соленоида  $U \leq 3300$  В и необходимость получения наибольшего напряжения в начальный момент стадии пробоя, после переключения тока нагрузки на  $R_{bal}$ . Для этой цели была численно решена система уравнений следующего вида, описывающая динамику тока в обмотке центрального соленоида и наведённого вихревого тока на вакуумной камере токамака:

$$L_{CS} \frac{dI_{CS}}{dt} + R_{CS} I_{CS} + M_{CSVC} \frac{dI_{VC}}{dt} = U_{CB} - \frac{1}{C} \int_0^t I_{CS} dt;$$

$$L_{VC} \frac{dI_{VC}}{dt} + R_{VC} I_{VC} + M_{VCCS} \frac{dI_{CS}}{dt} = 0,$$

где  $L_{CS}$ ,  $I_{CS}$ ,  $R_{CS}$  — индуктивность, ток и активное сопротивление контура питания обмотки центрального соленоида;  $L_{VC}$ ,  $I_{VC}$ ,  $R_{VC}$  — индуктивность, ток и активное сопротивление вакуумной камеры токамака;  $U_{CB}$  — напряжение конденсаторного источника питания;  $M_{CSVC}$  и  $M_{VCCS}$  — взаимные индуктивности вакуумной камеры и обмотки центрального соленоида КТМ.

Численное решение указанной системы уравнений позволило рассчитать динамику тока в обмотке центрального соленоида до переключения тока с активным сопротивлением контура, равным  $R_{CS}$  (с нулевыми начальными условиями), а также после переключения тока с активным сопротивлением контура, равным сумме  $R_{bal}$  и  $R_{CS}$  (с ненулевыми начальными условиями). Результаты сопоставления расчёт-

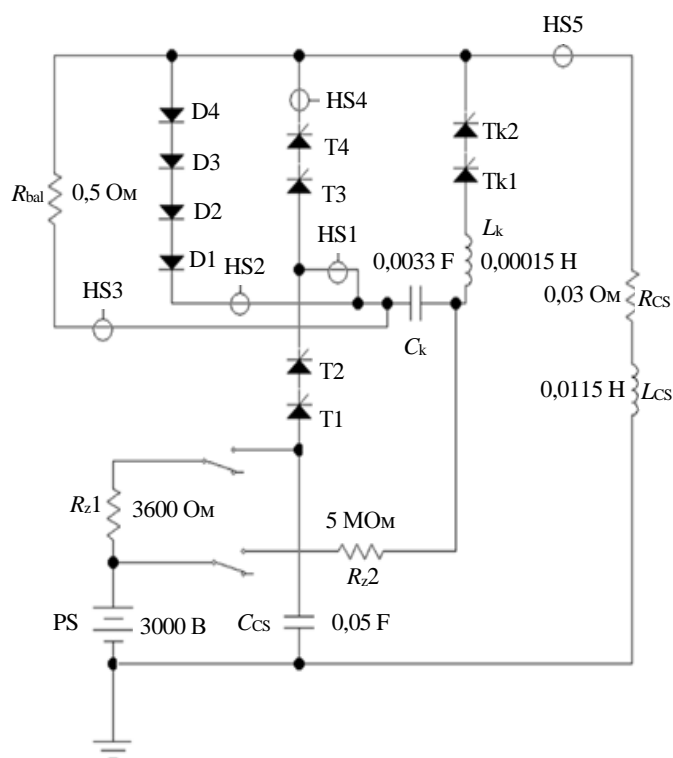


Рис. 10. Принципиальная схема макета ключа-прерывателя постоянного тока

ных и экспериментальных данных показаны на рис. 11. На рисунке использованы следующие условные обозначения:  $I_{CS}$  — ток в обмотке CS;  $I_{bal}$  — ток в балластном сопротивлении;  $I_k$  — ток сборки  $C_k-L_k$ ;  $L_{CS}dI_{CS}/dt$  — индуктивное напряжение на обмотке CS. На рис. 11 видно, что расчётные и экспериментальные данные практически совпадают.

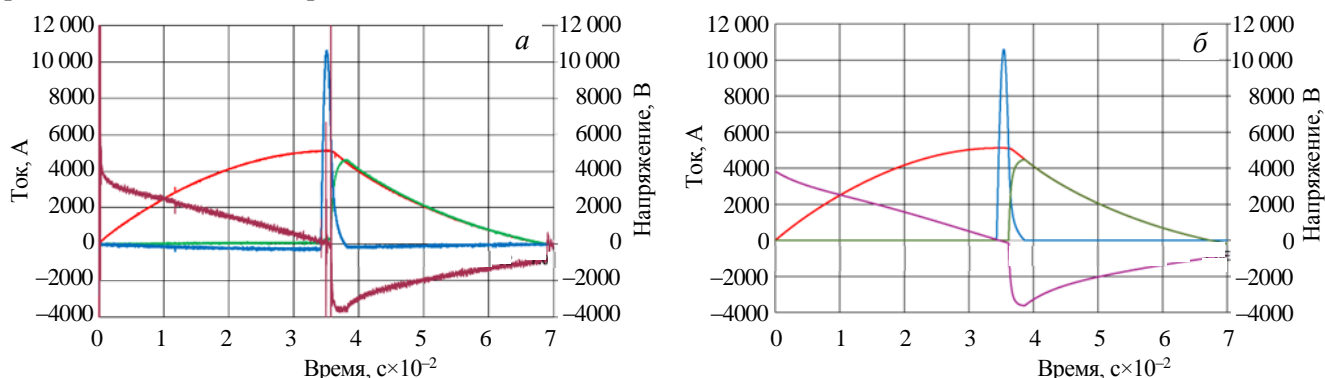


Рис. 11. Ток и напряжение в схеме макета ключа-прерывателя: *a* — измеренные, *b* — расчётные; —  $L_{CS}$ ; —  $L_{bal}$ ; —  $L_k$ ; —  $L_{CS}dI_{CS}/dt$

Основные компоненты макета ключа-прерывателя постоянного тока источника питания центрального соленоида токамака КТМ показаны на рис. 12. На фотографиях показаны конденсаторная батарея  $C_{CS}$  (слева), балластное сопротивление  $R_{bal}$  (в центре) (*a*), сборки силовых элементов в монтажном шкафу (*b*), сборка мощных тиристоров прямой ветви тока Т1—Т4 (*в*), сборка мощных диодов прерывателя тока D1—D4 (*г*), сборка мощных тиристоров прерывателя тока Тк1 и Тк2 (*д*).

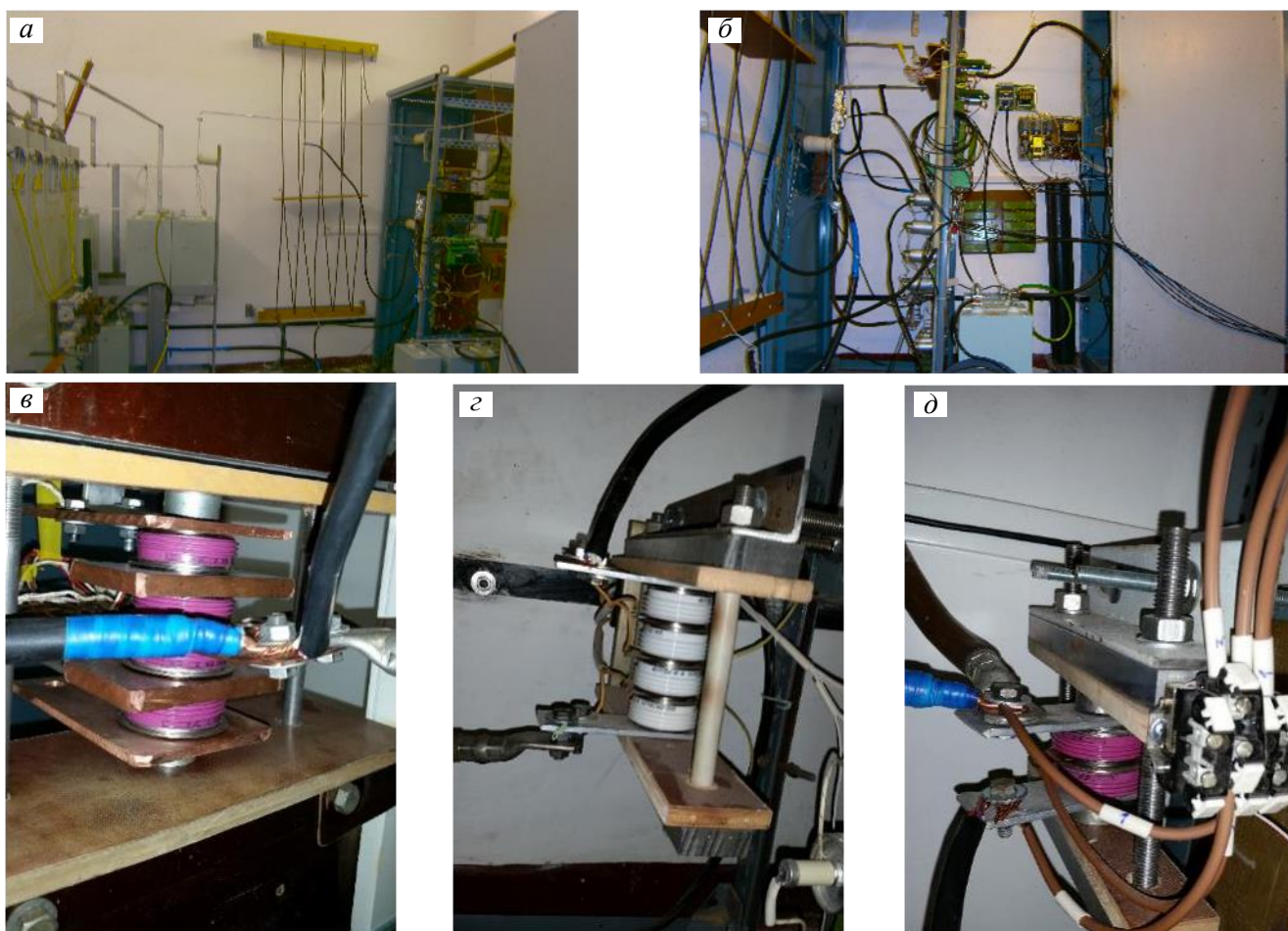


Рис. 12. Фотографии фрагментов схемы натурного макета ключа-прерывателя тока

В ходе проведения экспериментов с макетом ключа-прерывателя тока были оптимизированы номиналы ключевых элементов штатной схемы ключа, определено их влияние на надёжность и скорость пре-

рывания тока и его переключения на балластное сопротивление. Определён максимальный ток коммутирующей ветви  $C_k-L_k$ , необходимый для устойчивого переключения рабочего тока обмотки центрального соленоида на балластное сопротивление. Прерываемый рабочий ток обмотки центрального соленоида в экспериментах был равен  $I_{CS} = 5000$  А, величина балластного сопротивления  $R_{bal} = 0,3$  Ом при параметрах  $C_k = 0,0033$  Ф,  $L_k = 0,00015$  Гн. Таким образом, удалось добиться устойчивого прерывания и переключения тока на балластное сопротивление за время порядка 3 мс. Результаты экспериментов с макетом ключа-прерывателя постоянного тока источника питания центрального соленоида токамака КТМ отображены на рис. 13.

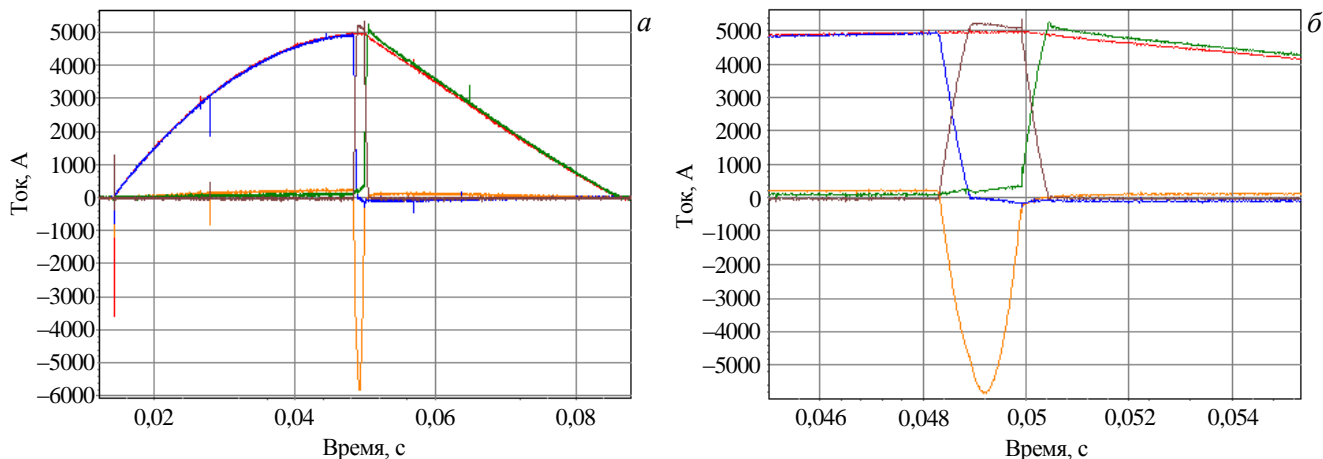


Рис. 13. Диаграмма токов в источнике питания обмотки CS при плазменном разряде: *а* — полный вид; *б* — увеличенный фрагмент момента переключения тока на балластное сопротивление; — HS5, ток в индукторе CS; — HS4, суммарный ток тиристорov T3, T4; — HS1, ток разряда  $C_k$  на тиристоры T3, T4; — HS2, ток диодов D1, D2; — HS3, ток в  $R_{bal}$

На рис. 13, *а* изображён разряд, в котором получено устойчивое переключение тока обмотки центрального сопротивления на балластное сопротивление  $R_{bal} = 0,3$  Ом при параметрах  $C_k = 0,0033$  Ф,  $L_k = 0,00015$  Гн, на рис. 13, *б* изображён увеличенный фрагмент момента переключения тока на балластное сопротивление в этом же разряде. На рис. 13, *а* видно, что после переключения полного тока обмотки центрального соленоида  $I_{CS} = 5000$  А на балластное сопротивление наклон и форма кривой изменения тока в контуре питания обмотки CS становятся намного круче (не повторяют форму четверти периода синусоиды), что свидетельствует о существенном приросте скорости спада тока в момент пробоя.

## ВЫВОДЫ

В настоящее время полный цикл испытания оборудования системы импульсного электропитания токамака КТМ, как и системы её цифрового управления, практически завершён, предварительные испытания показали достаточную эффективность принятых электротехнических решений для основного оборудования и комплектующих, а также возможность их использования при реализации систем импульсного электропитания токамаков малой и средней мощности. Установленная мощность электрооборудования соответствует требуемому уровню для надёжного электропитания обмоток электромагнитной системы токамака КТМ, а система цифрового управления преобразовательным оборудованием позволяет реализовывать необходимые алгоритмы управления и диагностики в режиме реального времени. Надёжность конструктивных решений, эффективность информационного и алгоритмического обеспечения системы импульсного электропитания позволили успешно провести начальные этапы физического пуска токамака КТМ, что даёт возможность прогнозировать эффективность и работоспособность системы на следующих этапах физического пуска установки, а также на этапах эксплуатации токамака КТМ на проектных параметрах.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назарбаев Н.А., Школьник В.С., Батырбеков Э.Г., Березин С.А., Лукашенко С.Н., Скаков М.К. Проведение комплекса научно-технических и инженерных работ по приведению бывшего Семипалатинского испытательного полигона в безопасное состояние. — Курчатов: РГП «Национальный ядерный центр РК», 2016, с. 35—60.

2. **Азизов Э.А., Тажибаева И.Л., Велихов Е.П., Школьник В.С. и др.** Казахстанский материаловедческий токамак КТМ и вопросы термоядерного синтеза. — Алматы, 2006. 236 с.
3. **Tazhibayeva I.L., Azizov E.A., Krylov V.A., Shkolnik V.S., Velikhov E.P. et al.** KTM Experimental Complex project Status. — Fusion Science and Technology, 2005, vol. 47, p. 746—750.
4. **Fuentes R., Neira L.** Effects of layout on current distribution in paralleled thyristors of high current rectifiers. — IEEE Paper No. PCIC- 2007-21, p. 1—6.
5. **Oh J.-S., Choi J., Suh J.-H., Choi J., Lee L, Kim C., Park H., Jo S., Lee S., Hwang K., Liu H., Hong Ki.-D., Sim D.-J., Lee J.-S., Lee E.-J., Kwon Y.-H., Lee D.-Y., Ko K.-W., Kim J.-M., Song I., Reynaud P., Tan H., Tao J., Goff J.** Final design of the Korean AC/DC converters for the ITER coil power supply system. — Fusion Engineering and Design, 2015, p. 2—3.
6. **Oh J.-S., Choi J., Suh J.-H., Liu H., Lee S., Park H., Jung W., Jo S., Tan H., Tao J., Fu P.** Korean r&d on the 6-pulse converter unit for ITER ac/dc converters. — In: 24th Symposium on Fusion Engineering, 2011, p. 1—6.
7. **Chen Peng, Fu Peng, Song Zhiquan.** An improvement on current sharing characteristics of poloidal field (PF) AC—DC Converters. — Plasma Science and Technology, 2011, vol. 13, № 4, p. 1—6.
8. **Качкин А.Г. Павлов В.М.** Информационное и алгоритмическое обеспечение блока диагностики системы управления источниками питания обмоток полоидального поля токамака КТМ. — Известия Томского политехнического университета, 2009, т. 314, № 5, с. 58.
9. **Bertolini E., Mondino P.L., Noll P.** The JET magnet power supplies and plasma control systems. — Fusion Technology, 2017, vol. 11, p. 84.
10. **Lampasi A., Coletti A., Novello L., Matsukawa M., Burini F., Taddia G., Tenconi S.** Final design of the switching network units for the JT-60SA central solenoid. — Fusion Engineering and Design 2014, vol. 89, p. 1—7.
11. **Gaio E., Maistrello A., Coffetti A., Gargano T., Perna M., Novello L., Coletti A., Matsukawa M., Yamauchi K.** Final design of the quench protection circuits for the JT-60SA superconducting magnets. — Transactions on Plasma Science, 2012, vol. 40, № 3, p. 557—563.
12. **Fu P., Liu Z.Z., Gao G., Yang L., Song Z.Q., Xu L.W., Tao J., Liu X.N.** Power supply system of EAST superconducting tokamak. — In: 5th IEEE Conf. on Industrial Electronics and Applications, 2010, p. 459.
13. **Tao J., Benfatto I., Goff J.-K., Mankani A., Milani F., Song I., Tan H., Thomsen J.** ITER coil power supply and distribution system. — In: IEEEINPSS 24th Symposium on Fusion Engineering, 2011, p. 5—6.
14. **Roshal A., Avanesov S., Koktsinskaya E., Manzuk M., Milani F., Mustafa G., Nesterenko A., Song I., Filippov A., Frolov A.** Design and analysis of switching network units for the ITER coil power supply system. — Fusion Engineering and Design, 2011, vol. 86, p. 1450—1453.



Денис Борисович Зарва, начальник управления инвестиционных проектов; Национальный ядерный центр Республики Казахстан, 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 2, здание 054 Б, Казахстан  
e-mail: zarva@nnc.kz



Юрий Николаевич Голобоков, инженер Центра информационных технологий; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
e-mail: golobokov@tpu.ru



Эрлан Гадлетович Батырбеков, Генеральный директор, д.ф.-м.н., профессор; Национальный ядерный центр Республики Казахстан, 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 2, здание 054 Б, Казахстан; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
e-mail: batyrbekov@nnc.kz



Ирина Лашкаровна Тажибаева, заместитель директора филиала ИАЭ НЯЦ РК, исполнительный директор Центра безопасности ядерных технологий, д.ф.-м.н.; 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 10, Казахстан; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
e-mail: tazhibayeva@ntsc.kz



Вадим Михайлович Павлов, к. техн. н., доцент; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
e-mail: pavlov@tpu.ru



Алексей Михайлович Ли, программист; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
e-mail: alee@tpu.ru



Антон Алексеевич Мезенцев, к. техн. н., доцент; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
mezentsev.anton@gmail.com



Степан Вадимович Меркулов, инженер-проектировщик; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
e-mail: stepan@tpu.ru



Алексей Алексеевич Дериглазов, инженер-проектировщик; Национальный исследовательский Томский политехнический университет, 634050 Томск, пр. Ленина 30, Россия  
e-mail: aad3@tpu.ru

Статья поступила в редакцию 15 марта 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 59—70.

УДК 621.039.616

## РАЗРАБОТКА РЕГУЛЯТОРОВ ДЛЯ МАГНИТНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЙ ТОКАМАКА

*М.Л. Дубров, Р.Р. Хайрутдинов, В.Э. Лукаш, М.М. Соколов*

*НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Работа посвящена описанию созданного программно-вычислительного комплекса (ПВК), целью которого является синтез регуляторов для магнитного управления положением, формой и током плазмы токамака. ПВК позволяет рассчитывать параметры регуляторов для любой точки сценария разряда, включая как лимитерную, так и диверторную стадии. Он разработан на основе нелинейной плазмозфической вычислительной программы ДИНА в рамках системы МАТЛАБ-Симулинк с использованием специально разработанного для этого графического интерфейса пользователя (GUI — Graphic User Interface). Представлены примеры использования ПВК для синтеза регуляторов управления положением, формой и током плазмы токамака Т-15 в сценарии разряда.

**Ключевые слова:** токамак, программный комплекс, ДИНА, сценарий, плазма, равновесие, система управления.

## SYNTHESIS OF REGULATORS FOR MAGNETIC CONTROL OF TOKAMAK PLASMA

*M.L. Dubrov, R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash, M.M. Sokolov*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The paper describes the software and computer complex (SCC), whose goal is to synthesize regulators for magnetic control of the position, shape and current of the tokamak plasma. The SCC allows to calculate automatically the parameters of the regulators for any operation point of the discharge scenario, including both the limiter and divertor stages. The computer-aided complex is developed on the basis of the nonlinear plasma-physical code DINA within the MATLAB-Simulink system using a GUI (Graphic User Interface) specially designed for this purpose. Examples of the use of this SCC for synthesis of position, shape and current control regulators of the T-15 tokamak plasma in the discharge scenario are presented.

**Key words:** tokamak, software package, DINA, scenario, plasma, equilibrium, control system.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-71-76

### ВВЕДЕНИЕ

Рост времени удержания плазмы в токамаках и использование сложных конфигураций равновесия плазмы потребовали применения активных систем управления положением и формой плазмы. Действие таких систем управления плазмой (СУП) основано на корректировке токов в обмотках системы полоидального магнитного поля во время разряда с использованием данных магнитной диагностики. По магнитным измерениям вычисляются форма плазмы и другие её параметры, затем они сравниваются с заданными параметрами сценария. Отклонения этих параметров направляются в регулятор, который вычисляет напряжения для источников питания обмоток полоидального поля. В зависимости от типа источников питания может использоваться система управления этими источниками, реализующая рассчитанные регулятором напряжения (рис. 1).

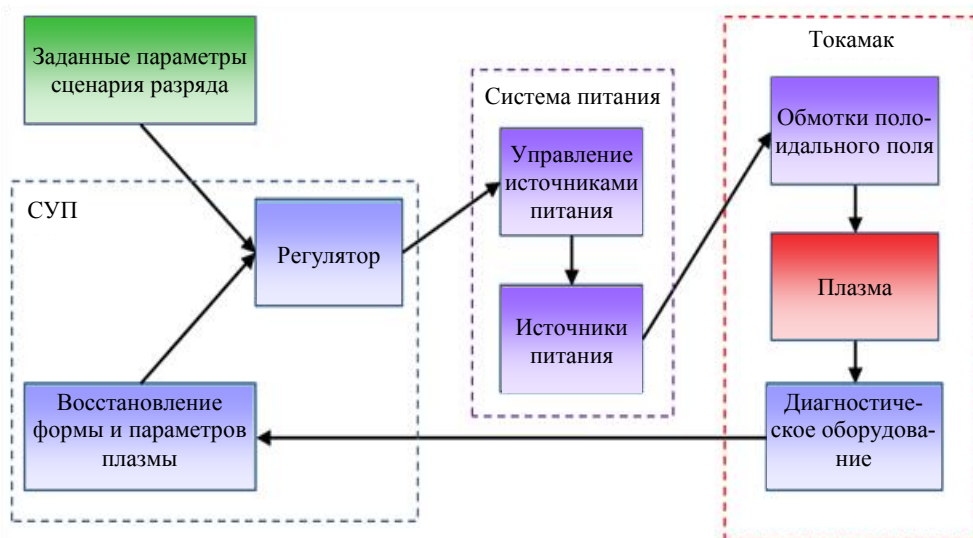


Рис. 1. Функциональная схема магнитного управления плазмой

Данная статья посвящена разработке ПВК для синтеза регуляторов СУП. В отличие от остальных элементов схемы такие регуляторы существенно зависят от динамических характеристик плазмы, поэтому их построение является задачей, связанной с исследованием свойств самой плазмы. Для этого в составе ПВК используется нелинейный плазмофизический код ДИНА [1], с помощью которого вычисляются динамические характеристики плазмы токамака.

### ЭТАПЫ ПРОЦЕССА СИНТЕЗА РЕГУЛЯТОРА

Построение регуляторов осуществляется на основе теории линейно-квадратичного (LQ) управления [2]. Этот подход, как и большинство других, предполагает представление объекта управления в виде системы линейных дифференциальных уравнений первого порядка

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{x}}(t) &= \mathbf{A}\mathbf{x}(t) + \mathbf{B}\mathbf{u}(t); \\ \mathbf{y}(t) &= \mathbf{C}\mathbf{x}(t) + \mathbf{D}\mathbf{u}(t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор управляющих сигналов;  $\mathbf{y}$  — вектор измеряемых величин;  $\mathbf{x}$  — вектор состояния объекта;  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{D}$  — матрицы, полностью задающие поведение объекта управления, если известно его состояние  $\mathbf{x}_0$  в начальный момент времени.

Тогда управляющие сигналы  $\mathbf{u}$  вычисляются по закону

$$\mathbf{u} = -\mathbf{K}\mathbf{x}, \quad (2)$$

где матрица  $\mathbf{K}$  получается из решения задачи минимизации линейно-квадратичного функционала качества

$$I = \int_0^{+\infty} (\mathbf{x}^T \mathbf{Q}\mathbf{x} + \mathbf{u}^T \mathbf{R}\mathbf{u} + \mathbf{x}^T \mathbf{N}\mathbf{u}) dt, \quad (3)$$

в котором  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{R}$ ,  $\mathbf{N}$  — весовые матрицы, с помощью которых делается настройка регулятора. Вместе с матрицами  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$  объекта управления (1) они задают единственную матрицу  $\mathbf{K}$  для (2).

В нашем случае регулятор работает с объектом управления, в котором  $\mathbf{u}$  — вектор напряжений на обмотках полоидального магнитного поля,  $\mathbf{y}$  — вектор, состоящий из параметров формы и положения и тока плазмы. Электромагнитная система токамака может быть описана системой (1), однако плазма в проводящей камере подчиняется нелинейным законам эволюции. В связи с этим представление объекта управления в виде (1) возможно только, если конфигурация равновесия плазмы меняется слабо. Существенные изменения размера и формы плазмы в процессе сценария разряда требуют пересчёта матриц  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{D}$ . В ПВК предусмотрено вычисление этих матриц для нескольких операционных моментов сценария разряда.

Вычисление матриц производится с помощью метода идентификации объекта управления [3], в роли которого выступает нелинейная плазмофизическая модель токамака, реализованная в коде ДИНА. Суть предлагаемого подхода заключается в том, что в коде ДИНА задаётся начальное состояние плазмы и электромагнитной системы, соответствующее выбранной операционной точке сценария разряда. Затем на управляющий вход  $\mathbf{u}$  подаются сигналы с заданной зависимостью от времени. Полученные при этом выходные величины  $\mathbf{y}$  дают информацию о динамических свойствах объекта управления и позволяют вычислить передаточную матрицу объекта  $\mathbf{H}$ :

$$\mathbf{y}(s) = \mathbf{H}(s)\mathbf{u}(s), \quad (4)$$

где  $s$  — комплексная переменная;  $\mathbf{y}(s) = \int_0^{+\infty} \mathbf{y}(t)\exp(-st)dt$ ,  $\mathbf{u}(s) = \int_0^{+\infty} \mathbf{u}(t)\exp(-st)dt$  — одностороннее преобразование Лапласа (так как начальные условия нулевые) для входных и выходных сигналов. Передаточная матрица связана с матрицами объекта соотношением

$$\mathbf{H}(s) = \mathbf{C}(s\mathbf{l} - \mathbf{A})^{-1}\mathbf{B} + \mathbf{D}, \quad (5)$$

где  $\mathbf{l}$  — единичная матрица;  $s$  — комплексная переменная. С её помощью находятся искомые матрицы  $\mathbf{A}$ ,  $\mathbf{B}$ ,  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{D}$ , соответствующие линейной модели объекта в выбранном состоянии.

Таким образом, алгоритм работы ПВК состоит из следующих этапов. Рассматриваются данные рассчитанного заранее сценария разряда. В нём выбираются несколько последовательных моментов времени, в которых равновесные плазменные конфигурации существенно отличаются. Для каждого из моментов также задаются параметры плазмы, которыми должен управлять регулятор. Параметры сценария и эти моменты времени являются входными данными для ПВК. Для каждого момента времени ПВК запускает код ДИНА, настроенный на соответствующую конфигурацию плазмы. Количество запусков кода равно количеству входных напряжений (активных обмоток полоидального магнитного поля), при этом в каждом запуске анализируются отклики выходных величин (параметров плазмы) на входное напряжение заданной величины. Формируется передаточная матрица, и вычисляются матрицы  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$ . Для них выбираются шаблоны весовых матриц  $Q$ ,  $R$ ,  $N$  с использованием специально разработанных методик и синтезируется линейно-квадратичный регулятор. Таким образом, для каждого из выбранных моментов сценария получается свой регулятор СУП. Далее реализуется запуск сценария на коде ДИНА с последовательным переключением полученных регуляторов.

### РЕАЛИЗАЦИЯ ПВК НА ПЛАТФОРМЕ МАТЛАБ

Для работы ПВК используются Matlab-версия кода ДИНА [4], System Identification Toolbox и Control System Toolbox. Расчёты с использованием кода ДИНА проводятся в среде Simulink. Программа оформлена в виде набора Matlab-скриптов и функций. Для главного скрипта пользователь инициализирует начальные данные, после чего программа выполняет идентификацию с использованием кода ДИНА для указанных моментов времени сценария, строит линейные модели и синтезирует регуляторы для них. ПВК использует разработанную библиотеку с регуляторами различных типов и модели плазмы для запуска расчётов сценариев на коде ДИНА с последовательным переключением полученных регуляторов.

Предусмотрена возможность синтеза регуляторов двух типов. В первом типе регуляторов используются два контура управления: в первом контуре регулятор вычисляет коррекции для токов в обмотках полоидального магнитного поля, во втором контуре другой регулятор вычисляет необходимые для этого напряжения на обмотках. Регулятор второго контура при этом дополнительно использует заданные значения токов обмоток из сценария и не позволяет сильно отклоняться от них. Во втором типе регулятор по отклонениям параметров плазмы от программируемых значений вычисляет напряжения для обмоток полоидального магнитного поля.

Для контроля процесса идентификации и анализа свойств нелинейной модели также разработано приложение с интерфейсом пользователя (рис. 2). Данное приложение позволяет просматривать проме-

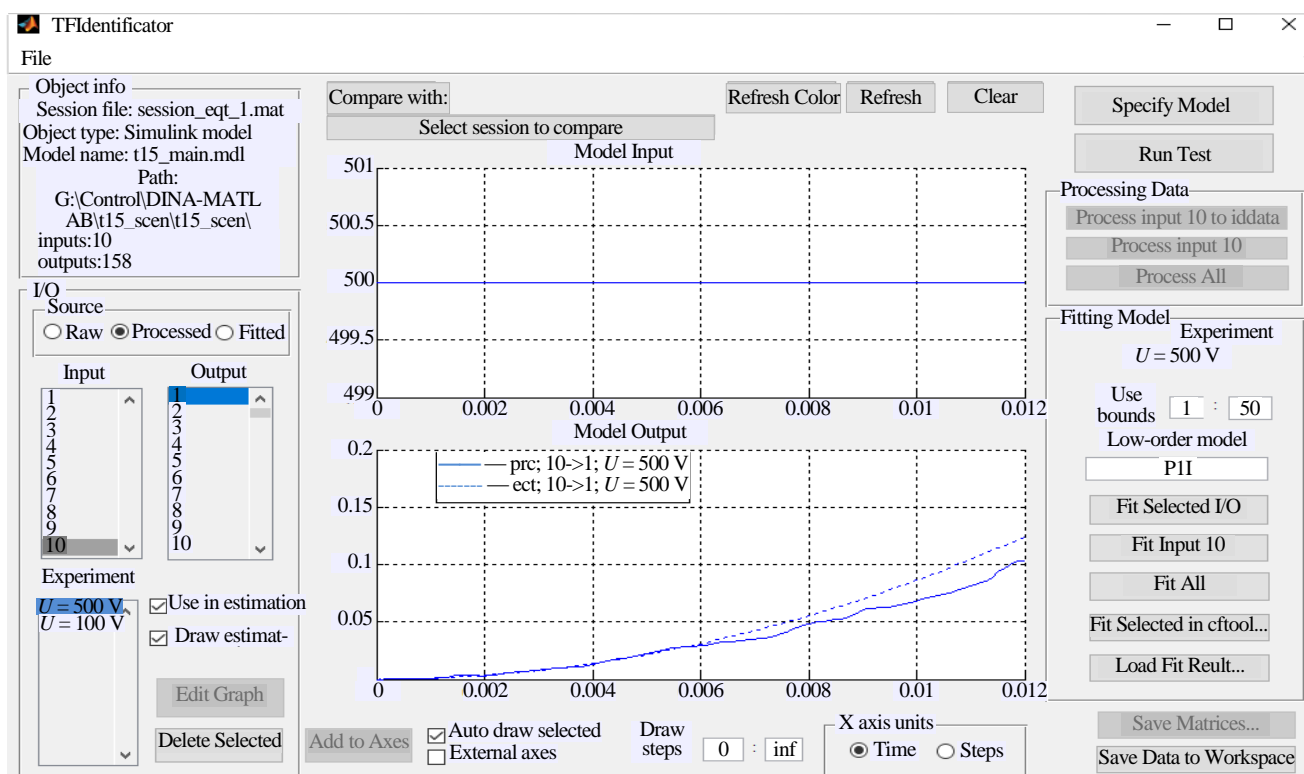


Рис. 2. Интерфейс Matlab-приложения для работы с результатами идентификации

жуточные данные каждого этапа идентификации, а также предоставляет доступ к большинству функций ПВК, относящихся к процессу идентификации, чтобы вносить коррективы в случае необходимости. Например, интерфейс позволяет задавать тестовые сигналы, запускать с ними нелинейную модель, производить необходимые операции с полученными откликами, задавать вид аппроксимирующих отклики передаточных функций, получать передаточные функции и матрицы  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  представления объекта в пространстве состояний.

Для начала работы нужно нажать кнопку Specify Model и в открывшемся окне выбрать подготовленную Simulink-модель, содержащую идентифицируемый объект. На панели Object Info отобразится описание выбранной модели. Затем с помощью кнопки Run Test открывается окно, где задаются тестовый сигнал и входы объекта, на каждый из которых будет подан тестовый сигнал. После этого модель запускается на счёт соответствующее количество раз, включая запуск с нулевыми тестовыми сигналами. После окончания счёта на панели I/O (Input/Output) будут показаны полученные результаты расчётов. Сначала создаются данные непосредственно с Simulink-модели при выборе опции Raw. Чтобы отобразить сигналы в центральном окне, нужно в списках панели I/O выбрать Input — тестируемый вход, Output — отклик выбранного выхода, Experiment — описание тестового сигнала. На верхних осях отобразится входной тестовый сигнал, на нижних — отклик выбранного выхода объекта. В поле Draw steps можно выбрать отображаемый интервал времени, в поле X axis units — единицы измерения временной переменной (число дискретных шагов либо время). Следующим шагом является вычитание результатов запуска модели без тестовых напряжений из результатов остальных запусков, чтобы получить отклик только на тестовое напряжение, исключив динамику, связанную с начальным внутренним состоянием объекта идентификации. Для этого на панели Processing Data нужно нажать кнопку Process All. После этого при выбранном флаге Processed на панели I/O также появится возможность выбора графиков для просмотра. Далее нужно аппроксимировать отклики передаточными функциями, для этого на панели Fitting Model указывается принятый в Model Identification Toolbox акроним, описывающий вид передаточной функции. Нажав кнопку Fit All, получаем аппроксимирующие передаточные функции для всех имеющихся входов и выходов. Чтобы получить передаточные функции только для выбранного входа, нужно нажать Fit Input, а для получения передаточной функции только для выбранных входов и выходов — соответственно Fit Selected I/O. Графики полученных аппроксимаций можно просмотреть при выбранном флаге Fitted панели I/O. Также можно включить отображение аппроксимаций и при выбранном флаге Processed, для этого предусмотрена опция Draw estimated (рис. 2 соответствует этому варианту). При выбранном флаге Fitted доступна кнопка Save Matrices, с помощью которой можно сохранить в рабочем пространстве Matlab матрицы  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  объекта, соответствующие текущей аппроксимации его откликов. Чтобы иметь возможность вернуться к полученным результатам, просматривать и изменять их, в меню File можно сохранить текущую сессию или загрузить сохранённую ранее.

### ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПВК ДЛЯ СИНТЕЗА РЕГУЛЯТОРОВ УПРАВЛЕНИЯ ПЛАЗМОЙ Т-15

Приведём пример работы ПВК для одного из сценариев разряда в Т-15 [5] с омическим нагревом. В данном сценарии выбрано шесть моментов времени (рис. 3), для каждого из которых с помощью ПВК

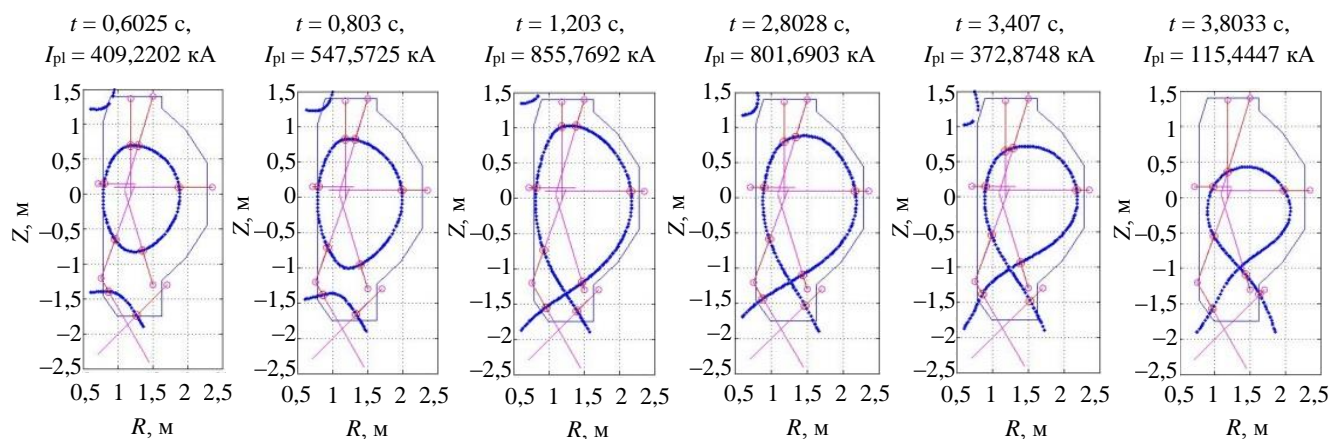


Рис. 3. Равновесие плазмы в точках сценария, для которых синтезированы регуляторы

построены регуляторы. Затем с помощью полученных регуляторов смоделирована работа системы управления на коде ДИНА (рис. 4). Использована двухконтурная схема управления, в которой все регуляторы контролируют ток плазмы. Также регуляторы для моментов 1 и 6 управляют вертикальным и горизонтальным положениями плазмы, а регуляторы 2—5 управляют зазорами (Gap) между сепаратрисой и лимитером в заданных точках. На графике отклонений зазоров видны скачки, связанные с переключением регуляторов, следящих за разными зазорами. На графике токов обмоток пунктиром показаны заданные (Ref) в сценарии значения, сплошные линии показывают полученные (Val) в результате управления значения. Использование второго контура позволяет добиться не только малых отклонений параметров плазмы, но и поддерживает сценарные токи в обмотках. Это позволяет оставаться в рамках опорных равновесий, для которых получены используемые регуляторы.

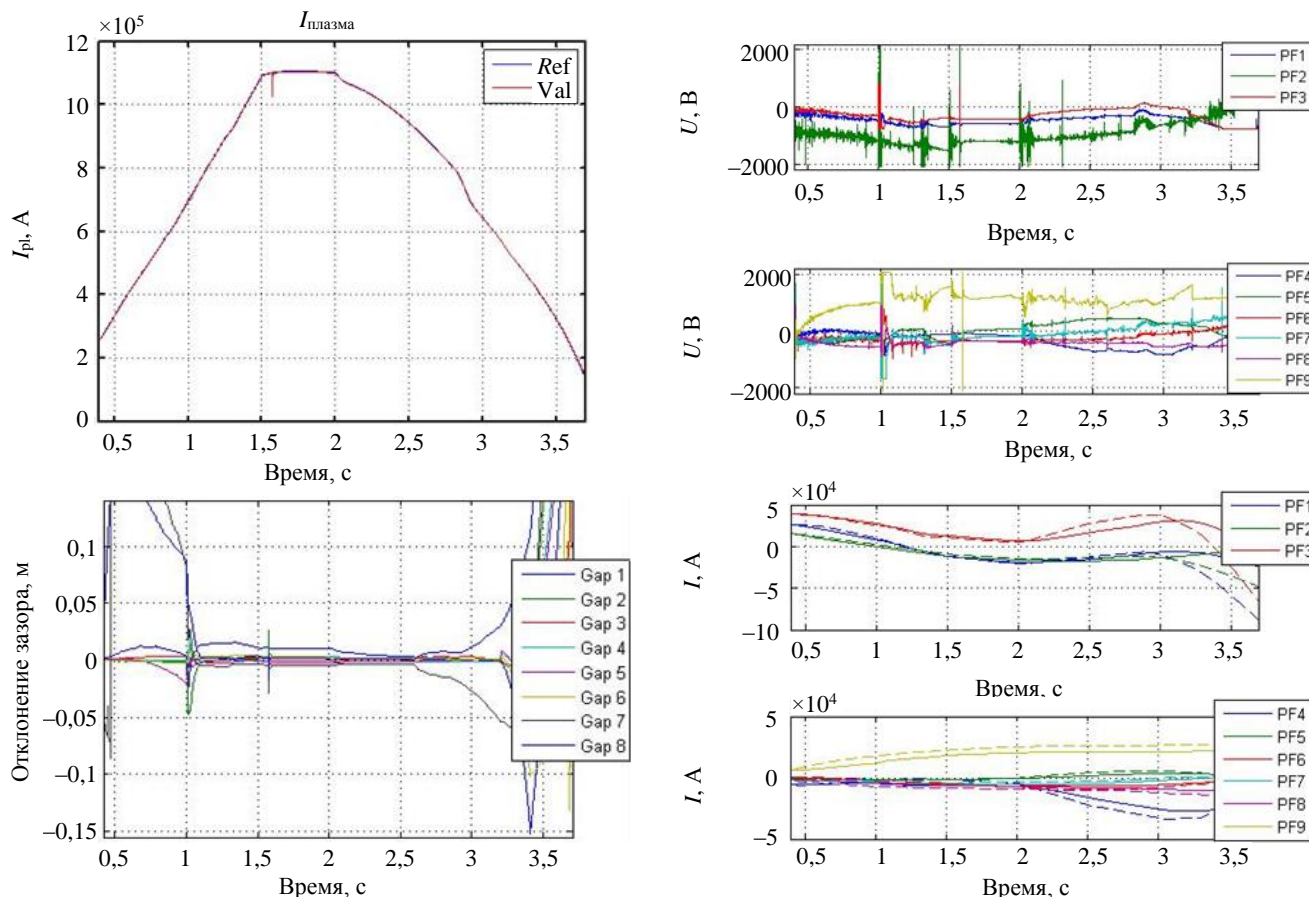


Рис. 4. Результаты расчёта сценария с полученными регуляторами

Важнейшей характеристикой системы управления является потребляемая при работе мощность. Мощность  $P_i(t)$ , потребляемая в моделированном сценарии  $i$ -й обмоткой, вычислялась по формуле

$$P_i(t) = |U_i(t)I_i(t)|, \quad (6)$$

где  $i$  — номер обмотки;  $U_i(t)$ ,  $I_i(t)$  — напряжение и ток  $i$ -й обмотки соответственно. На рис. 5 показаны графики зависимости потребляемой мощности от времени для каждой обмотки, а также суммарная потребляемая мощность  $\sum_{i=1}^9 P_i(t)$ . Для данного сценария стационарная потребляемая мощность составляет 65 МВт, пиковая — до 120 МВт.

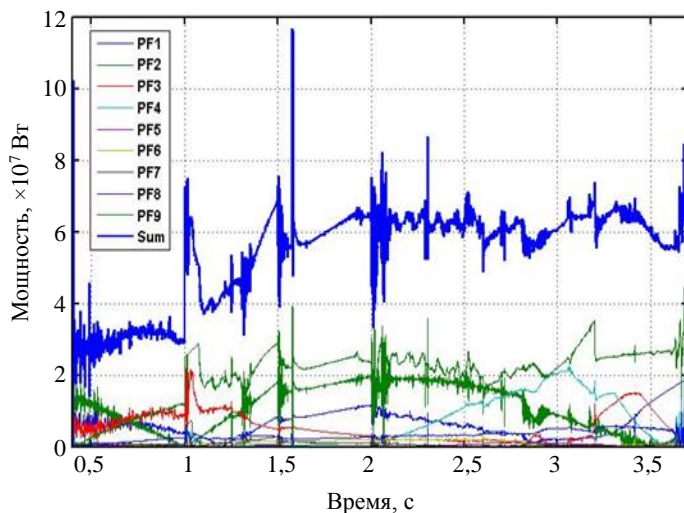


Рис. 5. Результаты расчёта сценария с полученными регуляторами

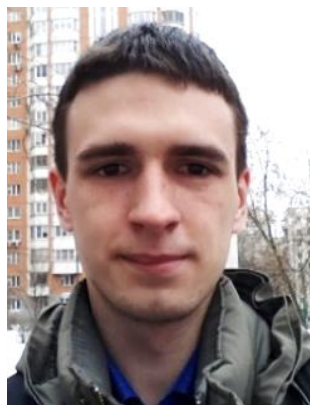
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание программно-вычислительного комплекса, позволяющего синтезировать регуляторы параметров плазмы токамака с использованием теории идентификации и линейно-квадратичного управления. Это позволяет эффективно разрабатывать сценарии разрядов в плазме токамака с учётом особенностей системы управления, а также даёт возможность проектировщикам сценариев получать не только уставки для системы управления, но и сами регуляторы, что раньше требовало дополнительных действий. Эффективность работы программно-вычислительного комплекса продемонстрирована на примере моделирования управляемого сценария омического разряда в плазме токамака Т-15. Получена оценка мощности, потребляемой системой управления.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке грантами РФФИ № 17-0700544 и 17-0700883.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

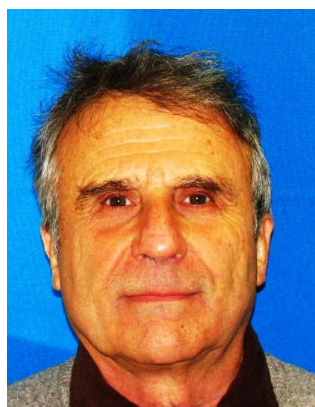
1. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak fusion device with the inverse-variable technique. — *J. of Computational Physics*, 1993, vol. 109, № 2, p. 193—201.
2. **Math Works.** Control System Toolbox: User's Guide. 2016.
3. **Дубров М.Л., Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р., Докука В.Н., Соколов М.М.** Построение линейных моделей методом идентификации плазмы для синтеза регуляторов системы управления плазменным шнуром токамака Т-15. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2017, т. 40, вып. 1, с. 56—67.
4. **Лукаш В.Э., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р.** Программно-вычислительный комплекс DINA в системе MATLAB для решения задач управления плазмой токамака. — Там же, 2004, вып. 1, с. 40—49.
5. **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. — Там же, 2014, т. 37, вып. 3, с. 56—70.



Максим Леонидович Дубров, аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
comgrademax@yandex.ru



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; 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Lukash\_VE@nrcki.ru



Михаил Михайлович Соколов, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 1 марта 2018 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 71—76.

УДК 621.039.667.4

## БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЙ РЕГИСТРАТОР НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИЙ МАСШТАБНО-ВРЕМЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА УСТАНОВКЕ ГДЛ

*Е.А. Пурьга<sup>1</sup>, С.В. Иваненко<sup>1,2</sup>, А.А. Лизунов<sup>1</sup>, А.Д. Хильченко<sup>1</sup>, А.Н. Квашинин<sup>1</sup>, П.В. Зубарев<sup>1</sup>, Д.В. Моисеев<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия*

Одним из наиболее распространённых методов для измерения температуры и плотности плазмы является метод томсоновского рассеяния. На установке ГДЛ Института ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН (Новосибирск, Россия) в рамках модернизации диагностического комплекса томсоновского рассеяния был разработан быстродействующий регистратор. Для построения этого регистратора используется технология SCA (switch capacitor array), основанная на масштабно-временном преобразовании формы импульсных сигналов малой длительности. Разработанный регистратор позволяет фиксировать сигнал рассеянного излучения длительностью более 10 нс по восьми каналам на интервале до 205 нс с частотой дискретизации до 5 ГГц и амплитудным разрешением до 14 бит. В состав регистратора также включён восьмиканальный дополнительный модуль для регистрации постоянной составляющей, обеспечивающий регистрацию сигналов с частотой дискретизации 25 МГц и амплитудным разрешением 14 бит.

**Ключевые слова:** масштабно-временное преобразование, программируемая логическая интегральная схема (ПЛИС), томсоновское рассеяние, быстродействующие регистраторы.

## THE HIGH-SPEED RECORDER BASED ON SWITCH CAPACITOR ARRAY TECHNOLOGIES FOR THOMSON SCATTERING DIAGNOSTICS IN GDT

*E.A. Puryga<sup>1</sup>, S.V. Ivanenko<sup>1,2</sup>, A.A. Lizunov<sup>1</sup>, A.D. Khilchenko<sup>1</sup>, A.N. Kvashnin<sup>1</sup>, P.V. Zubarev<sup>1</sup>, D.V. Moiseev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

<sup>2</sup>*Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia*

Thomson scattering is one of the most commonly used methods for plasma temperature and density measurement. A high-speed recorder was developed for the gas dynamic trap (GDT) in the Budker Institute of Nuclear Physics (Novosibirsk, Russia) within the framework of modernization of the Thomson scattering diagnostic system. Switch capacitor array technology, based on the scaling-time transformation of short pulsed signals form is used to build the recorder, which allows recording scattered radiation signals (longer than 10 ns) over eight channels at the intervals up to 205 ns, with a sampling rate up to 5 GHz, and an amplitude resolution up to 14 bits. The recorder also includes the eight-channel additional module for DC component recording, which provides recording of signals with a sampling rate of 25 MHz and an amplitude resolution of 14 bits.

**Key words:** switch capacitor array technology, field-programmable gate array (FPGA), Thomson scattering, high-speed recorders.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-77-88

### ВВЕДЕНИЕ

Рассеяние электромагнитного излучения на электронах (томсоновское рассеяние) широко используется как метод диагностики плазмы. Функция  $S(k, \omega)$ , описывающая спектральную плотность мощности рассеянного излучения, содержит члены, пропорциональные электронной и ионной функциям распределения по скоростям. Настоящая работа описывает разработку быстродействующей электронной системы для регистрации сигналов, основной областью применения которой является измерение параметров плазмы на основе метода томсоновского рассеяния (ТР). В первую очередь, новый прибор предназначен для диагностики лазерного томсоновского рассеяния на газодинамической ловушке (ГДЛ) [1]. При этом параметры разработанного прибора отвечают требованиям многих других диагностик томсоновского рассеяния в современных экспериментах по магнитному удержанию плазмы. Такая постановка задачи охватывает исследования на токамаках (например, Глобус-М, JET, DIII-D [2—4]), линейных магнитных системах ГДЛ, ГОЛ-3 [1, 5] и другие эксперименты с близкими параметрами плазмы. Она также полностью отвечает параметрам крупномасштабных проектов по управляемому термоядерному синтезу: ИТЭР [6] и W7X [7]. В первую очередь, диагностика томсоновского рассеяния в этих экспериментах

применяется для определения параметров функции распределения по скоростям для электронного компонента плазмы. Для простоты будем рассматривать изотропную максвелловскую функцию распределения по скоростям электронов плазмы. Тогда характерная ширина спектра рассеянного излучения пропорциональна электронной температуре, а интеграл по длине волны пропорционален концентрации электронов.

В случае томсоновского рассеяния на свободных электронах отношение рассеянной мощности к падающей приближенно описывается формулой

$$\frac{P_s}{P_i} \cong r_0^2 n_e L d\Omega, \quad (1)$$

где  $r_0^2 = 7,95 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$  — квадрат классического радиуса электрона;  $n_e$  — концентрация электронов;  $L$  — длина рассеивающей области вдоль лазерного пучка;  $d\Omega$  — телесный угол сбора излучения. Для типичных параметров эксперимента на установках с магнитным удержанием плазмы это отношение имеет величину порядка  $10^{-13}$ . Поэтому все современные диагностики томсоновского рассеяния в качестве источника излучения используют мощные импульсные лазеры. Обзор применяемых лазерных систем выходит за рамки настоящей работы. Стоит лишь указать, что большое распространение имеют неодимовые лазеры как на основе неодимового аллюмоиттриевого граната (Nd:YAG) и неодимового ванадата иттрия (Nd:YVO4), так и на основе неодимовых стёкол. Типичная энергия лазера в одном импульсе длительностью 1—20 нс составляет 1—10 Дж. Наиболее распространены лазеры энергией 1—2 Дж в импульсе длительностью около 10 нс. При таких параметрах рассеянная мощность может быть порядка нескольких микроватт, что вполне соответствует динамическому диапазону современных полупроводниковых детекторов излучения, таких как лавинные фотодиоды (ЛФД). Как правило, далее токовый сигнал ЛФД преобразуется с помощью операционных усилителей в сигнал напряжения амплитудой 0,1—1 В для приведения к амплитудному входному диапазону регистратора.

Система регистрации, описанная в данной работе, будет впервые опробована в диагностике лазерного томсоновского рассеяния на линейной магнитной ловушке для удержания плазмы ГДЛ [1]. Эта диагностика в настоящее время находится на финальном этапе разработки. Источником излучения является лазер Nd:YAG на основной гармонике с длиной волны 1064 нм, энергией в импульсе 1,7 Дж и длительностью 10 нс. Лазер имеет импульсно-периодический режим работы с частотой 10 Гц. Оптическая система сбора света рассчитана на измерение температуры и плотности электронов в 11 точках в плазме, расположенных вдоль лазерного пучка. Система регистрации оптических сигналов рассеяния имеет модульную структуру, где одной пространственной точке соответствует отдельный спектральный прибор (спектрометр). Конструкция спектрометра основана на известной схеме с узкополосными интерференционными фильтрами [8] и имеет шесть спектральных каналов регистрации с ЛФД в качестве детекторов излучения. В схеме детектирования применяются ЛФД НАМАМАТСУ S11519-15 в комбинации со специально разработанными в ИЯФ СО РАН токовыми усилителями сигнала. Параметры проектируемой диагностики на ГДЛ позволяют оценить количество фотонов в импульсе рассеяния, приходящих в спектрометр, как  $(2—3) \cdot 10^5$ . Эта оценка даёт приблизительно  $5 \cdot 10^4$  фотонов в каждом спектральном канале регистрации. Созданные усилители сигнала ЛФД при коэффициенте передачи  $\sim 5 \cdot 10^6$  В/Вт имеют шум, эквивалентный 200 фотонам за длительность лазерного импульса. В реальных условиях эксперимента с широким диапазоном по температуре и плотности плазмы ожидается соотношение сигнала к шуму 10—1000. Поэтому для диагностики требуется регистратор формы импульса с вертикальным разрешением не менее 12 бит, чтобы его эффективный динамический диапазон позволял производить измерения с максимальной точностью при любых проектных режимах эксперимента. Следует заметить, что в ряде задач более оправданным оказывается альтернативный метод регистрации, основанный на интегрировании сигнала в течение определённого интервала времени, содержащего импульс рассеяния [9, 10]. Дизайн спектрометра для диагностики лазерного томсоновского рассеяния на ГДЛ реализует концепцию регистрации, оцифровки и обработки сигналов внутри единого устройства. Поэтому регистратор сигналов должен иметь конструктив единой компактной печатной платы и иметь не менее восьми каналов. Спектрометр диагностики томсоновского рассеяния на установке ГДЛ содержит шесть мо-

дулей ЛФД. Ещё один дополнительный канал предполагается использовать для регистрации опорного сигнала лазерного импульса, снимаемого с быстрого диода, установленного на оптической плите вблизи лазера. Использованный подход позволяет разместить модули ЛФД с усилителями в непосредственной близости от системы регистрации с длиной кабельных соединений не более 100 мм внутри единого экранирующего корпуса. Для обеспечения периодических измерений система регистрации должна фиксировать и обрабатывать осциллограммы сигнала рассеяния за промежутки времени не более 10 мс. Встроенный интерфейс связи Ethernet должен обеспечивать передачу данных с необходимой скоростью. В заключение формулировки задачи важно отметить, что диагностика лазерного томсоновского рассеяния на ГДЛ имеет структуру и компонентный состав, вполне типичный для этих измерительных систем современного поколения [11—14]. Целью разработки является универсальный прибор, предназначенный для широкого спектра диагностик физического эксперимента.

## МЕТОДИКА МАСШТАБНО-ВРЕМЕННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Одним из наиболее распространённых методов, используемых при построении систем регистрации сигналов томсоновского рассеяния, является осциллографический метод (или метод прямой оцифровки сигналов). Он основан на фиксации формы сигнала с помощью цифровых осциллографов или кристаллов аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Необходимая частота дискретизаций и амплитудный диапазон АЦП зависят от особенностей эксперимента. Для сигналов рассеяния с характерной длительностью 1—20 нс частота дискретизации АЦП должна быть не менее 50 МГц для длительности сигнала 20 нс и не менее 2 ГГц для сигнала длительностью 1 нс. Такие минимальные значения частот позволят зарегистрировать сигнал всего в двух точках. Для получения большего количества точек на сигнале необходимо увеличение этих частот. В среднем же, исходя из обзора существующих в настоящее время регистраторов, диапазон их частот дискретизации лежит в пределах от 500 МГц до 4 ГГц, а амплитудный диапазон — в пределах от 8 до 14 бит [15—17].

В качестве альтернативного метода в данной работе используется методика масштабного-временного преобразования (SCA-технологии — Switch Capacitor Array). Этот метод позволяет фиксировать текущие значения сигналов в аналоговой форме при помощи элементарных ячеек выборки и хранения (аналоговая память) и обеспечивает дальнейшее их считывание с помощью АЦП, но в более медленном темпе. Построенные на этом принципе регистраторы позволяют вести оцифровку с частотой дискретизации до нескольких гигагерц, при этом их потребляемая мощность сокращается в разы по сравнению с использованием осциллографического метода с применением высокоскоростных АЦП, что особенно важно для многоканальных измерительных систем с несколькими сотнями каналов.

Несмотря на то, что методика масштабного-временного преобразования используется в физическом эксперименте уже более 40 лет [18, 19] (в области физики высоких энергий), она не использовалась для регистрации параметров плазмы методом томсоновского рассеяния до недавнего времени [20—22]. Это связано с рядом особенностей, определяемых способом построения кристаллов аналоговой памяти. Одной из таких особенностей является достаточно большое мёртвое время, величина которого зависит от количества элементарных ячеек, частоты дискретизации аналоговой памяти, частоты считывания сигнала с помощью АЦП и вида аналоговой памяти. Наличие мёртвого времени имеет критическое значение в случае использования разрабатываемого регистратора для диагностики томсоновского рассеяния, так как полная длительность цикла «регистрация—оцифровка—вычитывание—передача данных» (с учётом мёртвого времени) должна быть меньше обратной частоты следования импульсов. Например, на установке ГДЛ на первом этапе измерений с диагностикой томсоновского рассеяния будет использоваться лазер с частотой импульсов 10 Гц. Соответствующая длительность цикла регистрации и обработки сигнала не должна превосходить 100 мс, что относительно легко обеспечить. Однако некоторые диагностические ТР с высоким разрешением по времени используют так называемые импульсно-пакетные (pulse-burst) лазеры с частотой следования импульсов в «пакете» до 250 кГц [23]. Таким образом, задача «максимум» состоит в уменьшении длительности цикла обработки данных до 4 мкс, что представляет значительную техническую трудность. Так же в связи с тем, что входные и выходные каскады каждой элементарной ячейки имеют характерные только для них напряжения сдвига нуля и коэффициенты передачи сигналов

по амплитуде, на выходах блоков ёмкостных накопителей будут формироваться сигналы с достаточно высоким уровнем шумового компонента.

В первых кристаллах аналоговой памяти значения шумового компонента занимали 7—8 разрядов и фактически технической возможности для калибровки выходного сигнала не было. Развитие в области разработки кристаллов аналоговой памяти позволило уменьшить значение шумового компонента до 5—6 разрядов. Но такого амплитудного разрешения всё равно оказалось недостаточно для современных диагностических комплексов ТР. Это связано с тем, что длительность рассеянного сигнала составляет от 1 до 20 нс при мощности  $\sim 10^{-15}$  Дж. А поскольку в диагностике томсоновского рассеяния важно выделять сигнал малой длительности и малой интенсивности на фоне высокого фонового компонента плазмы, то использование регистраторов, построенных на основе SCA-метода, не представлялось возможным.

Ситуация изменилась буквально несколько лет назад. Исследования, проводимые в таких институтах, как IRFU (Сент-Обен, Франция), University of Hawai'i at Manoa (США, Гавайи), Enrico Fermi Institute (научно-исследовательское учреждение в составе Чикагского университета), Paul Scherrer Institute (Швейцария), позволили создать кристаллы аналоговой памяти с большим количеством ячеек выборки и хранения, обеспечивающих длительность регистрации сигналов до нескольких сотен нс при частоте регистрации несколько ГГц [24—28]. При этом с достаточно высокой скоростью считывания из ячеек аналоговой памяти, что существенно уменьшило значение мёртвого времени. Более того, в некоторых кристаллах аналоговой памяти, например, в кристалле DRS4, разработанном в Paul Scherrer Institute Стефаном Риттом [29], присутствует возможность неполного считывания данных из кристалла. Такая возможность позволяет использовать метод масштабного-временного преобразования для ТР даже при использовании лазеров типа pulse-burst. А новейшие разработки в области цифровой электроники (FPGA со встроенным процессором, многоядерные процессоры) дают возможность свести к минимуму значение шумового компонента до 3—4 разрядов. Все это позволяет сегодня использовать метод на основе SCA-технологии для построения регистраторов для диагностики ТР с рекордным быстродействием (до нескольких ГГц), высоким амплитудным разрешением (эффективным количеством бит (ENOB) АЦП не менее 10 бит) и малым энергопотреблением. Более того, так как конфигурация FPGA может быть легко изменена путём простого перепрограммирования, такие регистраторы могут быть без труда адаптированы для целого ряда широкополосных диагностик плазмы.

Таким образом, использование технологий масштабного-временного преобразования позволяет строить компактные, высокоскоростные, маломощные измерительные системы с большим амплитудным динамическим диапазоном для исследований параметров плазмы. Это даёт возможность получать более полную информацию о состоянии плазмы, восстанавливать пространственные распределения параметров плазмы и их временную динамику, что является в настоящее время одной из самых актуальных задач для успешных экспериментов по управляемому термоядерному синтезу (УТС).

## РЕГИСТРАТОР СИГНАЛОВ ТР НА ОСНОВЕ SCA-ТЕХНОЛОГИИ

**Кристалл DRS4.** Для реализации метода масштабного-временного преобразования в качестве аналоговой памяти был использован кристалл DRS4. Этот кристалл является разработкой PSI (Paul Scherrer Institute). Он позволяет получить максимальную частоту дискретизации до 6 ГГц. Включает в себя девять блоков ёмкостных накопителей, содержащих по 1024 элементарных ячеек выборки и хранения. Кристалл DRS4 может работать в двух режимах регистрации. Первый из них (назовём его «разовым ждущим») предусматривает последовательную фиксацию текущих значений амплитуды входных сигналов ячейками выборки/хранения, начиная с номера 0 и заканчивая номером 1023, одновременно во всех блоках с привязкой начала интервала регистрации к внешнему импульсу запуска. Второй режим — «ждущий с предысторией» также основан на синхронной фиксации текущих амплитудных значений входных сигналов ячейками выборки/хранения с одинаковым индексом во всех блоках, но только в циклическом режиме их работы с привязкой конца процедур накопления информации к внешнему синхронному импульсу «стоп». В регистраторе на основе кристалла DRS4 реализуются оба режима регистрации.

На рис. 1, *а* представлена элементарная ячейка выборки и хранения кристалла DRS4. Выходной сигнал этого кристалла представлен на рис. 1, *б*. Как и было описано в предыдущем разделе, его высокий шумовой компонент обусловлен разбросом параметров элементарных ячеек (напряжения сдвига нуля и коэффициентов передачи сигналов по амплитуде).

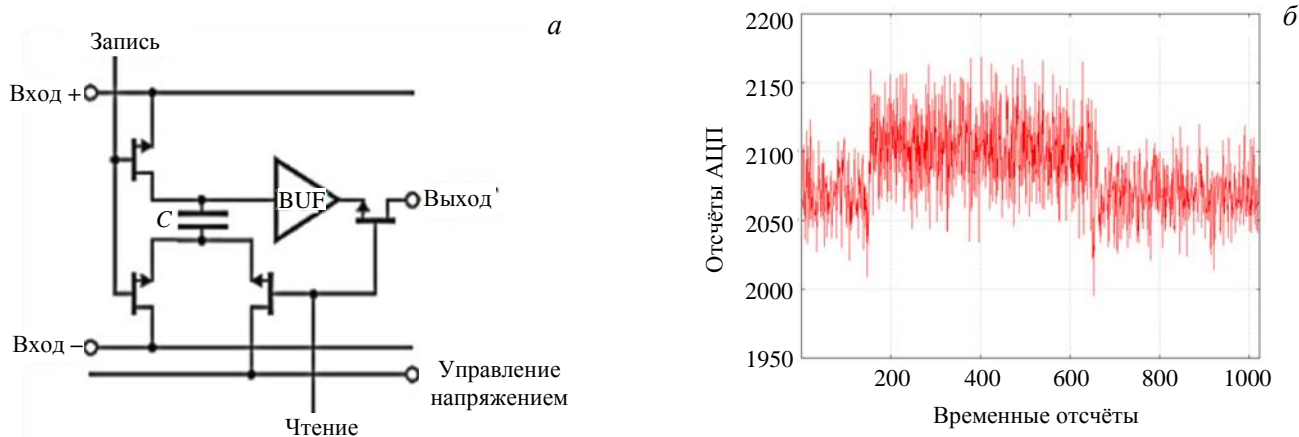


Рис. 1. Элементарная ячейка выборки и хранения кристалла DRS4 (*а*); выходной сигнал кристалла DRS4 (одного банка ёмкостных накопителей) [21] (*б*)

Общая длительность интервала регистрации данных соответствует длительности полупериода опорного синхросигнала (частота опорного синхросигнала составляет  $\sim 2,4$  МГц), поступающего на модуль фазовой автоподстройки частоты (PLL) кристалла DRS4, которая при эквивалентной частоте дискретизации 5 ГГц имеет величину  $\sim 205$  нс. В идеале при указанной частоте дискретизации задержка каждой элементарной ячейки должна быть в точности равна периоду этой частоты и иметь величину 0,2 нс. В действительности это не так. Задержки ячеек или элементарные шаги дискретизации  $t_0$ — $t_{1023}$  могут существенно отличаться друг от друга (на  $\pm 100$  пс и более от указанного среднего согласно документации кристалла DRS4 [28]).

Для устранения этих проблем необходимо проведение амплитудной, временной калибровки и калибровки нуля. Их суть заключается в следующем:

- в процессе калибровки напряжения смещения нуля на входы блоков ёмкостных накопителей подаётся сигнал с фиксированным уровнем. Он фиксируется, считывается и оцифровывается. Отклонения выходных сигналов каждой ячейки от среднего уровня выходного сигнала (в цифровой форме) фиксируются в таблице корректирующих констант, в которой каждая константа связана с порядковым номером ячейки (её индексом);

- при калибровке коэффициента передачи блоки ёмкостных накопителей последовательно фиксируют сигналы двух уровней — близкие к минимуму и максимуму шкалы преобразования по амплитуде. Далее для каждой ячейки выборки/хранения, уже после оцифровки указанных сигналов, фиксируется их разность. Она нормируется и заносится во вторую таблицу калибровочных коэффициентов в ячейку с номером, соответствующим индексу (или порядковому номеру) ячейки;

- для выполнения временной калибровки на входы ёмкостных накопителей подаётся синусоидальный сигнал. Он фиксируется, считывается и оцифровывается. Временное отклонение каждой элементарной ячейки рассчитывается, исходя из временного отклонения значения синуса вблизи нуля (линейная область). Значение временных отклонений выдаётся параллельно полученным данным.

В последующем, при проведении реальных измерений, из отсчёта, соответствующего конкретной ячейке, сначала вычитается первая корректирующая константа, а затем полученный результат умножается на корректирующий коэффициент из второй таблицы. При этом осциллограмма строится в координатах амплитуда—время.

Реализация этих процедур для оценки их эффективности была проведена в программе Mathcad. Было рассчитано результирующее отклонение от реального сигнала после проведения калибровок. При проведении одной итерации калибровочных процедур она составляет  $\sim 5\%$ , при проведении  $\sim 100$  итераций отклонение от реального сигнала уменьшается до  $0,5\%$ , при проведении  $\sim 1000$  итераций удалось

уменьшить отклонение до 0,16%. На рис. 2 показано, как изменяется сигнал в зависимости от количества проведённых операций.

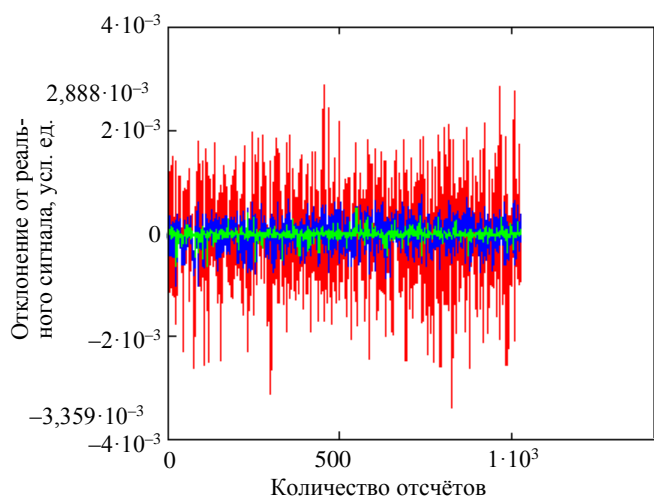


Рис. 2. Уменьшение шумового компонента на сигнале в зависимости от количества проведённых итераций калибровочных процедур: — сигнал после проведения 10 итераций; — сигнал после применения 100 итераций; — сигнал после применения 1000 итераций

Данная схема включает в себя несколько основных частей:

— приёмный тракт, который обеспечивает приём сигналов с модулей фотоприёмников и их согласование со шкалой преобразования аналоговой памяти. Этот тракт построен на базе дифференциальных усилителей ADA4950-2 ОРА с полосой пропускания 750 МГц;

— калибровочный тракт 1, формирующий сигналы, близкие к минимуму и максимуму шкалы преобразования аналоговой памяти, для амплитудной калибровки и калибровки смещения нуля, построенный на основе 12-разрядного восьмиканального цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) LTC2656;

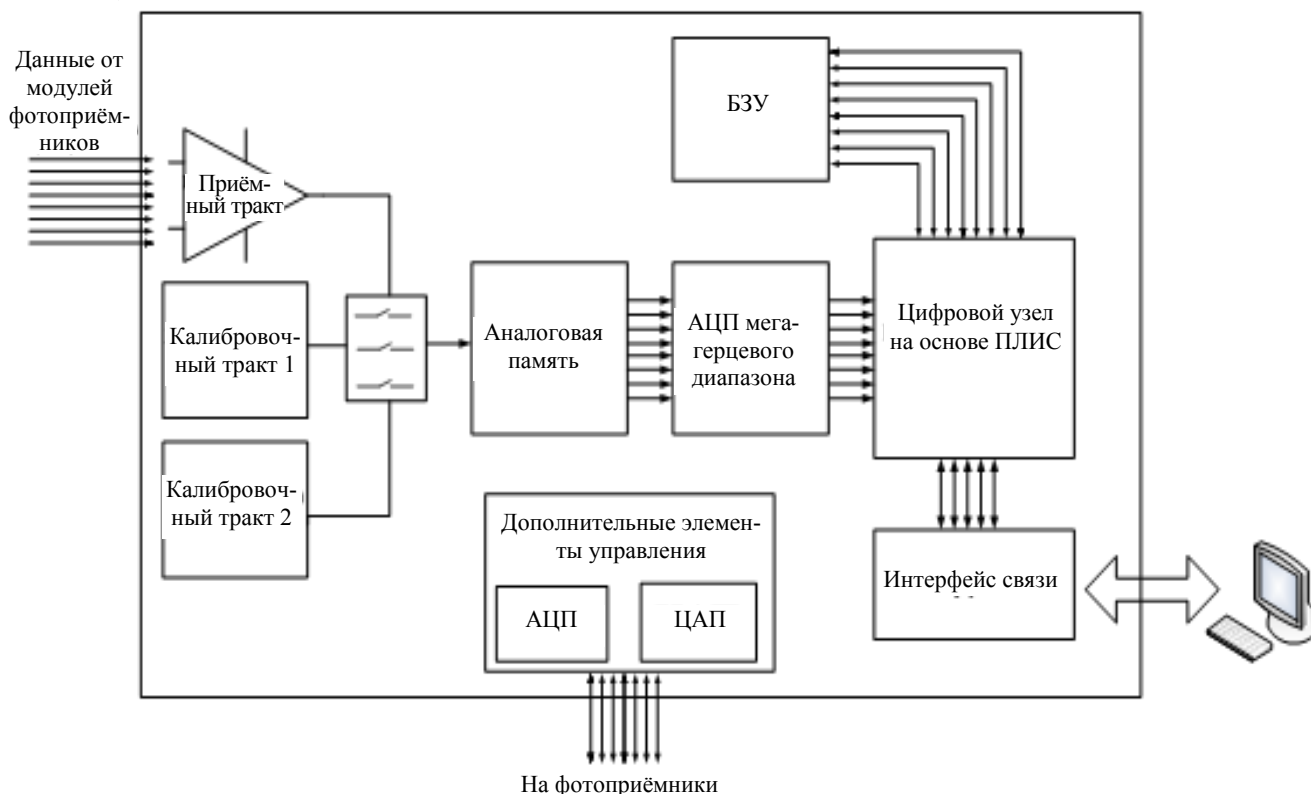


Рис. 3. Функциональная схема основного модуля регистратора

По полученным оценочным результатам из программы MathCad стало очевидно, что выполнение таких трудоёмких калибровочных процедур возможно только с помощью процессора. Таким образом, использование программируемой логической интегральной схемы (FPGA), совмещённой с процессором, является более рациональным. Это позволяет оптимально распределить аппаратные и программные ресурсы цифрового узла регистратора: упрощает его межблочные интерфейсы, даёт возможность переноса на программный уровень сложных для аппаратной реализации процедур обработки данных, востребованных в рамках статической и динамической калибровки измерительных трактов, а также коррекции результатов измерений.

**Функциональная схема регистратора.** На основе всего сказанного была разработана схема регистратора, представленная на рис. 3.

— калибровочный тракт 2, формирующий сигналы синусоидальной формы, для проведения временной калибровки и возможности формирования результатов измерений с помощью нелинейной временной шкалы. Для их формирования используется синхронизатор LMK04906 и LC-фильтр. Данный синхронизатор также обеспечивает формирование частоты для аналоговой памяти, АЦП и цифрового узла регистратора;

— коммутирующий узел, осуществляющий выбор входного сигнала. Он построен на основе кристалла ADG936, который в зависимости от состояния управляющего сигнала подаёт на вход аналоговой памяти один из трёх видов сигналов: сигналов с фотоприёмников, сигналов постоянного уровня или синусоидальных сигналов;

— кристалл аналоговой памяти, обеспечивающий приём сигнала с частотой несколько гигагерц и дальнейшее считывание сигнала в более медленном темпе. В качестве такого кристалла был выбран кристалл DRS4, обеспечивающий регистрацию сигнала с частотой дискретизации до 5,5 ГГц и частотой считывания не более 33 МГц. Для работы с кристаллом DRS4 необходимо установить управляющее напряжение для внутреннего буфера аналоговой памяти, напряжение смещения выходных сигналов и среднее смещение напряжения. Для этой цели используется восьмиканальный ЦАП LTC2656;

— АЦП мегагерцевого диапазона, позволяющий оцифровывать сигнал, поступающий с кристалла аналоговой памяти и осуществляющий преобразование текущего значения амплитуды входных сигналов в код для передачи его цифровому узлу регистратора и его дальнейшей обработки. Для этой цели был выбран кристалл 14-разрядного восьмиканального АЦП ADS5294, работающего на частоте дискретизации до 80 МГц. Для согласования уровней сигнала на входе АЦП ADS5294 и выходного сигнала использовался дифференциальный усилитель ADA4940-2.

Дополнительные элементы управления, формирующие сигналы для управления модулями фотоприёмников и обеспечивающие контроль над состоянием диагностического комплекса:

— медленный (килогерцевого диапазона) 16-разрядный 16-канальный АЦП, предназначенный для обеспечения контроля за высоким напряжением в модулях фотоприёмников;

— 8-канальные цифро-аналоговые преобразователи (ЦАП), предназначенные для управления элементами диагностического комплекса;

— компараторы, решающие вопрос приёма внешних импульсов запуска;

— узел подключения дополнительного модуля. На входы данного узла поступают сигналы, формируемые от цифрового узла регистратора. На установке ГДЛ в качестве дополнительного модуля используется модуль регистрации постоянной составляющей сигнала ТР. Кроме этого, с помощью данного узла может быть подключён модуль, расширяющий количество каналов регистрации до 16;

— цифровой узел, решающий задачи приёма и предварительной обработки данных, поступающих от АЦП, калибровки всех измерительных трактов, коррекции результатов измерений и формирования результирующих информационных массивов, а также их передачи диагностическому серверу.

**Цифровой узел регистратора.** В качестве основы для построения цифрового узла регистратора была выбрана микросхема из семейства Cyclone V с организацией System on Chip (система на кристалле), разработанная фирмой Altera. В качестве очевидных преимуществ интеграции аппаратной и процессорной частей в программируемой логической интегральной схеме (ПЛИС) можно указать высокую скорость обмена данными (до 125 Гбит/с), пониженную потребляемую мощность и упрощённую систему питания. Микросхема Cyclone V, помимо элементов программируемой вентильной матрицы (FPGA) и двухъядерного процессорного модуля (ARM и DSP), включает в свой состав встроенный контроллер внешней памяти объёмом 1 Гбайт, интерфейсный узел с технологией Avalon или AXI, поддерживающий взаимодействие процессорных ядер с контроллерами периферии, построенными на элементах FPGA, а также с контроллером канала связи Ethernet-10/100/100/1000, предназначенным для сопряжения регистратора с диагностическим сервером.

С помощью интегрированной среды разработки встроенного программного обеспечения Quartus II в цифровом узле регистратора были реализованы контроллеры приёма данных от АЦП, управления АЦП,

ЦАП, синхронизатором и аналоговой памятью DRS4, обработки потока данных с учётом рассчитанных калибровочных констант, управления режимами работы аналогового тракта (рис. 4).

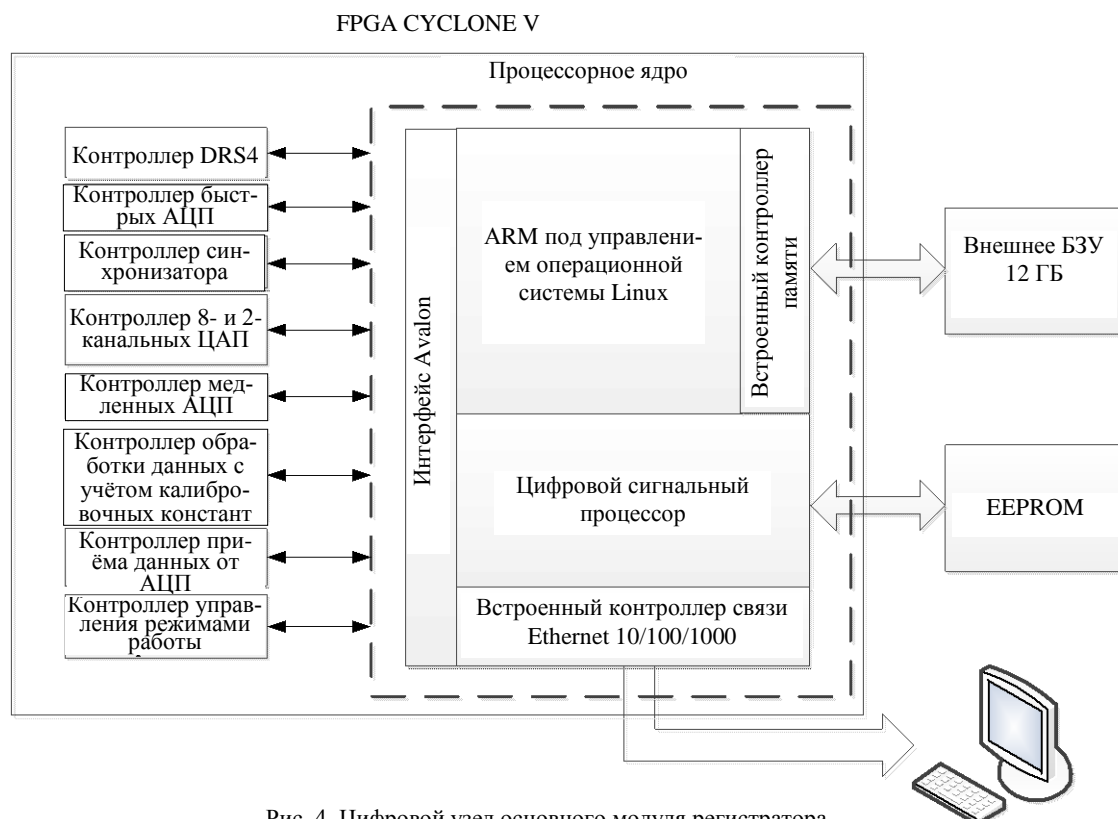


Рис. 4. Цифровой узел основного модуля регистратора

Процессорный модуль ПЛИС отвечает за расчёт калибровочных констант для калибровки сдвига нуля и амплитудной калибровки, за расчёт временных отклонений каждой ячейки выборки и хранения, за формирование двумерного массива данных для построения нелинейной шкалы в координатах время—амплитуда, за накопление отсчётов АЦП во внешнем буферном запоминающем устройстве (БЗУ) и за взаимодействие между цифровым узлом регистратора и сервером диагностики по каналу связи Ethernet 1000/100/10.

**Модуль для регистрации постоянной составляющей.** Как уже отмечалось, сигнал рассеяния необходимо регистрировать на фоне собственного излучения плазмы, которое может превышать его в несколько раз. Поэтому для регистрации полного диапазона сигнала с хорошим амплитудным разрешением используется разделение сигнала на высокочастотный (ВЧ) и низкочастотный компоненты (НЧ). ВЧ-компонент регистрируется непосредственно регистратором сигналов ТР, НЧ-компонент — дополнительным 8-канальным модулем регистрации постоянной составляющей, обеспечивающей регистрацию сигналов с полосой пропускания до 1 МГц. Данный модуль подключается к регистратору через специальный узел. Функциональная схема дополнительного модуля представлена на рис. 5.

Данный модуль включает в свой состав:

- входные согласующие усилители с дифференциальным входом и выходом, принимающие сигналы, формируемые детекторными узлами диагностики, построенные на основе широкополосных усилителей ADA4940-2;

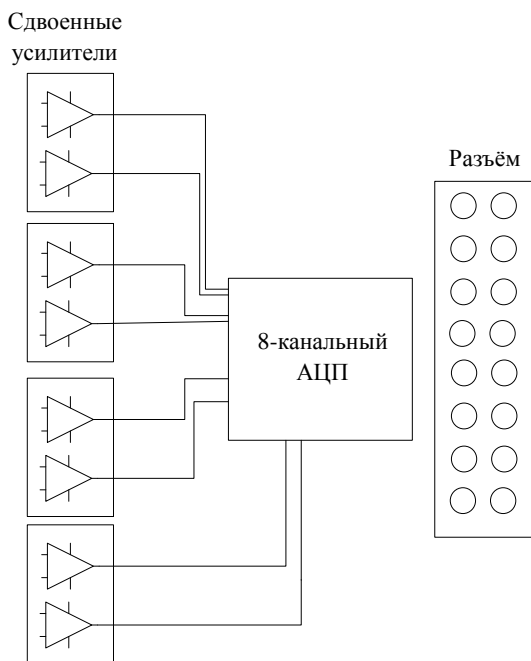


Рис. 5. Функциональная схема дополнительного модуля для регистрации постоянной составляющей

- восьмиканальный быстродействующий АЦП ADS5294 с разрядностью 14 бит, работающий с частотой дискретизации 25 МГц;
- разъём с 52 входами/выходами, через которые осуществляется сопряжение с основной платой регистратора. С его помощью обеспечиваются управление АЦП, формирование опорной частоты и приём данных от АЦП;
- стабилизаторы, обеспечивающие необходимое напряжение питания для усилителей и АЦП.

В цифровом узле регистратора реализован цифровой код, обеспечивающий приём данных от дополнительного модуля по восьми каналам с частотой дискретизации 350 МГц, запись 65 536 отсчётов во внешнее БЗУ для каждого канала и дальнейшую передачу данных диагностическому серверу по каналу Ethernet 1000/100/10.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТИРОВАНИЯ РЕГИСТРАТОРА

На рис. 6 показана фотография разработанного 16-канального регистратора на основе SCA-технологии в составе с дополнительным модулем регистрации постоянной составляющей. Данный регистратор обеспечивает регистрацию переменной составляющей рассеянного сигнала по восьми каналам с частотой дискретизации 5,5 ГГц и амплитудным разрешением 14 бит и регистрацию постоянной составляющей по восьми каналам с частотой 25 МГц и разрядностью 14 бит.

На рис. 7 показаны выходные сигналы регистратора до (а) и после (б) проведения калибровочных процедур в отсутствие сигнала на входе.

После проведения всех калибровочных процедур шум составил ~3—4 разряда. Таким образом, результирующее амплитудное разрешение (ENOB) регистратора составило ~10—11 бит.



Рис. 6. 16-канальный модуль регистрации в составе с дополнительным модулем регистрации постоянной составляющей

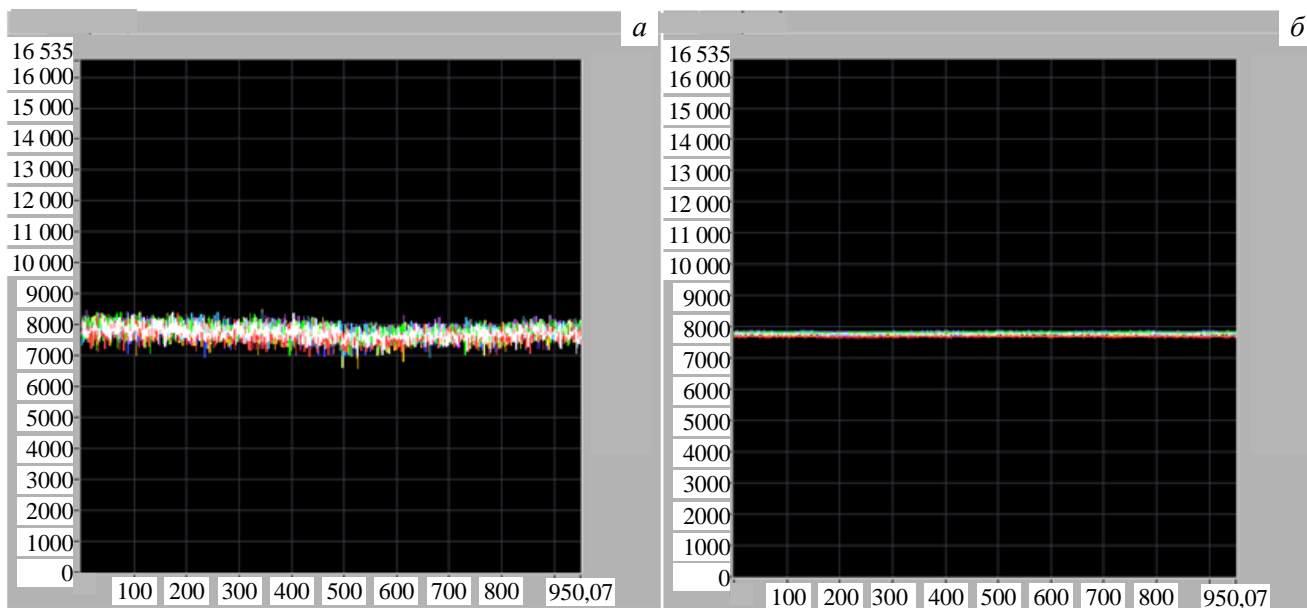


Рис. 7. Нулевой сигнал, зарегистрированный с помощью регистратора (а); нулевой сигнал после проведения калибровочных процедур (б). По оси у отложены отсчёты АЦП, где один отсчёт соответствует 60 мкВ, по оси х — время, один отсчёт соответствует 0,2 нс: □ — CH1; ■ — CH2; ■ — CH3; ■ — CH4; ■ — CH5; ■ — CH6; ■ — CH7; ■ — CH8

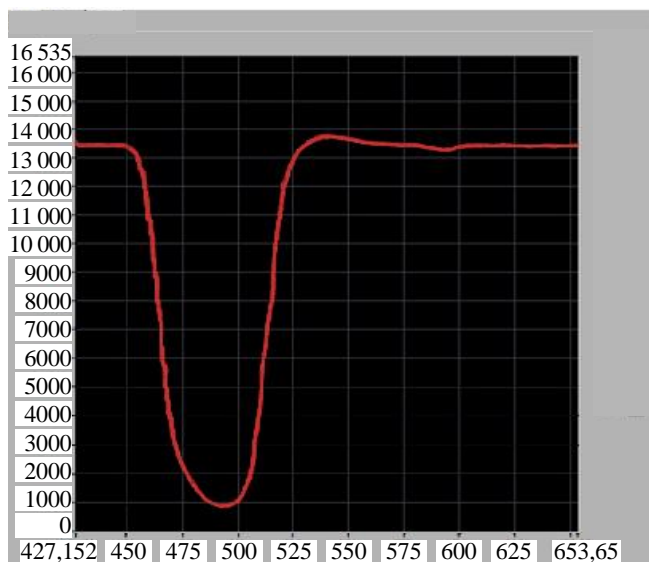


Рис. 8. Импульс длительностью 10 нс, зарегистрированный регистратором. По оси  $y$  отложены отсчеты АЦП, где один отсчет соответствует 60 мкВ, по оси  $x$  — время, один отсчет соответствует 0,2 нс. Диапазон входного сигнала соответствует значениям от  $-0,5$  В до  $+0,5$  В: ■ — CH2

На рис. 8 показан выходной сигнал регистратора при подаче на вход одного из каналов последовательности из импульсов величиной 10 нс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время закончена разработка образца 16-канального регистратора, который обеспечивает регистрацию переменной составляющей рассеянного сигнала по восьми каналам с частотой дискретизации 5,5 ГГц и результирующим амплитудным разрешением регистратора  $\sim 10$ –11 бит, а также регистрацию постоянной составляющей по восьми каналам с частотой 25 МГц и разрядностью 14 бит. В ближайшее время планируется испытание на установке ГДЛ восьми таких модулей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-79-10200.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Иванов А.А., Приходько В.В.** Газодинамическая ловушка: результаты исследований и перспективы. — УФН, 2017, т. 187, № 5, с. 547–574.
2. **Курский Г.С., Толстяков С.Ю., Березуцкий А.А., Гусев В.К., Кочергин М.М., Минаев В.Б., Мухин Е.Е., Патров М.И., Петров Ю.В., Сахаров Н.В., Семёнов В.В., Чернаков П.В.** Модернизация диагностики томсоновского рассеяния на токамаке Глобус-М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 81.
3. **JET Team (Rebut P.H., Gibson A., Hugueta M., Adams J.M., Alper B., Altman M. et al.)**. Fusion energy production from a deuterium-tritium plasma in the JET tokamak. — Nucl. Fusion, 1992, vol. 32, p. 187.
4. **Greenfield C.M. and the DIII-D Team**. DIII-D contributions towards the scientific basis for sustained burning plasmas. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 1–17.
5. **Burdakov A.V., Azhannikov A.V. et al.** Plasma heating and confinement in GOL-3 multi mirror trip. — Fusion Science and Technology, 2007, vol. 51 (2T), p. 106–111.
6. **Shimomura Y., Murakami Y., Polevoi A.R., Barabaschi P., Mukhovatov V., Shimada M.** ITER: opportunity of burning plasma studies. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, vol. 43, p. A385.
7. **Klinger T. and the Wendelstein 7-X Team**. Performance and properties of the first plasmas of Wendelstein 7-X. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2017, vol. 59, p. 014018.
8. **Carlstrom T.N., DeBoo J.C., Evanko R., Greenfield C.M., Hsieh C.-L., Snider R.T., Trost P.** A compact, low cost, seven channel polychromator for Thomson scattering measurements. — Review of Scientific Instruments, 1990, vol. 61, p. 2858.
9. **Patel K., Kumara A.** Fast integrator based data acquisition system for the SST-1 Thomson scattering system. — Review of Scientific Instruments, 2010, vol. 81, p. 043501.
10. **Zang Qing, Zhao Junyu, Yun Gaoqian, Shi Lingwei, Xu Yajie.** Multipulse Nd:YAG Laser Thomson scattering diagnostics on HT-7 tokamak. — Plasma Science and Technology, 2008, vol. 10, № 1, p. 13–17.
11. **Pasch E., Beurskens M.N., Bozhenkov S.A., Fuchert G., Knauer J., Wolf R.C. and W7-X Team**. The Thomson scattering system at Wendelstein 7-X. — Rev. Sci. Instrum., 2016, vol. 87(11), p. 11E729.
12. **Ponce-Marquez D.M., Bray B.D., Deterly N.M., Liu C. Eldon D.** Thomson scattering diagnostic upgrade on DIII-D. — Rev. Sci. Instrum., 2010, vol. 81, p. 10D525.
13. **Reusche J.A., Borchardt M.T., Den Hartog D.J., Falkowski A.F., Holly D.J., O’Connell R., Stephens H.D.** Multipoint Thomson scattering diagnostic for the Madison symmetric torus reversed-field pinch. — Rev. Sci. Instrum., 2008, vol. 79, p. 10E733.
14. **Yamada I., Narihara K., Funaba H., Yasuhara R., Kohmoto T., Hayashi H.** Current status of the LHD Thomson scattering system. — J. of Instrumentation, 2012, vol. 7, № 5, p. C05007.
15. **Ivanenko S.V., Khilchenko A.D., Puryga E.A., Ovchar V.K., Zubarev P.V., Kvashnin A.N., Ivanova A.A., Kotelnikov A.I.** Prototype of data acquisition systems for ITER divertor Thomson scattering diagnostic. — IEEE Transaction on Nuclear Science, 2008, vol. 62, Issue 3, p. 1181–1186.

16. **Aftanas M., Bilkova P., Bohm P., Weinzettl V., Stockel J., Hron M., Panek R., Scannell R., Walsh M.** Data acquisition system and data processing for the new Thomson scattering system on the COMPASS tokamak. — In: WDS'10. Proc. of Contributed Papers, 2010, Part II, p. 28—32.
17. **Scannell R., Walsh M.J., Dunstan M.R., Figueiredo J., Naylor G., O'Gorman T. et al.** A 130 point Nd:YAG Thomson scattering diagnostic on MAST. — Review of Scientific Instruments, 2010, vol. 81, p. 10D520.
18. **Шейнгейзиг А.А., Сазанский В.Я.** Регистратор однократных импульсных сигналов АФИ-16: Препринт ИЯФ СО АН СССР № 79—37. — Новосибирск, 1979. 10 с.
19. **Walker J., Chae S., Shapiro S., Larsen R.** Microstore — the Stanford Analog Memory Unit. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, NS-32, № 1, p. 616—621.
20. **Пурыга Е.А., Иванова А.А., Иваненко С.В., Квашнин А.Н., Хильченко А.Д., Зубарев П.В., Котельников А.И., Моисеев Д.В.** Быстродействующий регистратор формы импульсных сигналов на основе SCA-технологии для широкополосных диагностик плазмы. — В сб.: Тез. докл. 16-й Всерос. конф. «Диагностика высокотемпературной плазмы». Звенигород, 7—11 июня 2015 г., с. 117—118.
21. **Солоха В.В. и др.** Применение прототипа цифрового полихроматора для измерений кинетических параметров плазмы токамака Глобус-М методом томсоновского рассеяния. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 1, с. 5—13.
22. **Solokha V. et al.** Digital filter polychromator for Thomson scattering applications. — J. Phys., 2018, Conf. Ser., vol. 982, p. 012003.
23. **Harris W.S., Den Hartog D.J., Hurst N.C.** Initial operation of a pulse-burst laser system for high-repetition-rate Thomson scattering. — Rev. Sci. Instrum., 2010, vol. 81, p. 10D505.
24. **Bechtola K., Funka S., Okumura A., Ruckmanb L.L., Simonsa A., Tajima H., Vandenbroucke J., Varnerb G.S.** TARGET: a multi-channel digitizer chip for very-high-energy gamma-ray telescopes. — Astroparticle Physics, 2012, vol. 36, p. 156—165.
25. **Varner G., Edralin B., Mostafanezhad I.** The TARGETX ASIC for the Belle II muon detector scintillator upgrade. — In: Nuclear Science Symp. and Medical Imaging Conf. (NSS-MIC). San Diego, Nov. 2015.
26. **Delagnes E., Degerli Y., Goret P., Nayman P., Toussnel F., Vincent P.** SAM: a new GHz sampling ASIC for the H.E.S.S.-II front-end electronics. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, November 2006, vol. 567, № 1, p. 21—26.
27. **Glicenstein J.-F., Bolmont J., Corona P., Delagnes E., Feinstein F., Gascon D., Naumann C.-L., Nayman P., Ribo M., Sanuy A., Siero X., Tavernet J.P., Toussnel F., Vincent P., Vorobiov S.** The NECTAr project: a new electronics design for Cherenkov telescope arrays. — In: Proc. 32nd Intern. Cosmic Ray Conf. (ICRC-2011). Beijing, China, 11—18 Aug. 2011, vol. 9, p. 67—69.
28. **Oberla E., Genat J.-F., Grabas H., Frisch H., Nishimura K., Varner G.** A 15 GSa/s, 1.5 GHz bandwidth waveform digitizing ASIC. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2014, vol. A 735, p. 452—461.
29. **Ritt S.** Design and performance of the 6 GHz waveform digitizing chip DRS4. — In: IEEE Nuclear Science Symposium 2008, Conference Record, p. 1512—1515.



Екатерина Александровна Пурыга, н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия  
gvinkate@gmail.com



Светлана Владимировна Иваненко, н.с., к. техн. н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия; н.с.; Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, просп. К. Маркса 20, Россия



Андрей Александрович Лизунов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия



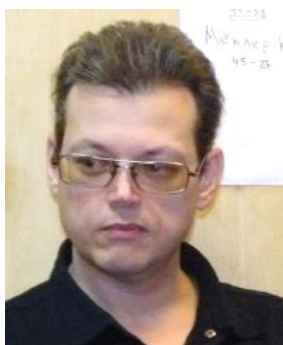
Александр Дмитриевич Хильченко, в.н.с., д. техн. н.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия



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



Петр Васильевич Зубарев, н.с.; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия



Денис Вадимович Моисеев, ведущий инженер; Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090 Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева 11, Россия

Статья поступила в редакцию 28 марта 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 77—88.

УДК 533.9.082

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПЛАЗМЫ ИТЭР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДА ADAS ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*С.В. Серов<sup>1</sup>, С.Н. Тугаринов<sup>1</sup>, М. von Hellermann<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>ITER Organization, St. Paul-lez-Durance, Франция

В работе речь идёт о моделировании спектров излучения плазмы, возникающих при прохождении через неё диагностического пучка атомов. Моделирование производилось для диагностической системы активной спектроскопии на токамаке ИТЭР. В работе рассматриваются основные принципы работы данной диагностики и описываются способы измерения параметров плазмы с её помощью. Приводится описание работы активной спектроскопии на установке ИТЭР. Описывается пакет ADAS, который использовался в качестве источника атомных данных, необходимых для проведения моделирования. Рассматривается код Simulation of Spectra, созданный специально для моделирования спектральных профилей активной спектроскопии. Описываются его возможности, а также основные принципы его работы. Приведены параметры плазмы ИТЭР и диагностического пучка атомов, для которых выполнены расчёты. Представлены профили излучения, полученные в результате моделирования для различных диапазонов длин волн. Рассмотрены причины возникновения сложной структуры спектров плазмы, регистрируемых данной диагностикой. Показано, что активная спектроскопия должна позволить измерять все необходимые параметры плазмы в соответствии с требованиями ИТЭР.

**Ключевые слова:** активная спектроскопия, CXRS, ИТЭР, моделирование, ADAS, Simulation of Spectra.

## ITER PLASMA SPECTRA MODELLING FOR CHARGE EXCHANGE RECOMBINATION SPECTROSCOPY USING ADAS CODE

*S.V. Serov<sup>1</sup>, S.N. Tugarinov<sup>1</sup>, M. von Hellermann<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>SRC RF TRINITI, Moscow, Russia

<sup>2</sup>ITER Organization, St. Paul-lez-Durance, France

The paper discusses the modelling of plasma spectra due to diagnostic neutral beam. Charge exchange recombination spectroscopy for ITER tokamak is considered. The main principles and capabilities of this diagnostics are described. The ADAS package, used as an atomic data source for the modelling, is described. The main principles of spectra modelling in presence of the diagnostic neutral beam are considered. Simulation of Spectra code, created specifically for CXRS modelling on different tokamaks is described. ITER discharge and diagnostic beam parameters used in modelling are specified. The results of spectral profiles modelling for different wavelengths regions and are presented. The sophisticated shape of CXRS spectral profiles is explained. It is shown that CXRS diagnostic should allow performing all the necessary measurements in accordance with ITER requirements.

**Key words:** charge exchange recombination spectroscopy, CXRS, ITER, modelling, ADAS, Simulation of Spectra.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-89-94

### ВВЕДЕНИЕ

Неотъемлемой частью любого современного токамака, а также будущего токамака-реактора является комплекс средств диагностики термоядерной плазмы. Для измерения таких важнейших параметров плазмы, как профиль ионной температуры, профили концентрации лёгких примесей и скорости вращения плазмы в токамаках, используется активная корпускулярно-спектроскопическая диагностика, обозначаемая в англоязычной литературе аббревиатурой CXRS (charge exchange recombination spectroscopy). Впервые предложение использовать метод активной корпускулярно-спектроскопической диагностики было сделано в конце 1970-х годов [1], первые эксперименты по измерению параметров плазмы токамаков с использованием активной спектроскопии были проведены в начале 1980-х годов [2—4]. В настоящее время эта диагностика используется на большинстве крупнейших токамаков.

В работе [5] было показано, что активную спектроскопию можно будет использовать и на строящемся токамаке ИТЭР (ITER — International Thermonuclear Experimental Reactor). Диагностика CXRS на ИТЭР будет состоять из двух систем: CXRS-Core и CXRS-Edge. Первая будет наблюдать внутреннюю часть плазменного шнура от центра до середины радиуса, вторая — внешнюю область от середины радиуса до границы плазмы. Система CXRS-Edge разрабатывается и будет изготавливаться в Российской

Федерации. Диагностика CXRS-Edge должна обеспечивать измерения таких важных параметров плазмы, как профиль ионной температуры, профили концентрации примесей, в том числе и «гелиевой золы», и профили скоростей тороидального и полоидального вращения. Для корректного измерения этих параметров необходимо хорошо понимать структуру регистрируемого спектра, а значит иметь хорошую модель излучения плазмы. Поэтому моделирование спектров активной спектроскопии для условий ИТЭР является важной задачей.

В этой работе рассматриваются основные принципы работы диагностики активной спектроскопии и схема её устройства на установке ИТЭР. Приводится описание пакета ADAS и специального кода Simulation of Spectra, которые используются для моделирования спектров излучения из плазмы, возникающих при прохождении через неё диагностического пучка атомов. Описаны параметры и рассмотрены принципы моделирования спектров CXRS. Представлены спектральные профили, полученные для различных диапазонов длин волн. Показано, что профили излучения активной спектроскопии на установке ИТЭР должны позволить измерять требуемые параметры плазмы в соответствии с требованиями ИТЭР.

### УСТРОЙСТВО ДИАГНОСТИКИ АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА УСТАНОВКЕ ИТЭР

Принцип работы активной спектроскопии подробно описан в [6, 7]. Он состоит в том, что в плазму инжектируется пучок высокоэнергичных атомов, обычно водорода. Внутри объёма, занимаемого пучком, идёт интенсивная реакция перезарядки атомов пучка на ионах основной плазмы. Поскольку лёгкие примеси и рабочий газ в центральных областях плазмы присутствуют в состоянии голых ядер, то в результате этой реакции возникает водородоподобный ион в возбуждённом состоянии и возбуждение снимается за счёт излучения. Оно собирается оптической системой сбора излучения и передаётся на спектрометр. Ионная температура и скорость направленного движения плазмы могут быть определены по доплеровскому уширению и сдвигу спектральной линии, возникающей из-за реакции перезарядки атомов пучка на ядрах примеси (так называемой активной линии). Концентрация примесей определяется по абсолютной интенсивности излучения этой линии. Поэтому для определения параметров плазмы необходимо выделить активную линию из полученного профиля. Для этого используется аппроксимация измеренного спектрального контура линии набором гауссовских контуров (так называемый «фиттинг» спектрального контура). Значит, для корректной работы диагностики активной спектроскопии

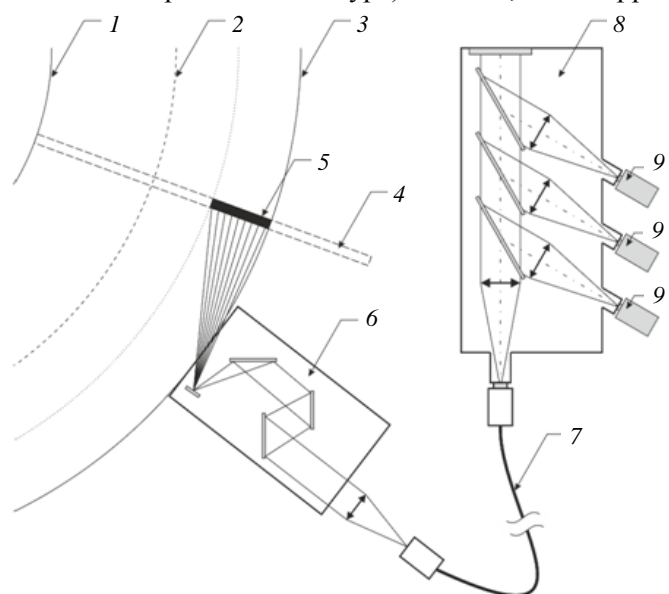


Рис. 1. Схема расположения диагностической системы CXRS-Edge на установке ИТЭР (вид сверху): 1 — внутренняя граница плазмы; 2 — центр плазменного шнура; 3 — внешняя граница плазмы; 4 — диагностический пучок; 5 — область сбора света; 6 — оптическая система сбора излучения; 7 — волоконно-оптический тракт; 8 — 3-канальный спектральный прибор; 9 — ПЗС-камеры, регистрирующие излучение в трёх спектральных диапазонах

необходимо иметь хорошую модель излучения из плазмы, которая позволит учесть все присутствующие в спектре линии и выделить активную линию перезарядки.

Схема устройства диагностики CXRS-Edge на установке ИТЭР показана на рис. 1. Диагностический пучок будет инжектироваться в плазму горизонтально в центральном сечении установки, перпендикулярно тороидальному полю. Диагностика будет располагаться в соседнем экваториальном порту и будет проводить измерения для внешней части плазменного шнура — от точки входа в плазму до середины малого радиуса плазмы. Схема наблюдения выбрана так, чтобы хорды наблюдения не пересекали диверторную область установки, так как мощное излучение, возникающее в диверторе, затруднит выделение активного сигнала. Излучение собирается оптической системой по 26 хордам и с помощью оптических волокон передаётся на девять светосильных спектрометров, находящихся в области

расположения диагностической аппаратуры. Каждый спектрометр имеет три канала, которые позволяют проводить регистрацию трёх спектральных диапазонов одновременно: 464—471, 523—531 и 649—663 нм.

Согласно требованиям ИТЭР [8] диагностика CXRS-Edge должна обеспечивать измерения таких параметров плазмы, как профиль ионной температуры, профили концентрации примесей, профили скоростей вращения с временным разрешением 10—100 мс и точностью 10—30% в зависимости от параметра. Пространственное разрешение должно быть 2 см для внешней части плазменного шнура (до 0,85 малого радиуса плазмы) и 6 см для внутренней. Поэтому регистрируемые спектральные профили должны обладать достаточным количеством информации для получения измеряемых параметров плазмы, т.е. важно, чтобы контур активной линии выделялся на фоне флуктуаций тормозного континуума. Для количественной оценки обычно используется соотношение сигнал—шум или SNR (signal to noise ratio), т.е. отношение интенсивности активного сигнала к величине флуктуаций тормозного излучения. Измеряя это соотношение для спектрального профиля, можно судить о том, на сколько точно можно будет определить параметры плазмы из этого профиля. Требуемой для ИТЭР точности 10% примерно соответствует соотношение сигнал—шум порядка 10 [5, 9].

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В данной работе моделирование производилось для индуктивного сценария работы ИТЭР, рассчитанного с помощью транспортного кода ASTRA [10], со следующими параметрами: отношение термоядерной мощности к мощности дополнительного нагрева  $Q = 10$ , ток плазмы  $I = 15$  МА, мощность  $P = 500$  МВт. Профили плотности электронов  $n_e$ , электронной  $T_e$  и ионной температуры  $T_i$ , тороидальной  $v_t$  и полоидальной скорости  $v_p$  вращения изображены на рис. 2. Использовались следующие плотности компонентов плазмы:  $n_{D+T} = 0,77n_e$ ,  $n_{He} = 0,04n_e$ ,  $n_{Be} = 0,01n_e$ ,  $n_C = 0,001n_e$ ,  $n_{Ne} = 0,003n_e$ . Диагностический пучок — водородный с одним энергетическим компонентом 100 кэВ, размером 0,3×0,3 м и током 36 А. Параметры оптической системы, спектрометра и ПЗС-камер выбраны в соответствии с текущей конструкцией и существующими прототипами. Время регистрации 10 мс, что соответствует требуемому временному разрешению. Моделирование производилось для середины радиуса плазменного шнура, так как для диагностики CXRS-Edge именно там выделение активного сигнала представляет наибольшую трудность.

Для моделирования работы активной спектроскопии Манфредом Хелерманом в среде Matlab был создан код Simulation of Spectra [11]. Данный код производит моделирование спектров активной спектроскопии для выбранной активной линии, исходя из параметров плазмы, геометрии измерений, параметров диагностического пучка, оптической системы сбора света и схемы измерений, а также технических характеристик спектрометра. Код работает по следующей схеме: сначала вычисляются необходи-

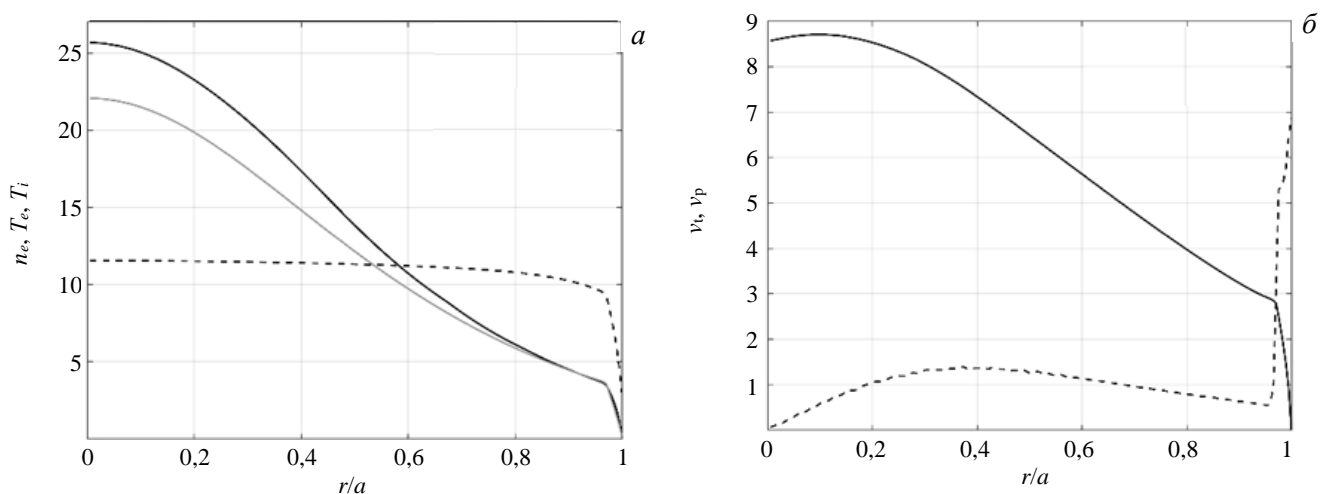


Рис. 2. Используемые при моделировании профили плотности электронов  $n_e$  ( $\text{м}^{-3} \cdot 10^{19}$ ) (---), электронной температуры  $T_e$  (кэВ) (—), ионной температуры  $T_i$  (кэВ) (· · ·) (а), тороидальной  $v_t$  (10 км/с) (—) и полоидальной  $v_p$  (км/с) (- - -) скорости вращения (б) для расчётного индуктивного сценария работы ИТЭР с параметрами  $Q = 10$ ,  $I = 15$  МА,  $P = 500$  МВт

мые геометрические параметры установки, такие как угол между хордой наблюдения и направлением диагностического пучка. Затем вычисляется ослабление диагностического пучка вдоль пути его прохождения по плазме. Потом вычисляется интенсивность активной линии перезарядки, излучающей из области пересечения линии наблюдения и диагностического пучка. При этом учитывается, что на форму и интенсивность активной линии влияют инструментальный профиль, эффект тонкой структуры, зависимость сечения перезарядки от энергии [12, 13] и эффект гало [14]. После этого вычисляются интенсивность линии пассивной перезарядки (перезарядка на атомах водорода, находящиеся на периферии плазмы) и интенсивность излучения с границы. Затем вычисляется уровень континуума путём интеграции интенсивности тормозного излучения вдоль линии наблюдения. Все компоненты суммируются, и программа строит профиль излучения плазмы с разложением по компонентам, что позволяет оценить их вклад в суммарный профиль.

Атомные данные, необходимые для моделирования излучения CXRS, были взяты из пакета ADAS (atomic data and analysis structure) [15]. Пакет ADAS был создан на токамаке JET в конце 1980-х годов и изначально использовался для обработки данных активной спектроскопической диагностики [16]. Сегодня пакет ADAS представляет собой набор взаимосвязанных компьютерных кодов и базу данных с большим количеством фундаментальных и производных атомных данных. В его состав входит графическая подсистема, которая позволяет извлекать и отображать атомные данные. Данные ADAS используются во многих кодах, моделирующих плазму, таких как B2-IRENE, CHEAP, DIVIMP, EDGE2D, SANCO и STRAHL [17]. ADAS содержит все атомные данные, необходимые для моделирования спектров и обработки данных активной спектроскопии — от сечений ослабления диагностического пучка до скоростных коэффициентов возбуждения используемых спектральных переходов. Эти данные ADAS считаются самыми надёжными данными для CXRS и широко используются на многих термоядерных установках, где работает эта диагностика.

## РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Спектры, полученные в результате моделирования излучения в спектральных диапазонах 464—471 и 523—531 нм, изображены на рис. 3 и 4 соответственно. Видно, что, помимо спектральной линии, возникающей из-за реакции перезарядки атомов пучка на ядрах примеси, спектры содержат и другие линии, накладывающиеся на активную линию.

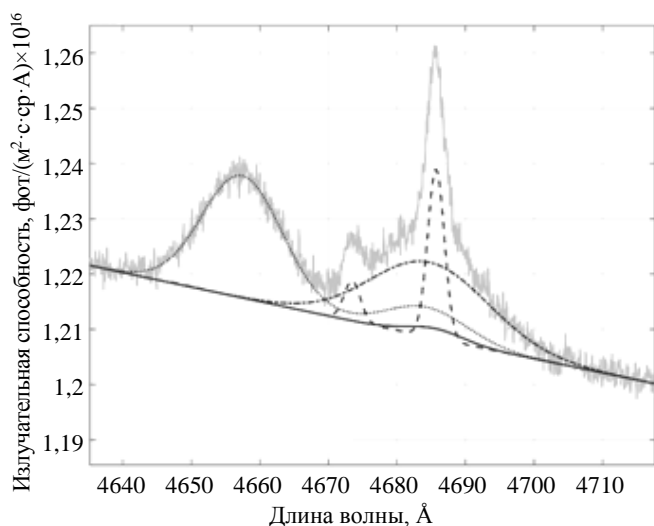


Рис. 3. Смоделированный спектральный профиль для диапазона 4640—4710 Å (—) и его разложение по компонентам: активная линия перезарядки He II (---) (4—3) 4683 Å, пассивная линия перезарядки He II 4685 Å (—), излучение с границы (линии He II 4685 Å, Be II 4673 Å) (- - -) и активные линии Be IV (6—5) и Be IV (8—6) 4658 и 4685 Å (.....)

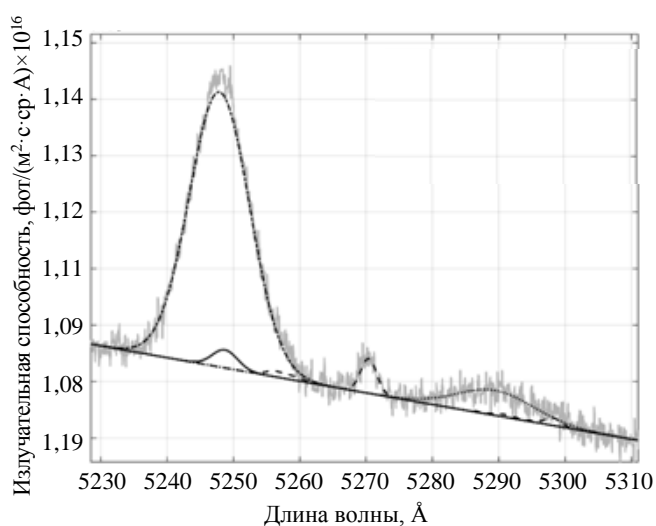


Рис. 4. Смоделированный спектральный профиль для диапазона 5230—5310 Å (—) и его разложение по компонентам: активная линия перезарядки Ne X (11—10) 5248 Å (---), пассивная линия перезарядки Ne X 5249 Å (—), излучение с границы (линии Be II 5255 Å и 5270 Å, C VI 5291 Å, Ne I 5298 Å) (- - -) и активная линия C VI (8—7) (.....)

Так как перезарядка ионов примеси происходит не только на атомах инжектируемого пучка, но также и на атомах водорода, находящихся на периферии плазмы, то в спектре появляется линия пассивной перезарядки. В токамаке присутствуют атомы рабочего газа и примесей, непрерывно поступающие в плазму со стенок камеры. Они имеют малую скорость и не способны проникать глубоко в плазму из-за быстрой ионизации на периферии шнура. В результате возбуждения от соударения с электронами они излучают в узком слое на периферии плазменного шнура. Соответствующие линии обозначены на рис. 3 и 4 как излучение с границы. Следует также обратить внимание на высокий уровень континуума, возникающего за счёт тормозного излучения. Он значительно превосходит уровень активного сигнала, и это является отличительной особенностью спектров активной спектроскопии на ИТЭР от существующих токамаков. Для всех полученных в результате моделирования спектров соотношение сигнал—шум составляло не меньше 10.

Одной из сложностей, с которой сталкиваются все спектроскопические диагностики на установке ИТЭР, является большое количество света, отражённого от стенок камеры. Оказывается, что наличие фоновой засветки и рассеянного диверторного света не сильно сказывается на работе CXRS-диагностики. Дело в том, что для определения параметров плазмы интерес представляет широкая активная линия, излучающая только из области прохождения диагностического пучка через плазму. Значения же температуры в диверторе как минимум на порядок меньше минимальных температур, измеряемых активной спектроскопией, которые достигаются при измерении температуры на периферии плазмы. Наличие фоновой засветки и рассеянного диверторного света лишь поднимает уровень континуума и не влияет на способность выделить активную линию. Подробное исследование влияния рассеянного света на работу активной спектроскопии приведено в работе [18].

Стоит отметить, что при моделировании необходимо учитывать вклад в спектральные профили эффектов перезарядки не только на диагностическом, но и на нагревном дейтериевом пучке атомов. Однако при моделировании активной спектроскопии на токамаке ИТЭР этот вклад можно не учитывать, потому что на ИТЭР будет использоваться нагревный пучок атомов энергией 1 МэВ, а для такой энергии скоростные коэффициенты перезарядки становятся на несколько порядков меньше, чем для энергии 100 кэВ диагностического пучка атомов.

Также необходимо ответить на вопрос, а можно ли доверять спектральным профилям, полученным с помощью кода Simulation of Spectra? Для этого в коде предусмотрена возможность моделировать работу активной спектроскопии на существующих токамаках. В процессе создания кода проводилось сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными для многих токамаков, в том числе для JET и TEXTOR [11]. По результатам такого сравнения можно сделать вывод, что смоделированная активная линия находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, в то время как для пассивной линии перезарядки и линий с границы соответствие уже не такое хорошее. Например, при проведении моделирования разряда № 87404 на токамаке JET отличие расчётной температуры активной линии C VI от экспериментальной составило 15%. В то же время яркая линия Be II с границы и по интенсивности, и по температуре была меньше экспериментальной примерно в 2 раза.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведённого в работе моделирования были получены представления о том, как будут выглядеть спектры диагностики активной спектроскопии на токамаке ИТЭР. Моделирование CXRS на современных токамаках с помощью кода Simulation of Spectra позволяет получить спектральные профили, близкие к экспериментальным. Поэтому можно считать, что спектры, полученные с помощью этого кода для активной спектроскопии ИТЭР, будут соответствовать экспериментальным данным. Их можно использовать для отработки методики обработки данных для этой установки. Для всех полученных в результате моделирования спектров соотношение сигнал—шум составляло порядка 10 и более, что позволяет предположить, что данная диагностика позволит проводить измерения требуемых параметров плазмы от середины малого радиуса до границы шнура с точностью, не ниже требуемой для ИТЭР.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Афросимов В.В. и др. — Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 97—101.
2. Зиновьев А.Н. и др. — Письма ЖЭТФ, 1980, т. 32, вып. 9, с. 557—560.
3. Березовский Е.Л. и др. — Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, с. 1382—1385.
4. Fonck R.J. et al. — Physical Review A, 1984, vol. 29, p. 6.
5. Тугаринов С.Н. и др. — Физика плазмы, 2004, т. 30, № 2, p. 147—154.
6. Зиновьев А.Н. и др. — В сб.: Диагностика плазмы. Под ред. М.И. Пергамента. — М.: Энергоиздат, 1990, вып. 7, с. 56—111.
7. Isler R.C. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 36, p. 171.
8. Donne A.J.H. et al. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, p. S337.
9. Malaquias A. et al. — Rev. Sci. Instrum., 2004, vol. 75, № 10, p. 3393.
10. Polevoi A.R. et al. — J. Plasma Fusion Res. SERIES, 2002, vol. 5, p. 82—87.
11. Von Hellermann M. et al. — Physica Scripta, 2005, vol. T120, p. 19.
12. Howell R. et al. — Sci. Instrum., 1988, vol. 59, p. 1521—1523.
13. Von Hellermann M. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 37, p. 71.
14. Grierson B. et al. — Rev. Sci. Instrum., 2012, vol. 83, p. 10D529.
15. Summers H.P. et al. — In: AIP Conf. Proc., 2007, vol. 901, p. 239—248.
16. Boileau A. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1989, vol. 31, № 5, p. 779—804.
17. <http://www.adas.ac.uk>.
18. Kajita S. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, p. 045009.



Станислав Вадимович Серов, инженер; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Сергей Николаевич Тугаринов, с.н.с., руководитель работ по разработке CXRS-диагностики для ИТЭР; ГНЦ РФ ТРИНИТИ, 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



Manfred von Hellermann, сторонний консультант в диагностической команде ИТЭР, доктор; ITER Organization, Route de Vinon-sur-Verdon, CS 90 046, 13067 St. Paul-lez-Durance, France

Статья поступила в редакцию 25 января 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 89—94.

УДК 621.039.623

## COMPUTATIONS OF TOROIDAL ALFVÉN MODES IN SPHERICAL TOKAMAK GLOBUS-M PLASMAS

*S.Yu. Medvedev<sup>1,3</sup>, A.A. Martynov<sup>1,3</sup>, V.K. Gusev<sup>2</sup>, Yu.V. Petrov<sup>2</sup>, M.I. Patrov<sup>2</sup>, A.Yu. Tel'nova<sup>2</sup>, A.A. Ivanov<sup>1</sup>, Yu.Yu. Poshekhonov<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Ioffe Physical Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

To determine the conditions for the excitation of TAE (Toroidal Alfvén Eigenmodes) and their influence on the confinement of fast particles in the spherical Globus-M tokamak [1—4], the MHD spectra were computed for the reconstructed divertor equilibrium configurations with the value of the safety factor at the magnetic axis  $q_0 > 1$ . The equilibrium reconstruction procedure provides the plasma shape and profiles including the electron temperature and density distributions along the normalized toroidal magnetic flux. The sensitivity of TAE frequencies with a toroidal wave number  $n = 1$  to the type of boundary conditions and the choice of the plasma boundary was investigated. It is found that the frequencies of the modes with dominant poloidal harmonics  $m = 1$  and  $m = 2$  in the continuum gap are much higher than those observed in the spectrograms of the signals from Mirnov coils, especially under the assumption of a free plasma boundary and taking into account plasma compressibility. The modes with lower frequencies and with higher poloidal wave numbers localized near the plasma boundary can be responsible for the oscillations observed in the experiment. However, for these modes a coupling to the continuum and possibly associated damping are expected.

**Key words:** tokamak, plasma, MHD spectrum, toroidal Alfvén eigenmodes.

## РАСЧЁТЫ ТОРОИДАЛЬНЫХ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД В ПЛАЗМЕ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-М

*С.Ю. Медведев<sup>1,3</sup>, А.А. Мартынов<sup>1,3</sup>, В.К. Гусев<sup>2</sup>, Ю.В. Петров<sup>2</sup>, М.И. Патров<sup>2</sup>, А.Ю. Тельнова<sup>2</sup>, А.А. Иванов<sup>1</sup>, Ю.Ю. Пошехонов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Для выяснения условий возбуждения тороидальных альфвеновских собственных мод (ТАСМ) и их влияния на удержание быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М проведены расчёты магнитогидродинамических спектров реконструированных диверторных равновесных конфигураций с значением фактора запаса устойчивости на магнитной оси  $q_0 > 1$  [1—4]. Реконструкция равновесных конфигураций позволяет определить форму и профили характеристик плазмы, в частности, распределение электронной температуры и плотности вдоль нормализованного тороидального магнитного потока. Исследована чувствительность частот ТАСМ с тороидальным волновым числом  $n = 1$  по отношению к типу граничных условий и выбору граничной поверхности плазмы. Выяснено, что частоты мод с доминирующими полоидальными гармониками  $m = 1$  и  $m = 2$  в щели континуума существенно выше, чем наблюдаемые в спектрограммах сигналов от катушек Мирнова, особенно в предположении свободной границы плазмы и с учётом сжимаемости плазмы. ТАСМ с более низкими частотами и более высокими полоидальными волновыми числами, локализованные вблизи границы плазмы, могут быть ответственны за колебания, наблюдаемые в экспериментах. Однако для этих мод характерно взаимодействие с континуумом и, возможно, связанное с этим их затухание.

**Ключевые слова:** токамак, плазма, МГД-спектр, тороидальные альфвеновские собственные моды.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-95-104

## INTRODUCTION

The practical use of spherical tokamaks is associated with the realization of projects involving compact neutron sources (CNS) that are currently being developed. Such projects assume implementation of neutral beam injection (NBI) into plasma with non-thermonuclear parameters. The main neutron rate is expected due to the interaction of fast ions produced, as a result of charge exchange of the beam atoms with thermal ions of the target plasma. The existence of fast particles with velocities exceeding the Alfvén speed in the plasma will lead to excitation of Alfvén instabilities provoking additional fast particle radial transport and losses thus decreasing the neutron rate. As shown in experiments on the tokamaks TFTR and D-III-D the toroidal Alfvén eigenmodes (TAE) [5] are the most dangerous as concerns fast particle redistribution and losses. In the mentioned experiments it was impossible to distinguish the radial redistribution of the fast ions from their total losses. During the past decade, the diagnostics have appeared that can provide direct measurements of expelled ions caused by TAE. In spherical tokamaks (as they operate at rather low toroidal fields), the fast ion velocity can be many

times the Alfvén one, favoring the excitation of a wide range of instabilities. Experiments on the spherical tokamaks START, MAST and NSTX have indeed demonstrated excitation of different instabilities in the Alfvén frequency range including TAE. The parameters of these tokamaks permitted the development of several modes simultaneously with different toroidal numbers. At high enough amplitudes, the modes started to interplay with each other, resulting in the formation of so-called Alfvén avalanches [6]. As was shown in the experiments, they lead exactly to the largest fast particle redistribution and losses. So on NSTX, short TAE bursts of 1 ms duration resulted in the drop of the neutron rate by 40% associated with losses and redistribution of the fast particles. Thus, the modes in the Alfvén frequency band interact with magnetohydrodynamic (MHD) modes of lower frequency, such as fishbone and kink modes. As a result, it is very hard to understand which mode contributes to the losses. In the spherical tokamak Globus-M due to the smaller size as compared to the NSTX and MAST, TAE excitation is observed with strongly developed single modes [1, 2] in the sense that they correspond to the unique toroidal wave number, mostly  $n = 1$ . That allows us to identify the effect of a single TAE on the fast particle confinement. As for a neutron source the main target parameter is the neutron rate, the results of experiments on Globus-M to study the effect of TAE on fast particle confinement deserve further theoretical and experimental investigations. The structure of the MHD spectrum and the spatial localization of the TAE in incompressible and compressible plasmas under different boundary conditions is the subject of the present paper. The purpose is to identify experimentally observed modes by their frequency and localization leaving the modeling of the mode destabilization by interaction with fast particles as well as the corresponding fast particle losses for a future work.

### PREPARATION OF EXPERIMENTAL DATA

In the course of experiments on observation of TAE at the tokamak Globus-M Thomson scattering diagnostics have been used to measure the profiles of electron temperature and concentration. Based on these measurements the data for calculations of MHD spectra were prepared with the help of the ASTRA code [7]. This code allows solving the set of equations of heat flux balance in the electron and ion channels and the poloidal magnetic field diffusion together with the Grad-Shafranov equilibrium equation. Both direct and inverse transport problems can be solved with the ASTRA code. The solution of the direct problem implies the determination of spatial distributions of the plasma parameters and their temporal variation on the basis of given spatial distributions of transport coefficients. The aim of the inverse problem is to determine the transport coefficients based on the spatial distributions of the plasma parameters (temperature, concentration, current density) measured in the experiment. For the discharge with observed TAE, the inverse transport problem was solved as the first step. Then the experimental profiles of electron temperature and density were recalculated as functions of a minor radius, taking into account the Shafranov shift, and, finally, as functions of a flux coordinate as the solution of the direct transport problem.

Fig. 1 shows the experimental profiles of electron temperature and density at different times that were used for modeling. The direct transport problem was solved for ions under the assumption of the neoclassical beha-

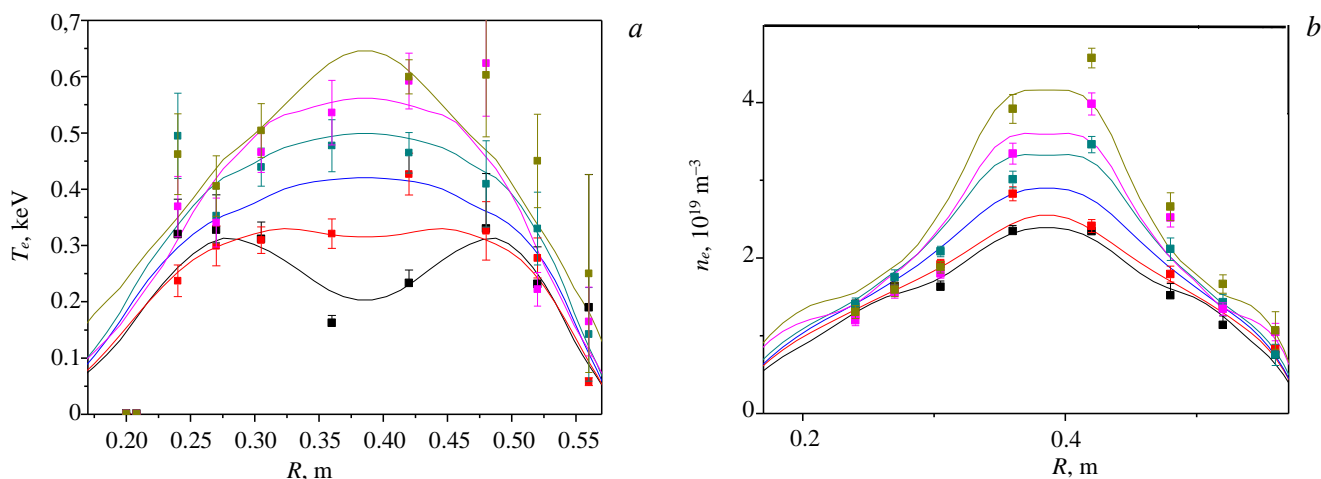


Fig. 1. Experimental profiles of electron temperature ( $T$ ) (a) and density ( $n$ ) (b) as functions of the major radius in the equatorial plane of the plasma for the discharge 31 497 at different instants of time (shown in the inserts),  $T, n$ : — 132; — 134; — 136; — 138; — 140; — 142

vior of ions on the Globus-M tokamak [8]. For the poloidal magnetic flux diffusion, the direct transport problem was also solved for neoclassical plasma conductivity using the NCLASS code [9]. The ion concentration was calculated from the condition of the plasma quasineutrality. The main impurity was carbon. The distribution of the safety factor along the radius was obtained from the solution of the diffusion equation for the poloidal magnetic flux. The position of the last closed magnetic surface was set based on the EFIT code data [10]. When calculating the absorbed beam power, its component composition and corresponding losses of each of the energy components of the beam were taken into account. The values of the absorbed power were corrected in accordance with the simulation by the full orbit code [11]. The calculated value of the loop voltage of the plasma column with the internal inductance correction was compared with the experimental one, which made it possible to determine the average value of the effective charge of the plasma. As a result, the electron temperature and density distributions in the flux coordinate were obtained, shown in Fig. 2. At the time close to the moment of TAE development the safety factor profile was calculated both in minor radius and in flux coordinate. These profiles along with the data from the EFIT code formed the basis for calculating the Alfvén continuum and the structure of TAE.

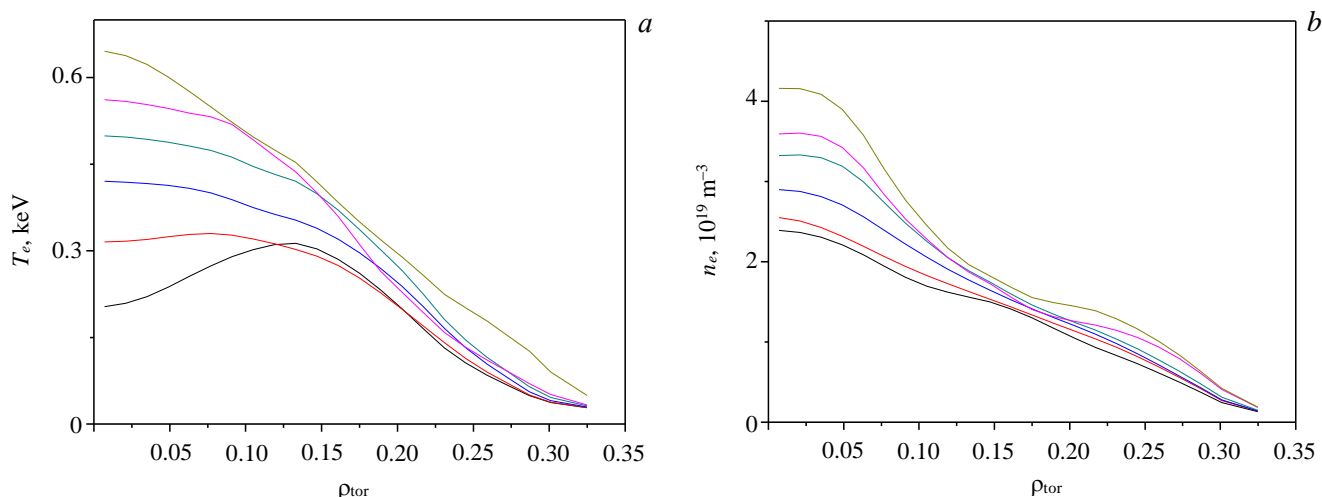


Fig. 2. Experimental profiles of electron temperature (a) and density (b) as functions of averaged minor radius  $\rho_{\text{tor}} = \sqrt{\Phi/(\pi B_0)}$ , where  $\Phi$  is the toroidal flux of the magnetic field inside the magnetic surface,  $B_0$  is the vacuum toroidal magnetic field in the center of the plasma for the discharge 31 497 at different instants of time (shown in the inserts),  $T, n$ : — 132; — 134; — 136; — 138; — 140; — 142. The Shafranov shift is taken into account

### ADAPTATION OF THE CODE KINX FOR CALCULATING TAE WITH THE GLOBUS-M PARAMETERS

The computer code KINX was adapted to calculate the Alfvén continuum and the structures of TAE in a spherical tokamak with Globus-M parameters. Based on the modified KINX stability code and the CAXE code for calculating equilibrium configurations on grids adapted to magnetic surfaces, and Matlab functions for calculating the continuous spectrum and visualization of the results, a software package was prepared for analyzing the structure of the MHD spectrum in spherical tokamaks. As input data for the calculation of equilibrium configurations, the CAXE code uses output files (EQDSK) of the equilibrium reconstruction code EFIT, from which the coordinates of the plasma boundary coinciding with the separatrix of the poloidal magnetic field and the reconstructed profile of the toroidal current density are used. Additional experimental data provide information on the electron temperature and density profiles.

The CAXE code for given boundary coordinates and flux functions of the pressure gradient and plasma poloidal current taken from the EQDSK files provides a highly accurate calculation of the plasma equilibrium required for the subsequent calculation of the continuous and full MHD spectra. Fig. 3 shows the plasma profiles and the

level lines of the local shear of the magnetic field in such an equilibrium. Herein the mass density profile is restored by mapping and smoothing the experimental data to magnetic surfaces. The approximation of the electron temperature and density by means of functions associated with magnetic surfaces is shown in Fig. 2.

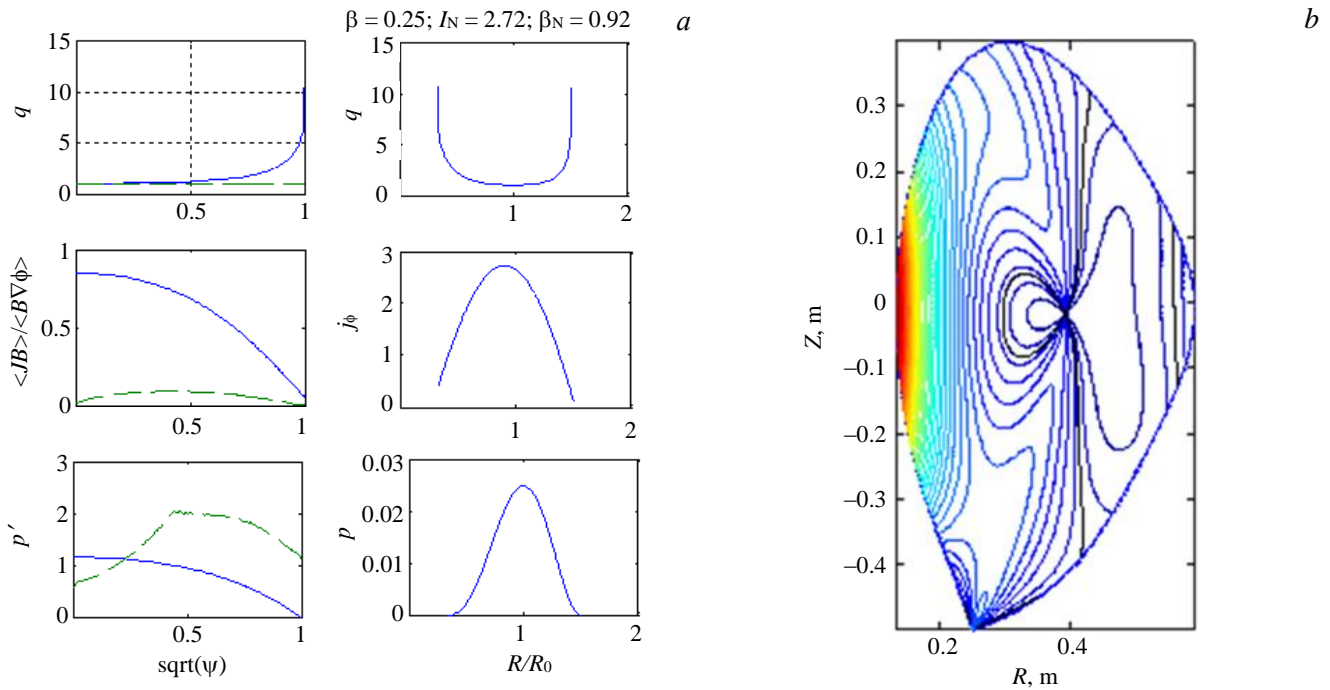


Fig. 3. The plasma profiles as a functions of the normalized poloidal flux (a) and the level lines of the local shear of magnetic field lines in the toroidal cross-section (b) for the reconstructed equilibrium from the discharge of 31 497 at 142 ms

The problem of calculating the continuous spectrum reduces to solving a series of one-dimensional spectral problems on each magnetic surface for the resulting equilibrium configurations [5]:

$$\omega^2 \rho \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \xi + (\mathbf{B} \nabla) \left( \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \mathbf{B} \nabla \right) \xi + \Gamma p \kappa (\nabla \cdot \xi) = 0; \tag{1}$$

$$\omega^2 \rho \frac{\kappa}{\Gamma p} \xi + \omega^2 \rho \frac{\Gamma p + B^2}{\Gamma p B^2} (\nabla \cdot \xi) + (\mathbf{B} \nabla) \left( \frac{1}{B^2} \mathbf{B} \nabla \right) (\nabla \cdot \xi) = 0,$$

where the time dependence  $\exp(i\omega t)$  is assumed for the plasma displacement vector from the equilibrium position,  $\xi$ ,  $\xi = \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{|\nabla \Psi|^2} \xi$ ;  $\mathbf{B}$  — the equilibrium magnetic field;  $\Psi$  — the poloidal flux function;  $p$  — the pressure;

$\rho$  — the mass density;  $\Gamma$  — the specific heat ratio;  $\kappa = 2 \frac{\mathbf{B} \times \nabla \Psi}{B^2} \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \nabla \right) \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \right)$ . In the slow sound approximation

[12],  $\Gamma p \ll \omega^2 \rho$ , it follows from (1) that  $\nabla \cdot \xi = -\frac{B^2}{\Gamma p + B^2} \kappa \xi$ , and

$$\omega^2 \rho \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \xi + (\mathbf{B} \nabla) \left( \frac{|\nabla \Psi|^2}{B^2} \mathbf{B} \nabla \right) \xi - \frac{\Gamma p B^2 \kappa^2}{\Gamma p + B^2} \xi = 0, \tag{2}$$

which determines the Alfvén spectrum in this approximation. At the next step with the help of Matlab packages for solving spectral problems, a prescribed number of eigenvalues of the one-dimensional operator are calculated on each magnetic surface, which determine the branches of the continuous spectrum both in the incompressible plasma approximation (Alfvén continuum) and with compressibility (hybrid Alfvén/sound continuum). In the latter case, in addition to the mass density profile, experimental information on the temperature of the plasma is used to reconstruct the pressure profile. We note that the assumption of an ion temperature equal to half

the electron temperature in deuterium plasma gives a good coincidence of the pressure profiles obtained from experimental measurements and reconstructed profiles based on EFIT data, see Fig. 4.

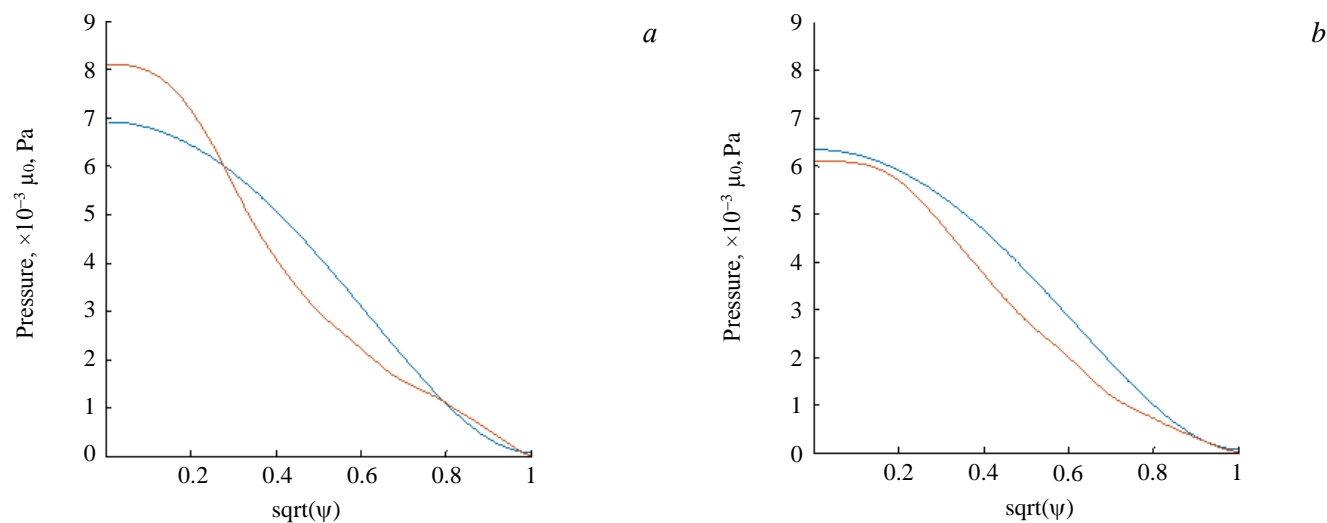


Fig. 4. Comparison of pressure profiles as a function of the square root of the normalized poloidal flux for the discharge 31 497 at time instants of 142 ms (a) and 140 ms (b), assuming the ion temperature equal to half of the electron temperature: — EFIT; —  $T_i/T_e = 0.5$

The next step in the analysis of the structure of the MHD spectrum is direct calculations using the two-dimensional stability code KINX [13]. The KINX code was modified to use the experimental pressure profile in the term  $\Gamma p_{\text{exp}} |\nabla \cdot \xi|^2$  for a compressible plasma displacement  $\xi$  in the perturbed potential energy functional:

$$\delta W_p = \frac{1}{2} \int_{V_p} \{ |\nabla \times (\xi \times \mathbf{B})|^2 - (\nabla \times \mathbf{B}) \nabla \times (\xi \times \mathbf{B}) \times \xi + \xi \nabla p (\nabla \cdot \xi) + \Gamma p_{\text{exp}} |\nabla \cdot \xi|^2 \} dV. \quad (3)$$

Extensive calculations of the eigenvalues of a two-dimensional MHD operator are carried out in the range of TAE gaps in the continuous spectrum. In this case, the data on the calculated eigenfunctions with frequencies from a given interval are stored, and the localization of global modes can be analyzed using the Matlab graphical packages. The sensitivity of the TAE frequencies to changes in the boundary conditions is studied by specifying the position of an ideally conducting wall in a vacuum around the plasma column, starting from the wall at the plasma boundary (fixed boundary) to a wall similar to the plasma boundary at a finite distance from it. To calculate the equilibrium and stability, a separatrix of the magnetic field with an X point on the plasma boundary is chosen as the boundary of the divertor plasma. In the case of free boundary, the sensitivity to the choice of the last closed magnetic surface is verified by selecting the boundary as the magnetic surface with the specified fraction of the poloidal magnetic flux inside the separatrix.

## RESULTS OF CALCULATIONS IN COMPARISON WITH EXPERIMENTAL DATA

To determine the conditions for the excitation of TAEs and their influence on the confinement of fast particles in the spherical Globus-M tokamak [1], the MHD spectra of the reconstructed divertor equilibrium configurations with the safety factor on the magnetic axis  $q_0 > 1$  were calculated using the adapted version of the code KINX. Due to axial symmetry of the considered equilibria the spectrum splits into independent toroidal harmonics with wave numbers  $n$ . The sensitivity of the frequencies of TAE with a toroidal wave number  $n = 1$  to the type of boundary conditions and the choice of the boundary surface was studied. It is found that the frequencies of the modes with dominant poloidal harmonics  $m = 1$  and  $m = 2$  in the continuum gap are much higher than those observed in the spectrograms of the signals from Mirnov coils, especially under the assumption of a free plasma boundary and taking into account its compressibility. TAE with lower frequencies and with higher poloidal wave numbers localized near the plasma boundary can be responsible for the oscillations observed in the experiment. However, for these modes a coupling to the continuum and, possibly, the associated damping are expected.

In experiments with the neutral beam injection, instabilities excited by fast ions in the frequency range 50—200 kHz, which were identified as toroidal Alfvén eigenmodes [1, 2], were observed in the early stage of the Globus-M tokamak discharge. For the simulation, a discharge was selected with the injection of a hydrogen beam into a deuterium plasma (see Fig. 2, *e* from [1], shot 31 497), in which the main intense mode develops at a frequency of ~100 kHz. Small aspect ratio of the plasma in a spherical tokamak leads to the appearance of a wide gap in the continuum due to the toroidal coupling of the modes with neighboring numbers of the poloidal harmonics  $m$  and  $m + 1$ . Fig. 5 shows the structure of the continuous Alfvén spectrum (the specific heat ratio  $\Gamma = 0$ ) calculated by the KINX code using the experimental mass density profile for a quasineutral deuterium plasma. In this gap, there are several global TAE near the upper and lower boundaries of the continuum (the black horizontal lines in Fig. 5). We note that the boundary conditions at

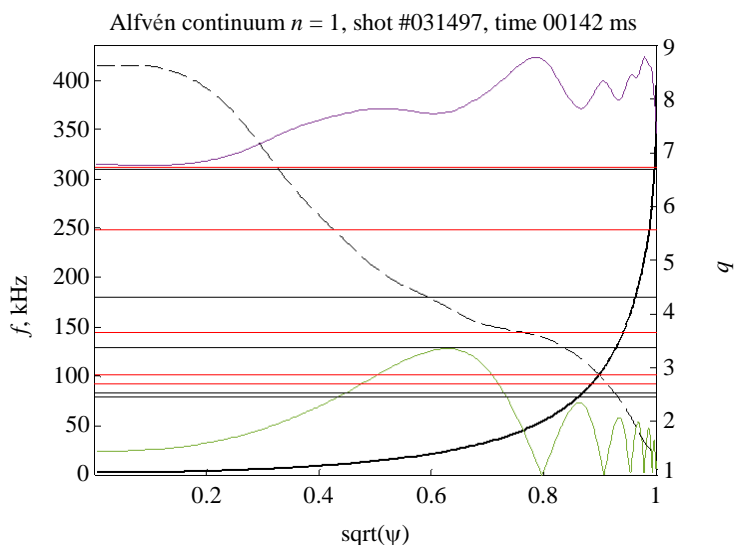


Fig. 5. The structure of the continuous Alfvén spectrum for the toroidal wave number  $n = 1$ . The profile of the safety factor  $q$  is shown by a thick line, the experimental mass density profile normalized to the Alfvén frequency in the center of the plasma is the dashed line. The horizontal lines correspond to the frequencies of the global modes

the free boundary of the plasma (the radius of the conducting wall  $1.3a$ ) lead to a noticeable increase in the frequencies of the global modes (Fig. 5, red horizontal lines).

At the same time, choosing a separatrix of the magnetic field or a magnetic surface inside the separatrix, determined by the fraction of the poloidal flux, as a plasma boundary does not lead to a significant change in the frequencies of the external modes, which is a consequence of the high shear near the plasma boundary of the spherical tokamak. A comparison of the structure of the displacements for different choices of the last closed flux surface is shown in Fig. 6 for the TAE which experiences the strongest increase of the frequency with the free boundary of plasma as compared to the fixed boundary.

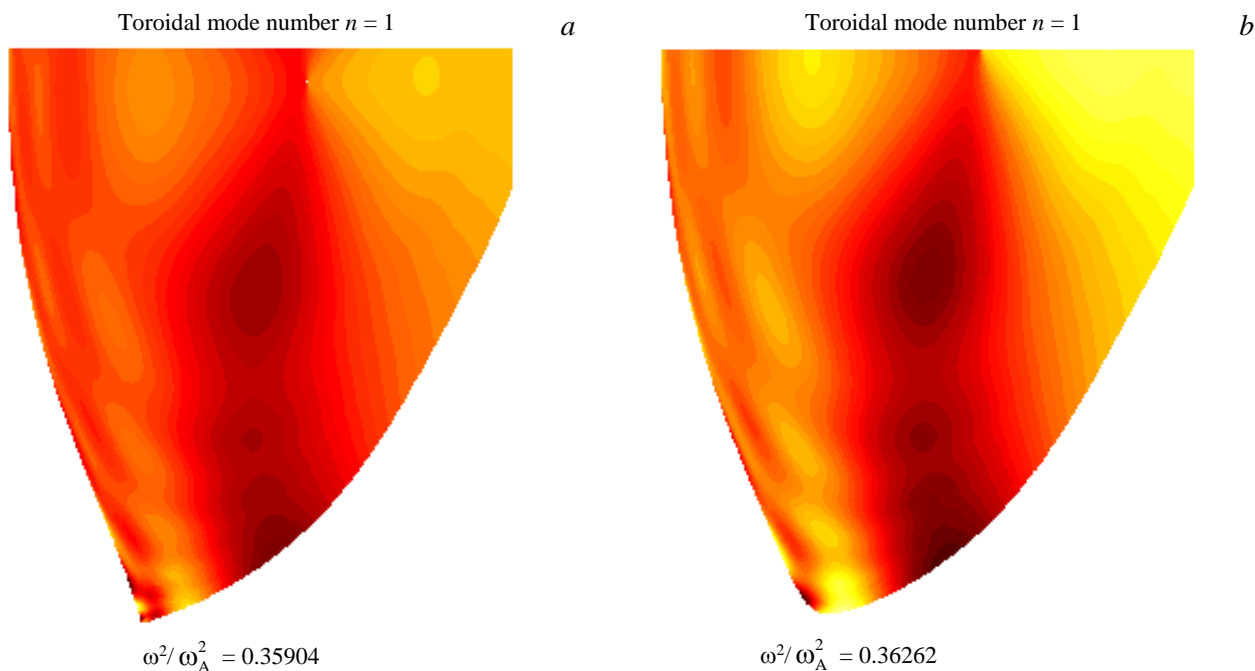


Fig. 6. Comparison of the plasma displacements for a different choice of the plasma boundary. The level lines of the displacement normal to magnetic surfaces are shown: the separatrix at the plasma boundary, the eigenfrequency is 248 kHz (*a*), and the boundary is determined by the fraction of the poloidal flux inside the separatrix, the eigenfrequency is 249 kHz (*b*)

The structures of the modes with the boundary conditions corresponding to the fixed and free boundary of the plasma are shown in Fig. 7. In addition to TAE with frequencies falling into the main TAE gap located near

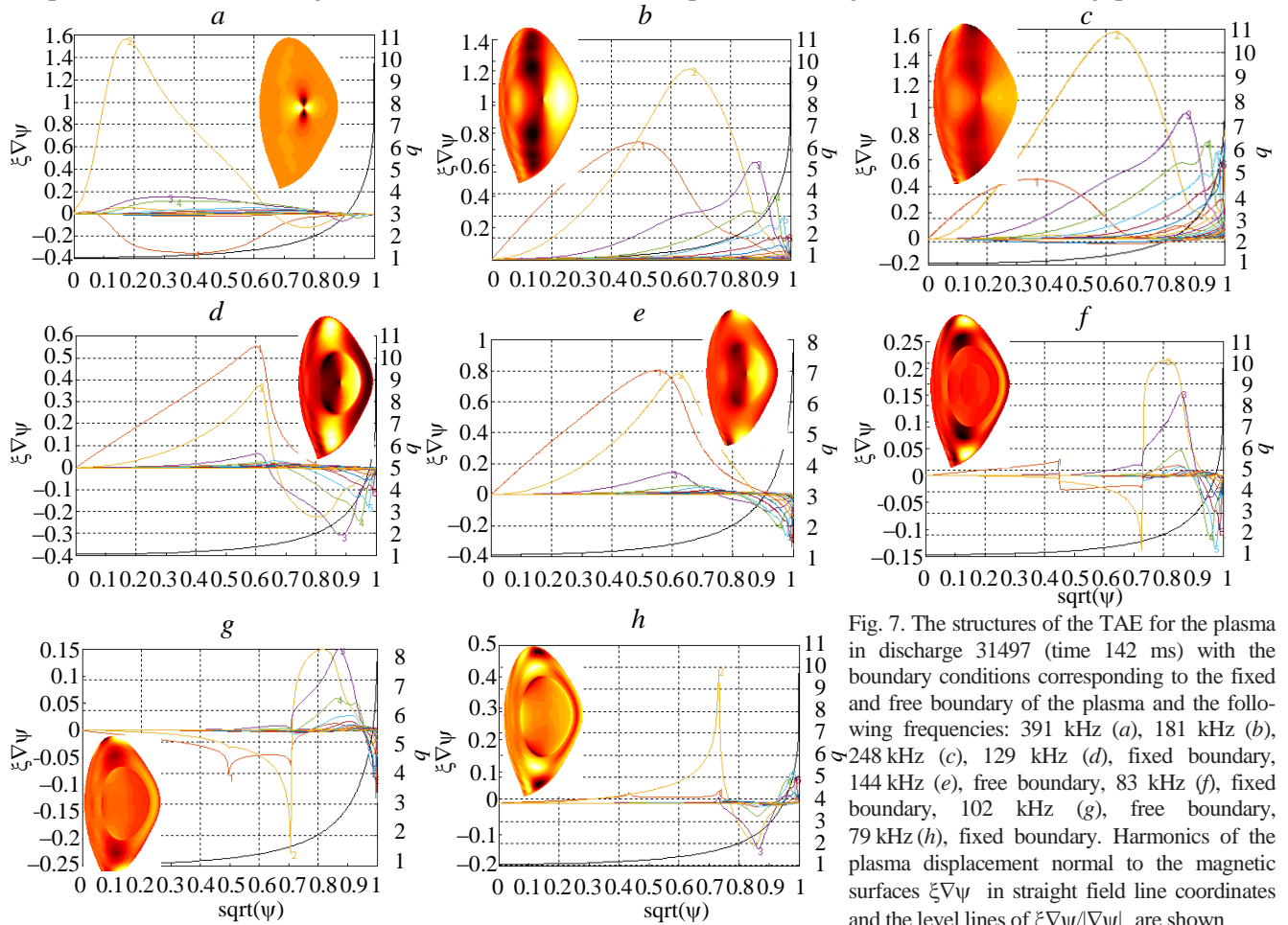


Fig. 7. The structures of the TAE for the plasma in discharge 31497 (time 142 ms) with the boundary conditions corresponding to the fixed and free boundary of the plasma and the following frequencies: 391 kHz (a), 181 kHz (b), 248 kHz (c), 129 kHz (d), fixed boundary, 144 kHz (e), free boundary, 83 kHz (f), fixed boundary, 102 kHz (g), free boundary, 79 kHz (h), fixed boundary. Harmonics of the plasma displacement normal to the magnetic surfaces  $\xi \nabla \psi$  in straight field line coordinates and the level lines of  $\xi \nabla \psi / |\nabla \psi|$  are shown

the magnetic surface with  $q = 1.5$ , in the ideal MHD spectrum there are global modes with frequencies falling into the continuous spectrum. Figs. 7, *f*, *g*, *h* show the structures of such modes with large numbers of poloidal harmonics, which correspond to the toroidal «reconnection» of the continuum branches at the magnetic surfaces with  $q = 2.5, 3.5$ . The flux grid with 256 radial (packed to the boundary) by 256 poloidal intervals has been checked to be quite sufficient for an accurate resolution of the eigenfunctions in the TAE gap. For the modes with the frequencies in the continuum no attempt was made either to resolve the coupling to singular continuum modes or to estimate the corresponding continuum damping in the simplistic ideal MHD model. The purpose of the presented spectrum calculations is just a demonstration of the existence of the higher- $m$  TAE inside the continuum and its frequency dependence on the boundary conditions (compare Fig. 7, *f* and Fig. 7, *g*).

The assumption of plasma compressibility (the specific heat ratio  $\Gamma = 5/3$ , the pressure profile obtained from the data on the electron temperature, assuming  $T_i/T_e = 0.5$ ) leads to the Alfvén and sound continua coupling (Fig. 8). In addition to the branches

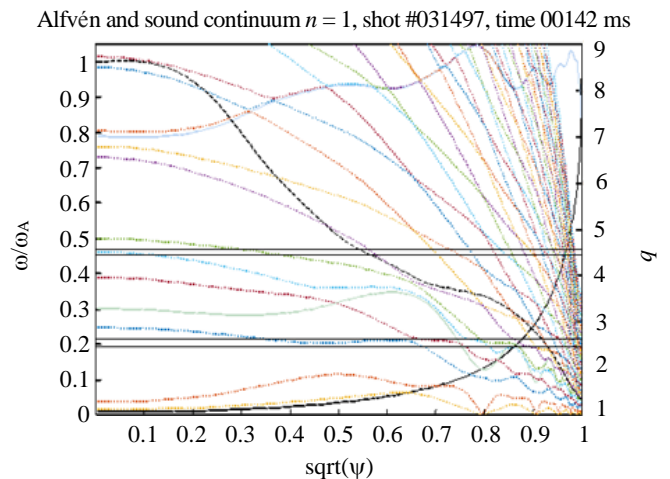


Fig. 8. The structure of the continuous Alfvén/sound spectrum for the toroidal wave number  $n = 1$  for the compressible plasma (discharge 31497, time 142 ms, Alfvén frequency at the center of the plasma  $\omega_A = 414$  kHz). The profile of the safety factor  $q$  is shown by the thick line, the experimental mass density profile normalized to its value in the center of the plasma is dashed line. The branches of the continuum are shown in multicolored dots, the solid lines correspond to the branches of the Alfvén continuum in the limit of slow sound. Horizontal lines correspond to the frequencies of global modes

of the Alfvén/sound continuum, the frequencies of the Alfvén branch in the limit of slow sound are also shown. Analogs of the incompressible global modes with frequencies close to experimental ones were found for the compressible plasma with finite pressure (compare Fig. 7, *h* and Fig. 9, *b*). Figs. 9, 10 show the structures of such modes with frequencies and localization corresponding to the local maxima of the branches of the Alfvén/sound continuum for two instants of time. In this case, the mode with a lower frequency and a large poloidal harmonic  $m = 1$  is apparently the result of the coupling of Alfvén and sound modes, as in the case of BAAE (Beta-induced Alfvén Acoustic Eigenmode) modes [14] with lower frequencies.

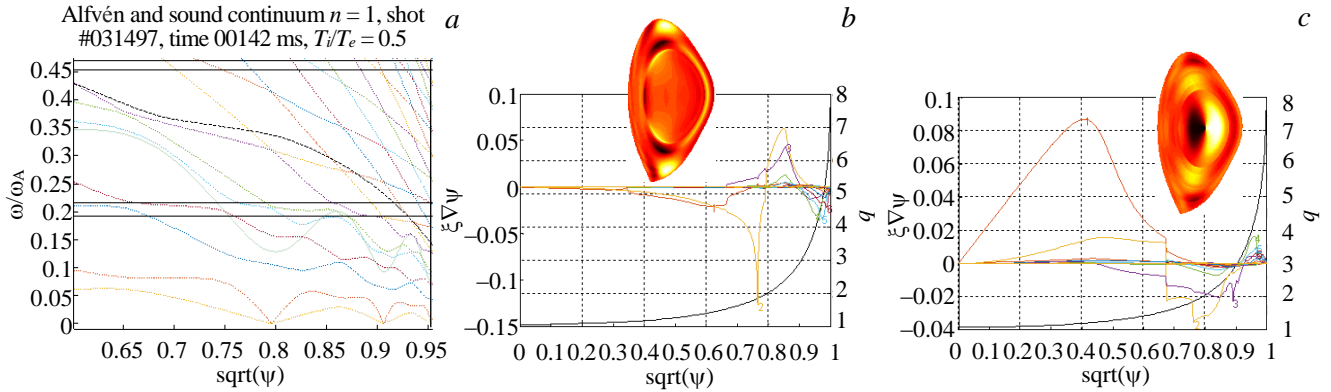


Fig. 9. An enlarged fragment of the structure of the continuous Alfvén/sound spectrum for the toroidal wave number  $n = 1$  for the compressible plasma (discharge 31 497, time 142 ms, Alfvén frequency at the center of the plasma  $\omega_A = 414$  kHz) (*a*) and the structure of global modes with low frequencies 89 kHz (*b*), 80 kHz (*c*)

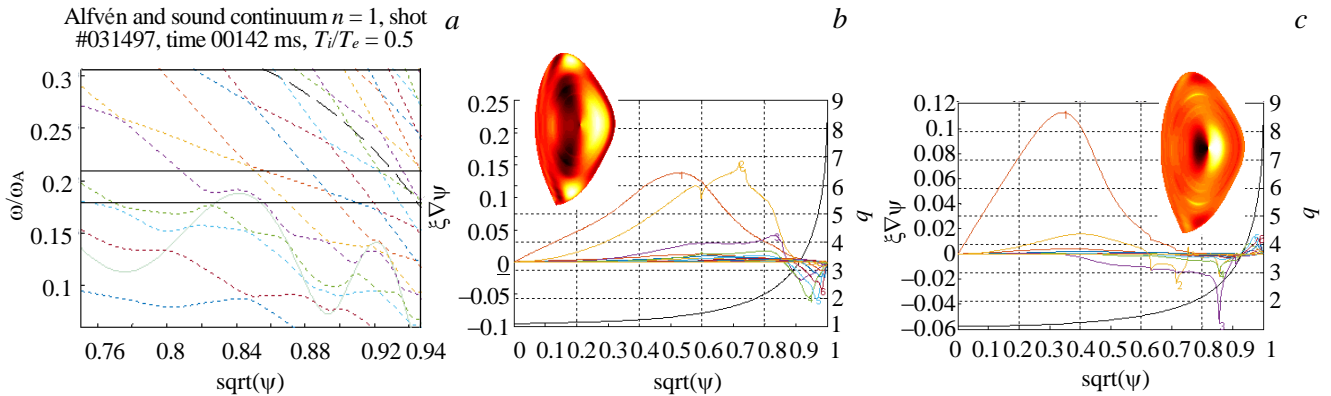


Fig. 10. An enlarged fragment of the structure of the continuous Alfvén /sound spectrum for the toroidal wave number  $n = 1$  for the compressible plasma (discharge 31 497, time 140 ms, Alfvén frequency at the center of the plasma  $\omega_A = 450$  kHz) (*a*) and the structure of global modes with low frequencies: 94 kHz (*b*), 81 kHz (*c*)

The results of the calculations allow to conclude that the oscillation frequencies observed in the experiment are rather close to the frequencies of the TAE localized near the plasma boundary in the region of magnetic surfaces with the safety factor values  $q = 2.5, 3.5$ . The frequencies of these modes fall into a continuous spectrum, which can lead to their enhanced damping. However, as discussed in [15], the Landau damping coefficients on thermal ions can be low due to a change in the mode polarization during the interaction of a wave with energetic particles.

## CONCLUSIONS

The theoretical analysis of the experiments on TAE excitation by means of NBI in the Globus-M spherical tokamak was carried out. The cases with mainly single-mode instabilities with toroidal number  $n = 1$  were investigated in accordance with the linear theory predictions for the Globus-M conditions. The experiments on Globus-M have shown that essential losses in the neutron rate (up to 25%) associated with TAE are possible due to the single-mode TAE development even in the absence of the Alfvén avalanches. The MHD spectrum analysis demonstrated that the TAE localized near the plasma boundary in the region of magnetic surfaces with the safety factor values  $q = 2.5, 3.5$  can be responsible for the fast particle losses. The open question is the influence of TAE on fast particle losses in future CNS designs. One cannot exclude an essential drop of the neutron rate

due to the TAE development. Experiments on the upgraded tokamak Globus-M2 should provide additional data for extrapolation to the CNS parameters.

This research was supported by the Russian Science Foundation (Grant No. 17-12-01177).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

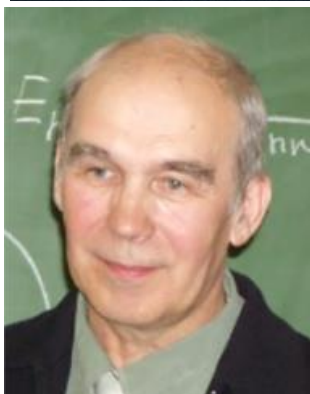
1. Петров Ю.В., Патров М.И., Гусев В.К. и др. — Физика плазмы, 2011, т. 37, № 12, с. 1075—1080.
2. Petrov Yu.V. et al. — J. Plasma Phys., 2015, vol. 81, p. 515810601.
3. Петров Ю.В., Бахарев Н.Н., Гусев В.К. и др. — ПЖТФ, 2014, т. 40, вып. 24, с. 99—106.
4. Гусев В.К., Мартынов А.А., Медведев С.Ю. и др. — ПЖТФ, 2018, т. 44, вып. 2, с. 65—71.
5. Cheng C.Z., Chance M.S. — Phys. Fluids, 1986, vol. 11, p. 3695.
6. Fredrickson E.D. et al. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 013006.
7. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. — Max-Planck IPP Report 5/98, 2002.
8. Avdeeva G.F. et al. — J. Phys. Conf. Ser., 2016, vol. 666, p. 012002.
9. Houlberg W.A. et al. — Phys. Plasmas, 1997, vol. 4, p. 3230.
10. Lao L.L. et al. — Nucl. Fusion, 1985, vol. 25, p. 1611.
11. Bakharev N.N. et al. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 043023.
12. Chu M.S., Greene J.M., Lao L.L., Turnbull A.D., Chance M.S. — Physics of Fluids B, 1992, vol. 4, p. 3713.
13. Degtyarev L., Martynov A., Medvedev S., Troyon F., Villard L., Gruber R. — Comput. Phys. Comm., 1997, vol. 103, p. 10—27.
14. Gorelenkov N.N. et al. — Phys. Lett. A, 2007, vol. 370/1, p. 70.
15. Liu Y., Lin Z., Zhang H., Zhang W. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 114001.



Сергей Юрьевич Медведев, в.н.с., к.ф.-м.н.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Миусская пл. 4, Россия; ведущий инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
medvedev@a5.kiam.ru



Александр Александрович Мартынов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Миусская пл. 4, Россия; ведущий инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
martynov@a5.kiam.ru



Василий Константинович Гусев, г.н.с., д.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Михаил Иванович Патров, н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия  
michael.patrov@mail.ioffe.ru



Анна Юрьевна Тельнова, м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Россия



Андрей Александрович Иванов, с.н.с.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Миусская пл. 4, Россия  
aai@a5.kiam.ru



Юрий Юрьевич Пошехонов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, 125047 Москва, Миусская пл. 4, Россия  
naida@a5.kiam.ru

Статья поступила в редакцию 18 марта 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 95—104.

УДК 537.529,621.039

## ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ В ИМПУЛЬСНОЙ СТРУЕ КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА С ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ СТЕНКОЙ

В.В. Кузенов<sup>1,2</sup>, П.А. Фролко<sup>1</sup>, В.В. Шумаев<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия<sup>2</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

Проведено численное моделирование плазмогазодинамических процессов и структуры факела капиллярного разряда с испаряющейся стенкой, предназначенного для импульсных термоядерных систем. Получены пространственные распределения температуры в струе такого разряда для разных моментов времени. Выполнена оценка влияния внешнего магнитного поля (напряжённость  $B = 2,5$  Тл и  $B = 1,58$  Тл) на элементы одиночной струи рассматриваемого капиллярного разряда.

**Ключевые слова:** капиллярный разряд, контактная граница, перенос излучения, плазменные струи, ударная волна.

## NUMERICAL SIMULATION OF PROCESSES IN A PULSED JET OF A CAPILLARY DISCHARGE WITH EVAPORATING WALL

V.V. Kuzenov<sup>1,2</sup>, P.A. Froloko<sup>1</sup>, V.V. Shumaev<sup>1</sup><sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia<sup>2</sup>Dukhov Research Institute of Automatics (VNIIA), Moscow, Russia

Numerical simulation of the plasma-gas dynamic processes and the structure of the capillary discharge with evaporating wall, intended for pulsed thermonuclear systems, is carried out. Spatial distributions of temperature in a pulsed jet of a capillary discharge are obtained for different instants of time. The effect of an external magnetic field (intensity  $B = 2.5$  T and  $B = 1.58$  T) on the elements of a single capillary discharge jet was estimated.

**Key words:** capillary discharge, contact boundary, plasma jets, radiation transport, shock wave.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-115-112

### ВВЕДЕНИЕ

Импульсные струи плазмы часто находят применение в различных технических, научных приложениях и могут быть сформированы с помощью капиллярного разряда с испаряющейся стенкой (КРИС) [1—6]. Важным достоинством КРИС как источника интенсивного широкополосного излучения является возможность получения плазмы с высокими и хорошо воспроизводимыми термо- и газодинамическими (а значит и излучательными) характеристиками. КРИС представляет собой мощный импульсный плазгодинамический разряд, плазма которого создаётся в диэлектрическом цилиндрическом канале, заполненном для облегчения электрического пробоя металлизированным порошком. В случае использования КРИС, стенки канала которого выполнены из текстолита, исследуемая плазма имеет следующий атомный состав: 47% водорода, 37% углерода, 16% кислорода ( $H_{47}C_{37}O_{16}$ ), а для оргстекла (ПА)  $H_8C_5O_2$ . В данной работе принято, что плазма, находящаяся внутри рабочего канала КРИС и истекающая через выходное сечение КРИС, будет состоять только из плазмы материала металлического порошка. При этом импульсный электрический ток длительностью  $t_p < 500$  мкс и амплитудой тока  $I < 100$  кА протекает через цилиндрический канал КРИС и формирует в нём плотную горячую плазму температурой  $T_e \leq 30$  эВ и с концентрацией электронов  $n_e \geq 10^{20}$  см<sup>-3</sup>, которая истекает через выходное (критическое) сечение КРИС, имея высокую излучательную способность. Известно, что данный тип разряда характеризуется продолжительной, достаточно устойчивой в атмосфере плазменной структурой импульсной струи. Эта структура течения, характеризуемая степенью нерасчётности  $n = P_a/P_\infty$ , близка к структуре начального участка течения в стационарной сверхзвуковой струе плазмы (здесь  $P_a$  — давление на срезе диэлектрического цилиндрического канала,  $P_\infty$  — давление в невозмущённой окружающей среде). Интересным элементом такой структуры является плазменное образование — тороидальный вихрь, который может возникать в головной части струи КРИС. Процессы взаимодействия такого плазменного образования с внешним магнитным полем приводят к возникновению сложной ударно-волновой картины течения

плазмы в импульсной струе КРИС и на её границе, передаче значительной части энергии фоновой среде, а также приведению в движение окружающей среды. Отметим, что возможность создания технических источников излучения с высоким энергетическим выходом широкополосного излучения тесно связана с формированием импульсной плазменной струей КРИС долгоживущих (импульс широкополосного излучения может достигать миллисекундных диапазонов длительности) тороидальных плазменных образований с большой излучающей поверхностью. Заметим также, что тема работы имеет непосредственное отношение к термоядерным системам и физике высокотемпературной плазмы, так как существует несколько вариантов формирования высокоскоростных плазменных струй, создаваемых плазменными пушками и предназначенных для обжата замагниченной мишени. Так, например, в концепции синтеза замагниченной мишени (MIF/MTF) для сжатия и нагрева мишени во внешнем магнитном поле применяется массив (система) капиллярных разрядов, расположенных по периметру (окружности) импульсной термоядерной установки.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ

При проведении 2D-расчётов факела капиллярного разряда газодинамические параметры в диэлектрическом канале КРИС определялись на основе приближенной математической модели. Эта модель предполагает, что энергия, которая вкладывается из ёмкостного накопителя в эрозионную плазму диэлектрического канала КРИС, преобразуется в тепловую энергию плазмы. При этом часть этой энергии излучается оптически плотной плазмой, а другая часть теряется при истечении со звуковой скоростью через срез капиллярного разряда.

Плазмодинамические процессы, протекающие в факеле плазмы капиллярного разряда, могут быть определены в эйлеровой системе координат с помощью уравнений вязкой однотемпературной радиационной плазмодинамики, которая в безразмерных переменных примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho V_\eta)}{\partial \eta} &= -\alpha \frac{\rho u}{r}; \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho u V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho u V_\eta)}{\partial \eta} &= -\xi_r \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_r \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u^2}{r} + \frac{S_r}{\text{Re}}; \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho v V_\xi)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho v V_\eta)}{\partial \eta} &= -\xi_z \frac{\partial P}{\partial \xi} - \eta_z \frac{\partial P}{\partial \eta} - \alpha \frac{\rho u v}{r} + \frac{S_z}{\text{Re}}; \\ \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho e V_\xi + J \sum q_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J\rho e V_\eta + J \sum q_{i\eta})}{\partial \eta} &= -\frac{P}{J} \left\{ \frac{\partial (JV_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (JV_\eta)}{\partial \eta} \right\} - \alpha \frac{P u}{r} - \alpha \frac{\rho e u}{r} + \frac{S_e}{\text{Re}}; \\ S_e &= \mu_\Sigma D + \frac{\gamma}{\text{Pr}} \text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T). \end{aligned}$$

Величины  $S_r$ ,  $S_z$  математически описывают силы, возникающие в потоке газа за счёт наличия в нём сил вязкого трения. Переменная  $S_e$  представляет собой сумму работ сил вязкого трения  $\mu_\Sigma D$ , процессов переноса тепла механизмом теплопроводности  $\text{div}(\lambda_\Sigma \text{grad} T)$ .  $\text{Re} = \frac{L_* \rho_* V_*}{\mu_*}$  — число Рейнольдса,

$\text{Pr} = \frac{\mu_* C_{p*}}{\lambda_*}$  — число Прандтля.

Все величины, входящие в данные уравнения, определяются с помощью дополнительных соотношений

$$\text{div} \mathbf{V} = \frac{1}{J} \left[ \frac{\partial (JV_\xi)}{\partial \xi} + \frac{\partial (JV_\eta)}{\partial \eta} \right] + \alpha \frac{u}{r}; \quad e_{rr} = \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta}; \quad e_{zz} = \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta}; \quad e_{\varphi\varphi} = \alpha \frac{u}{r};$$

$$\begin{aligned}
 D &= 2 \left[ (e_{rr})^2 + (e_{zz})^2 + (e_{\varphi\varphi})^2 \right] + (e_{rz})^2 - \frac{2}{3} (\operatorname{div} \mathbf{V})^2; \\
 e_{rz} &= \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right); \quad \sigma_{rz} = \mu_\Sigma \left[ \left( \xi_z \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) + \left( \xi_r \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) \right]; \\
 \sigma_{rr} &= \mu_\Sigma \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right]; \\
 \sigma_{zz} &= \mu_\Sigma \left[ \frac{4}{3} \left( \xi_z \frac{\partial v}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) - \frac{2}{3} \left( \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) - \alpha \frac{2u}{3r} \right]; \\
 S_r &= \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{rr} + \xi_z \sigma_{rz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{rr} + \eta_z \sigma_{rz} \})}{\partial \eta} + \alpha \frac{2\mu_\Sigma \left[ \xi_r \frac{\partial u}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial u}{\partial \eta} \right] - 2\alpha\mu_\Sigma \frac{u}{r}}{r}; \\
 S_z &= \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \xi_r \sigma_{rz} + \xi_z \sigma_{zz} \})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \{ \eta_r \sigma_{rz} + \eta_z \sigma_{zz} \})}{\partial \eta} + \alpha \frac{\sigma_{rz}}{r}; \\
 \operatorname{div}(\lambda_\Sigma \operatorname{grad} T) &= \frac{1}{J} \frac{\partial \{ \lambda_\Sigma J (\xi_r^2 + \xi_z^2) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) T_\eta \}}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial \{ \lambda_\Sigma J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) T_\xi + \lambda_\Sigma J (\eta_r^2 + \eta_z^2) T_\eta \}}{\partial \eta} + \\
 &\quad + \alpha \frac{\lambda_\Sigma}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial T}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial T}{\partial \eta} \right\},
 \end{aligned}$$

где  $u(r, z, t)$ ,  $v(r, z, t)$  — проекции вектора скорости  $\mathbf{V}(r, z, t)$  на оси  $R$  и  $Z$ ;  $e$  — удельная внутренняя энергия плазмы;  $J = \partial(r, z)/\partial(\xi, \eta)$  — якобиан перехода от цилиндрической системы координат  $r, z$  к криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ;  $V_\xi = \xi_r u + \xi_z v$ ,  $V_\eta = \eta_r u + \eta_z v$  — контравариантные компоненты вектора скорости  $\mathbf{V}$  в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$ ;  $\rho, P$  — плотность и давление плазмы;  $\sum_i q_{i\xi}, \sum_i q_{i\eta}$  — проекции

вектора плотности потока лучистой энергии  $\mathbf{q}$  на оси криволинейной системы координат  $\xi$  и  $\eta$ ;  $\alpha = 0$  соответствует плоскому,  $\alpha = 1$  — осесимметричному случаям течения.

Для получения безразмерного вида рассматриваемых уравнений отнесём все газодинамические переменные, входящие в систему уравнений, к их характерным значениям, а пространственные  $\bar{\xi}, \bar{\eta}$  и временную  $\bar{t}$  переменные соответственно к характерному размеру  $L_*$  и характерному времени  $t_*$ . Введём следующие обозначения безразмерных переменных:

$$\begin{aligned}
 t = \frac{U_* \bar{t}}{L_*}; \quad \xi = \frac{\bar{\xi}}{L_*}; \quad \eta = \frac{\bar{\eta}}{L_*}; \quad V_\xi = \frac{\bar{V}_\xi}{V_*}; \quad V_\eta = \frac{\bar{V}_\eta}{V_*}; \quad u = \frac{\bar{u}}{V_*}; \quad v = \frac{\bar{v}}{V_*}; \quad T = \frac{\bar{T}}{T_*}; \quad e = \frac{\bar{e}}{e_*}; \quad \rho = \frac{\bar{\rho}}{\rho_*}; \quad P = \frac{\bar{P}}{P_*}; \quad \mu_\Sigma = \frac{\bar{\mu}_\Sigma}{\mu_*}; \\
 \lambda_\Sigma = \frac{\bar{\lambda}_\Sigma}{\lambda_*}; \quad \gamma = \frac{C_{p*}}{C_{v*}}; \quad q = \frac{\bar{q}}{q_*}; \quad \omega = \frac{\bar{\omega}}{\omega_*}.
 \end{aligned}$$

Для определения пространственно-временного положения контактной границы, отделяющей плазму аблирующего материала преграды от плазмы окружающей среды, используется метод фиктивной примеси. Для этого в систему приведённых уравнений вводится дополнительное уравнение ( $\rho_g \in [0, 1]$ )

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \rho_g = 0.$$

Зная  $\rho_g$ , мы можем определить границу раздела  $\Gamma(t) = \{x, y; \rho_g(r, z, t) = 0\}$ , которая разделяет всю расчётную область на две области, каждая из которых соответствует аблирующему материалу преграды или плазме окружающей среды в зависимости от знака функции  $\rho_g$ . Полный вариант описания метода расчёта контактной границы и газодинамических параметров вблизи неё приводится в работах [7—9].

Турбулентные коэффициенты вязкости  $\mu_\Sigma$  и теплопроводности  $\lambda_\Sigma$  рассчитываются с привлечением гипотезы Буссинеска, в соответствии с которой эффективная вязкость  $\mu_\Sigma$  газового потока определяется по формуле  $\mu_\Sigma = \mu_m + \mu_t$ , где  $\mu_m$  — динамический коэффициент вязкости, учитывающий атомно-молекулярные столкновительные процессы,  $\mu_t$  — коэффициент турбулентной вязкости, для определения которого используется  $q$ — $\omega$ -модель Кокли. Используя предположение о том, что молекулярное число Прандтля  $Pr = 0,72$  и турбулентное число Прандтля  $Pr_t = \mu C_p / \lambda_t = 0,9$ , можно найти соответствующий коэффициент теплопроводности  $\lambda_t = C_p(\mu_m / Pr + \mu_t / Pr_t)$ . Уравнения  $q$ — $\omega$ -модели Кокли в криволинейной системе координат  $\xi, \eta$  могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho q}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi q)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta q)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho q u}{r} &= S_q + \frac{\rho q}{2\omega} \left( C_\mu f D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \mathbf{V} - \omega^2 \right); \\ \frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\xi \omega)}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J \rho V_\eta \omega)}{\partial \eta} + \alpha \frac{\rho \omega u}{r} &= S_\omega + \rho \left( C_1 \left( C_\mu D - \frac{2}{3} \omega \operatorname{div} \mathbf{V} \right) - C_2 \omega^2 \right); \\ S_q &= \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) q_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma q} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) q_\xi + \mu_{\Sigma q} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) q_\eta \right\}}{\partial \eta} + \alpha \frac{\mu_{\Sigma q}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial q}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial q}{\partial \eta} \right\}; \\ S_\omega &= \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r^2 + \xi_z^2) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\xi_r \eta_r + \xi_z \eta_z) \omega_\eta \right\}}{\partial \xi} + \\ &+ \frac{1}{J} \frac{\partial \left\{ \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r \xi_r + \eta_z \xi_z) \omega_\xi + \mu_{\Sigma \omega} J (\eta_r^2 + \eta_z^2) \omega_\eta \right\}}{\partial \eta} + \alpha \frac{\mu_{\Sigma \omega}}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial \omega}{\partial \eta} \right\}; \end{aligned}$$

$$\mu_{\Sigma q} = \mu_m + \mu_t; \quad \mu_{\Sigma \omega} = \mu_m + 1,3\mu_t; \quad \mu_t = C_\mu f(n) \rho \frac{q^2}{\omega}; \quad C_1 = 0,045 + 0,405 f(n); \quad C_2 = 0,92; \quad C_\mu = 0,09;$$

$$f(n) = 1 - \exp \left( -0,0065 \frac{\rho q n}{\mu_m} \right).$$

Здесь  $q$  — «псевдоскорость»;  $\omega$  — «псевдозавихренность»;  $f(n)$  — пристеночная функция, вводимая для того, чтобы модель правильно описывала параметры течения в ламинарном подслое, формирующемся на твёрдых обтекаемых поверхностях;  $n$  — расстояние по нормали от рассматриваемой точки к ближайшей поверхности.

В данной работе для расчёта радиационных полей используется уравнение переноса излучения, представленное в виде системы уравнений диффузионного многогруппового приближения:

$$\frac{1}{J} \frac{\partial (J q_{i\xi})}{\partial \xi} + \frac{1}{J} \frac{\partial (J q_{i\eta})}{\partial \eta} + \chi_i c U_i = 4\chi_i \sigma_i T^4; \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \xi} + \chi_i q_{i\xi} = 0; \quad \frac{c}{3} \frac{\partial U_i}{\partial \eta} + \chi_i q_{i\eta} = 0,$$

где  $U_i(y, z, t)$  — плотность лучистой энергии в  $i$ -й спектральной группе;  $\chi_i$  — спектральный коэффициент поглощения. Вместо диффузионного приближения ( $D_i = C/3\chi_i$ ) уравнение переноса излучения в выполненных расчётах используются функции ограничителей потоков [7]:  $\lambda(\alpha) = 1/\sqrt[3]{1+\alpha^3}$ . Тогда коэффициент диффузии можно представить следующим образом:  $D_i = C\lambda/3\chi_i$ , где  $\alpha = |\nabla U_i|/(3\chi_i U_i)$ . При  $\alpha \rightarrow \infty$  поток излучения равен  $q_i = -D\nabla U_i \rightarrow C U_i$ , при  $\alpha \rightarrow 0$  поток излучения  $q_i = -D\nabla U_i \rightarrow C\nabla U_i/3\chi_i$  равен потоку диффузионного приближения.

Численный метод, используемый для расчёта газодинамической части системы уравнений, основан на нелинейной квазимоноотонной компактно-полиномиальной разностной схеме повышенного порядка точности [11] и пространственном расщеплении уравнений Рейнольдса [12], записанных в произвольной криволинейной системе координат. При этом расчётная сетка и адаптированная криволинейная система

координат создавались с помощью методики, описанной в работе [10]. Пример построения такой расчётной сетки показан на рис. 1.

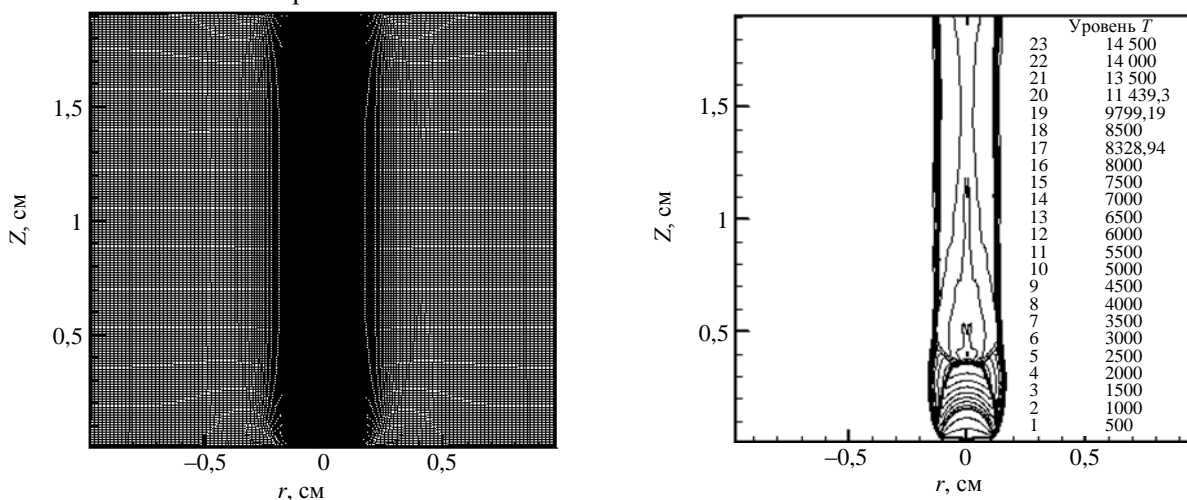


Рис. 1. Расчётная сетка и температурное поле в недорасширенной сверхзвуковой осесимметричной струе, которое используется при построении адаптивной расчётной сетки

При аппроксимации конвективной составляющей векторов потоков на границах расчётной ячейки применялась процедура расчёта распада разрыва, разработанная С.К. Годуновым с использованием реконструкции сеточной функции (внутри расчётной ячейки), которая была взята из работы [11]. Данная модификация метода Годунова позволяет повысить порядок аппроксимации конечно-разностной схемы в гладкой части решения до седьмого. Разработанные вычислительные коды используют многоблочную многосеточную технологию расчётов на неортогональных структурированных сетках. Расчёт входящих в данную систему уравнений термодинамических  $e(T, \rho)$ ,  $P(T, \rho)$  и оптических  $\chi_i(T, \rho)$  параметров рабочих сред проводился в рамках приближения локального термодинамического равновесия с использованием компьютерной системы ASTEROID, разработанной академиком РАН С.Т. Суржиковым [13, 14].

### РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА КАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЯДА

Капиллярный разряд состоит из межэлектродной вставки с осевым отверстием, являющимся рабочим каналом разряда (диаметр капиллярного разряда 1 мм, длина 5 мм). Через стенки капилляра вдувается поток Al-плазмы с параметрами, которые взяты из работ [15, 16]:  $T = 35$  кК,  $V = 450$  м/с,  $P = 41$  МПа,  $\gamma = 1,2$ . При проведении численных расчётов эти величины переопределяются расчётным путём из условия звукового течения в выходном сечении капиллярного разряда. Значения  $q-\omega$  находились из условия, что степень турбулентности во втекающем в расчётную область потоке составляет величину 5%. Окружающей средой являлся воздух при давлении  $P_\infty = 1$  атм. и  $P_\infty = 25$  атм.

На рис. 2 показано пространственное распределение температуры  $T$  (К) в импульсной струе плазмы КРИС в условиях отсутствия воздействия внешнего магнитного поля  $B = 0$ . Результаты проведённых

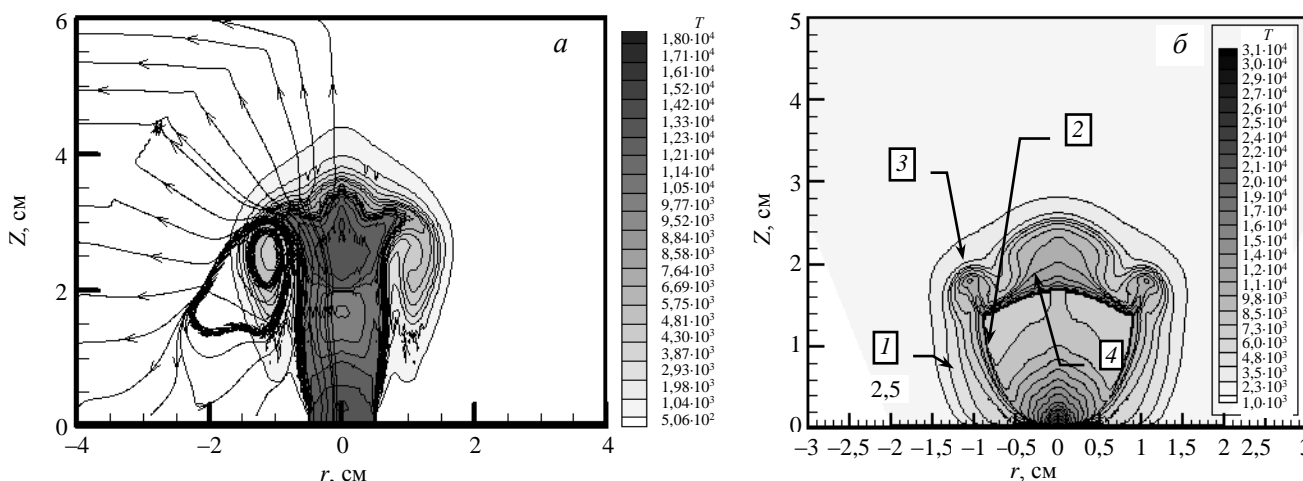


Рис. 2. Распределение температуры  $T$  (К) (а) в плазменном факеле капиллярного разряда ( $a - t = 62,9$  мкс,  $P_\infty = 25$  атм.; б —  $t = 12$  мкс,  $P_\infty = 1$  атм.): 1 — косая УВ (граница струи); 2 — «висячая» УВ; 3 — отражённая УВ; 4 — центральная УВ (диск Маха)

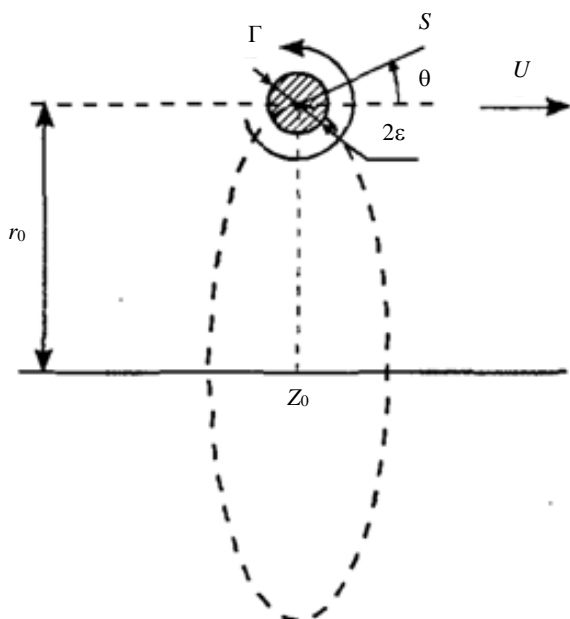


Рис. 3. Система координат для вихревого кольца

сосредоточенных вихрей) в потоке газа может быть вызвана различными причинами: градиентом плазодинамических характеристик вблизи твёрдой стенки, градиентами газодинамических величин при конвективном движении газовой среды, градиентами теплофизических величин, которые появляются при различных по физической природе воздействиях на поток газа (акустических, плазменных или энергоподводом) [18].

Для объяснения вихревого характера течения в следе примем, что скорость движения самоиндуцированного вихревого кольца (см. рис. 3) с циркуляцией  $\Gamma$ , радиусом  $r_0$  и радиусом ядра  $\varepsilon$  можно представить с помощью формулы [19]

$$V_{\text{хар}} = \frac{\Gamma}{4\pi r_0} \left( \ln \left( \frac{8r_0}{\varepsilon} \right) - \frac{1}{2} \right) = \frac{\Omega_{\text{хар}} \varepsilon^2}{4r_0} \left( \ln \left( \frac{8r_0}{\varepsilon} \right) - \frac{1}{2} \right); \quad \Omega_{\text{хар}} \approx \frac{\Gamma}{\pi \varepsilon^2}.$$

Для получения выражения для завихренности  $\mathbf{\Omega} = \text{rot}(\mathbf{V})$  применим аналогично работе [18] операцию ротор  $\text{rot}(\mathbf{V})$  к уравнению Навье—Стокса (считая кинематическую вязкость  $\nu = \text{const}$ ), в котором дополнительно учитываются электрическое и магнитное поля:

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{\Omega} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) + \nu \Delta \mathbf{\Omega} + \frac{1}{\rho} \nabla \rho^* \times \mathbf{E} - \frac{\rho^*}{\rho^2} \nabla \rho \times \mathbf{E},$$

где  $\mathbf{\Omega} = \text{rot}(\mathbf{V})$  — вектор завихренности потока;  $\rho$ ,  $\mathbf{V}$  — плотность и вектор скорости потока;  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{j}$  — вектор напряжённости электрического, магнитного поля и плотности тока,  $\rho^* = e \sum_k Z_k n_k$  — пространственный заряд.

Здесь отметим, что согласно оценке, выполненной в работе [18], членом  $\left| \frac{1}{\rho} \nabla \rho^* \times \mathbf{E} \right|$ , а также членом

$\left| \frac{1}{\rho} \nabla \rho \times \mathbf{E} \right|$  можно пренебречь. Тогда выражение для завихренности  $\mathbf{\Omega} = \text{rot}(\mathbf{V})$  примет более простой вид

$$\frac{\partial \mathbf{\Omega}}{\partial t} + (\mathbf{V}\nabla)\mathbf{\Omega} = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) + \nu \Delta \mathbf{\Omega}.$$

Из данного выражения следует:

— тороидальное вихревое кольцо может возникнуть при  $\nabla \rho \times \left( \nabla P - \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}] \right) \neq 0$ ;

расчётов факела эрозионной плазменной струи капиллярного разряда соответствуют течению недорасширенной струи со «стандартной» структурой ударных волн (УВ) [17]. Особенностью динамики факела капиллярного разряда является течение в области тройной конфигурации УВ. Здесь за диском Маха в последующие моменты времени образуется вихревой след — тороидальное вихревое кольцо (рис. 3).

На рис. 2, а показано распределение температуры в факеле КРИС без внешнего магнитного поля. Отметим, что в данной ситуации ( $P_\infty = 25$  атм.) в области смешения струи и окружающей газовой среды формируются тороидальная, долгоживущая, вихревая структуры, максимальное значение температуры в струе КРИС находится на уровне  $T_{\text{max}} \approx 18$  кК, число Маха  $M \approx 1—24$ , давление на уровне  $P_\infty \approx 10$  атм.

В общем случае вихревая система (система

— условие образования тороидального вихря (вихрь не образуется, если  $\nabla P \approx \frac{1}{c}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ ) при нали-

$$\text{чии внешнего магнитного поля } t_{\text{вихр}} \approx \frac{\Omega_* \rho_* \varepsilon^2}{\left| P_* \mp \frac{H_*^2}{8\pi} \right|} < \min \left( t_{\text{конв}} \approx \frac{L_*}{V_*}, t_{\text{дифф}} \approx \frac{r_0^2}{\nu} \right).$$

Для иллюстрации возможности подавления вихревого следа были выполнены дополнительные расчёты импульсной струи плазмы КРИС в условиях воздействия внешнего магнитного поля  $B \neq 0$  (рис. 4, а, б;  $\text{sign}(\nabla P) \neq \text{sign}[\mathbf{j} \times \mathbf{H}]$ ).

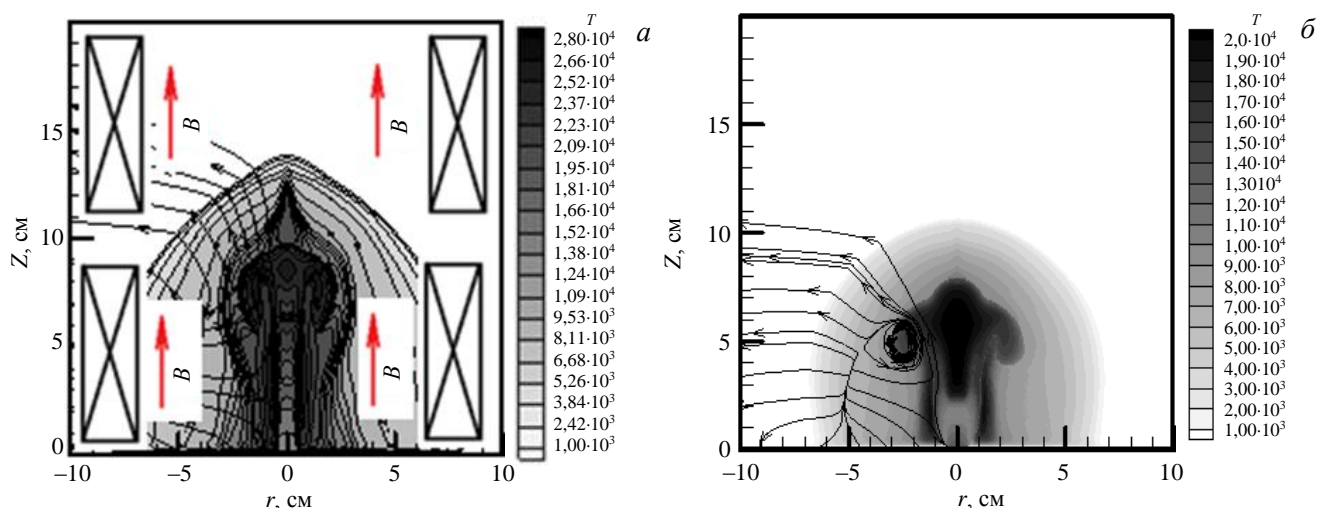


Рис. 4. Пространственное распределение температуры  $T$  (К) ( $P_\infty = 1$  атм.) в импульсной струе плазмы при наличии внешнего магнитного поля  $B = 2,5$  Тл (а) и  $B = 1,58$  Тл (б) на момент времени  $t = 46,9$  мкс

Из рис. 4 следует, что воздействие внешнего магнитного поля  $B$  в основном затрагивает высокотемпературную (близкую к оси) часть импульсной струи плазмы одиночного КРИС, а также вихревой след в области тройной конфигурации УВ. Наиболее заметное влияние магнитное давление оказывает на нагретую осевую часть струи КРИС, которая в этом случае ограничена по радиальной координате. В этой пространственной зоне число Маха близко к единице, а газодинамическое давление находится на уровне сотни атмосфер.

При этом из пространственного распределения (см. рис. 4, а) температуры  $T$  (К) ( $B = 2,5$  Тл или  $P_{\text{маг}} = 25$  атм.) видно, что тороидальное вихревое кольцо не возникает, хотя на границе струи—окружающая среда созданы необходимые условия для его возникновения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана математическая модель, описывающая истечение в затопленное пространство импульсной струи КРИС, основанная на уравнениях радиационной плазмодинамики, которые записаны в произвольных криволинейных координатах. Произведены расчёты всех основных газодинамических, излучательных параметров плазменного факела КРИС без магнитного поля и с учётом воздействия внешнего магнитного поля.

Результаты исследования были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России № 13.5240.2017/8.9.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Войтенко Н.В., Юдин А.С., Кузнецова Н.С., Крастелев Е.Г. — Ядерная физика и инжиниринг, 2015, т. 6, с. 616—621; Voitenko N.V., Yudin A.S., Kuznetsova N.S., Krastelev E.G. — Physics of Atomic Nuclei, 2016, vol. 79, p. 1632.
2. Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В., Шелемина В.М. Влияние скорости испарения материала стенки на свойства плазмы капиллярного разряда. — ТВТ, 1974, т. 12, № 1, с. 5.

3. Демидов М.И., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. и др. Малогабаритный плазменный стандарт яркости для скоростной спектроскопии. — Журн. прикл. спектр., 1975, т. 23, № 5, с. 931.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. — Problems of Atomic Science and Technology, 2013, № 4 (86), p. 103—107.
5. Демидов М.И., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению абсолютно черного тела при температуре 40 000 К. — Оптико-механическая промышленность, 1960, № 1, с. 1.
6. Ершов А.П., Колесников Е.Б., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Чувашев С.Н., Шибков В.М. Взаимодействие плазменной струи капиллярного разряда с поперечным потоком воздуха. — ТВТ, 2007, т. 45, № 5, с. 646.
7. Olson G.L. — J. of Computational Physics, 2007, vol. 226, p. 1181.
8. Osher S., Fedkiw R.P. Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces. — New York: Springer-Verlag, 2002.
9. Hu X.Y., Khoo B.C., Adams N.A., Huang F.L. — J. Comput. Phys., 2006, vol. 219, p. 553—578.
10. Кузенов В.В. Построение регулярных адаптивных сеток в пространственных областях с криволинейными границами. — Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. «Машиностроение», 2008, № 1, с. 3—11.
11. Кузенов В.В., Рыжков С.В. — Математическое моделирование, 2017, т. 29, с. 19—32; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. — Mathematical Models and Computer Simulations, 2018, vol. 10, p. 255—264.
12. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды. 2-е изд. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2017. 328 с.; Kuzenov V.V., Lebo A.I., Lebo I.G., Ryzhkov S.V. Physical and Mathematical Models and Methods of Calculation for Interaction of Intensive Laser and Plasma Pulses with Condensed and Gas Environments. 2nd ed. — Moscow: Bauman Moscow State Technical University, 2017 (in Russian).
13. Surzhikov S.T. — In: Proc. 1st Intern. Workshop on Radiation of High Temperature Gases in Atmospheric Entry. ESA, 2003, p. 533.
14. Суржииков С.Т. Тепловое излучение газов и плазмы. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 543 с.
15. Кузенов В.В., Рыжков С.В. — Прикладная физика, 2015, № 2, с. 37—44; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. — Applied Physics, 2015, vol. 2, p. 37.
16. Кузенов В.В., Рыжков С.В. — Известия РАН. Серия Физическая, 2016, т. 80, № 5, с. 659—663; Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. — Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 2016, vol. 80, p. 598—602.
17. Дулов В.Г., Лукьянов Г.А. Газодинамика процессов истечения. — Новосибирск: Наука, 1984. 235 с.; Dulov V.G., Lukyanov G.A. Gasdynamics of the Outflow Processes. — Moscow: Nauka, 1984 (in Russian).
18. Сон Э.Е., Терешонок Д.В. Управление сверхзвуковым потоком газа тепловыми вихрями. — ТВТ, 2010, т. 48, с. 3—8.
19. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. — Новосибирск: Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе, 2003. 503 с.



Виктор Витальевич Кузенов, к. техн. н., доцент, в.н.с.; Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, 127055 Москва, Суцевская ул. 22, Россия



Павел Александрович Фролко, аспирант; Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005 Москва, ул. 2-я Бауманская 5, Россия



Вячеслав Витальевич Шумаев, аспирант; Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005 Москва, ул. 2-я Бауманская 5, Россия  
chubchic@gmail.com

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2017 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 105—112.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Интервью академика Е.П. Велихова «От атомной энергии в современном виде надо отказаться»</i> .....	5
К 90-летию Алексея Ивановича Морозова .....	8
<i>Арсенин В.В., Жильцов В.А., Кулыгин В.М., Обрезков О.И., Переславцев А.В., Спицын А.В.</i> К 60-летию Огры.....	13
<i>Джангобегов В.В., Александров В.В., Грицук А.Н., Грабовский Е.В., Митрофанов К.Н., Самохин А.А.</i> Исследование характеристик источников рентгеновского излучения при токовой имплозии квазисферических лайнеров различной конструкции.....	23
<i>Веснин В.Р., Чирков А.Ю.</i> Оценка параметров источника термоядерных нейтронов на основе дейтериевой плазмы.....	34
<i>Черкез Д.И., Спицын А.В., Голубева А.В., Обрезков О.И., Ананьев С.С., Бобырь Н.П., Чернов В.М.</i> Проникновение дейтерия через низкоактивируемый сплав V—4Cr—4Ti и сплав V—4Cr—4Ti с наносенными AlN/Al-покрытиями.....	41
<i>Зарва Д.Б., Дериглазов А.А., Батырбеков Э.Г., Тажобаева И.Л., Павлов В.М., Ли А.М., Мезенцев А.А., Меркулов С.В., Голобоков Ю.Н.</i> Электротехнический комплекс системы импульсного электропитания токамака КТМ.....	59
<i>Дубров М.Л., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э., Соколов М.М.</i> Разработка регуляторов для магнитного управления плазмой токамака .....	71
<i>Пурыга Е.А., Иваненко С.В., Лизунов А.А., Хильченко А.Д., Квашинин А.Н., Зубарев П.В., Моисеев Д.В.</i> Быстродействующий регистратор на основе технологий масштабно-временного преобразования для диагностики томсоновского рассеяния на установке ГДЛ.....	77
<i>Серов С.В., Тугаринов С.Н., Von Hellermann M.</i> Моделирование спектров излучения плазмы ИТЭР с использованием кода ADAS для диагностики активной спектроскопии.....	89
<i>Medvedev S.Yu., Martynov A.A., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Patrov M.I., Tel'nova A.Yu., Ivanov A.A., Poshekhonov Yu.Yu.</i> Computations of toroidal Alfvén modes in spherical tokamak GLOBUS-M plasmas .....	95
<i>Кузенов В.В., Фролко П.А., Шумаев В.В.</i> Численный анализ процессов в импульсной струе капиллярного разряда с испаряющейся стенкой.....	105

## CONTENTS

<i>Interview with academician E.P. Velikhov «No point to pursue nuclear energy in its current form»</i> .....	5
<i>On the 90th anniversary of Alexey Ivanovich Morozov</i> .....	8
<i>Arsenin V.V., Zhiltsov V.A., Kulygin V.M., Obrezkov O.I., Pereslavitsev A.V., Spitsyn A.V. On the 60th anniversary of the Ogra</i> .....	13
<i>Dzhangobegov V.V., Aleksandrov V.V., Gritsuk A.N., Grabovskii E.V., Mitrofanov K.N., Samokhin A.A. Investigation of characteristics of X-ray sources at the current implosion of quasi-spherical wire arrays of various designs</i> .....	23
<i>Vesnin V.R., Chirkov A.Yu. Parameters estimation for fusion neutron source based on deuterium plasma</i> .....	34
<i>Cherkez D.I., Spitsyn A.V., Golubeva A.V., Obrezkov O.I., Ananyev S.S., Bobyr N.P., Chernov V.M. Deuterium permeation through the low-activated V—4Cr—4Ti alloy and V—4Cr—4Ti covered with AlN/Al coatings</i> .....	41
<i>Zarva D.B., Deriglazov A.A., Batyrbekov E.G., Tazhibayeva I.L., Pavlov V.M., Li A.M., Mezentsev A.A., Merkulov S.V., Golobokov Yu.N. Electrotechnical complex of tokamak KTM pulse power supply system</i> .....	59
<i>Dubrov M.L., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E., Sokolov M.M. Synthesis of regulators for magnetic control of tokamak plasma</i> .....	71
<i>Puryga E.A., Ivanenko S.V., Lizunov A.A., Khilchenko A.D., Kvashnin A.N., Zubarev P.V., Moiseev D.V. The high-speed recorder based on switch capacitor array technologies for Thomson scattering diagnostics in GDT</i> .....	77
<i>Serov S.V., Tugarinov S.N., Von Hellermann M. ITER plasma spectra modelling for charge exchange recombination spectroscopy using ADAS code</i> .....	89
<i>Medvedev S.Yu., Martynov A.A., Gusev V.K., Petrov Yu.V., Patrov M.I., Tel'nova A.Yu., Ivanov A.A., Poshekhonov Yu.Yu. Computations of toroidal Alfvén modes in spherical tokamak GLOBUS-M plasmas</i> .....	95
<i>Kuzenov V.V., Frolko P.A., Shumaev V.V. Numerical simulation of processes in a pulsed jet of a capillary discharge with evaporating wall</i> .....	105

Вопросы атомной науки и техники  
С е р и я: Термоядерный синтез  
Том 41, выпуск 2

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова  
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша

Подписано в печать 08.06.18. Формат 60×90/8  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 10. Уч.-изд. л. 11. Тираж 100. Индекс 3648. 10 статей. Заказ 17

Адрес редакции: 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1  
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1