

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР  
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2020

Том 43  
Выпуск 1

## ПОЛЖИЗНИ С ЖУРНАЛОМ «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез»



2 февраля 2020 г. выдающемуся российскому учёному, мировому авторитету в области физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза (УТС), ядерной и импульсной энергетики, газовых лазеров, информатики и многих других отраслей науки и техники, почётному президенту Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», инициатору и активному участнику проекта ИТЭР, главному редактору нашего журнала, академику Российской академии наук Евгению Павловичу Велихову исполнилось 85 лет.

После окончания учёбы в МГУ им. М.В. Ломоносова и аспирантуры в Лаборатории измерительных приборов АН СССР с 1961 г. он работает в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова, куда поступил младшим научным сотрудником. В 1962 г. он назначается начальником лаборатории, в 1970 г. — начальником отдела и в 1988 г. — директором института. С 1992 г. он президент Российского научного, а затем Национального исследовательского центра «Курчатовский институт». В сложные для российской науки годы ему удалось сохранить уникальную научно-

техническую экспериментальную базу и кадровый потенциал Центра.

С 1973 г., приняв эстафету у Л.А. Арцимовича, он стал научным руководителем исследований по УТС в СССР, а затем в России. Особую роль сыграл Евгений Павлович в инициировании на высшем политическом уровне международных проектов термоядерных экспериментальных реакторов ИНТОР в 1978 г. и ИТЭР в 1988 г. Именно он убедил в 1985 г. М.С. Горбачёва в необходимости консолидации международных усилий для разработки и сооружения первого в мире термоядерного экспериментального реактора ИТЭР. Учитывая его роль в проекте и авторитет в международном научном сообществе, он был избран председателем Совета ИТЭР и работал в этой должности на стадии технического проектирования реактора (с 1992 по 2001 г.) и на стадии его сооружения (в 2010—2012 гг.). Ныне Евгений Павлович является Почётным председателем Совета ИТЭР.

В последние годы Евгений Павлович большое внимание уделяет поискам наиболее эффективных путей развития ядерной энергетики. Он является страстным пропагандистом разработки и внедрения гибридных реакторов синтеза-деления для производства делящихся изотопов из тория-232, позволяющих решить надвигающуюся проблему дефицита источников энергии и существенно повысить безопасность ядерных реакторов.

Е.П. Велихов — Герой социалистического труда (1985 г.), Герой труда Российской Федерации (2020 г.), лауреат многих премий, в том числе Государственной премии СССР (1977 г.), Ленинской премии (1984 г.), Государственной премии Российской Федерации (2002 г.). Он удостоен многих орденов и медалей СССР и России: трёх орденов Ленина (1971, 1981 и 1985 гг.), ордена Трудового Красного знамени (1975 г.), ордена Мужества (1999 г.), «За заслуги перед Отечеством» всех четырёх степеней и других.

С 1977 по 1996 г. Евгений Павлович был вице-президентом АН СССР, а затем РАН. Он был инициатором создания в АН СССР в 1977 г. Отделения информатики и вычислительной техники и многолетним руководителем этого отделения.

Редколлегия журнала «ВАНТ. Серия Термоядерный синтез» горячо поздравляет своего главного редактора с юбилеем и желает ему с такой же энергией продолжать работу в области термоядерного синтеза.

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ  
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 43

Выпуск 1

МОСКВА — 2020

## Главный редактор

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

## Редакционная коллегия:

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

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

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

А.Б. Алексеев, рук. департамента, д. техн. н., Международная организация ИТЭР, Франция

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

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

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

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

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

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

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

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

А.Н. Романников, научный руководитель по УТС и плазменным технологиям, д.ф.-м.н., АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

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

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

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

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

Журнал (основан в 1978 г.) зарегистрирован в реестре Федеральной службы по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций ПИ № ФС77-73164 от 02 июля 2018 г.; электронное периодическое издание Эл. № ФС77-73162 от 22 июня 2018 г.

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

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (digital object identifier — DOI), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>  
Двухлетний импакт-фактор РИНЦ с учётом цитирования из всех источников за 2018 г. — 0,296.

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

# PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

**THERMONUCLEAR FUSION**

PUBLISHED since 1978

**Volume 43**

**Issue 1**

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

MOSCOW — 2020

## Editor-in-Chief

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

## Editorial Board:

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

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

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

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

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

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. Vojtsenya, 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, LiWFusion, Princeton, USA

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

D.V. Kovalenko, Research Scientist, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

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

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

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

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

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

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

A.N. Romannikov, Adviser to the General Director, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, Troitsk Institute for innovation & Fusion Research (TRINITI) Troitsk, Moscow

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

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

V.S. Strelkov, Adviser to the Director of the centre, 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 of Inorganic Materials, Moscow

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

**Editor** Karpova Tatyana Yurievna  
karpova.tat@fc.iterru.ru, tel.: 7-499-196-98-31

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

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

**Co-founders:** Autonomous non-profit organization Coordinating center «Controlled Thermonuclear Fusion — International Projects» (CTF-Center);

Federal state budgetary National Research Centre «Kurchatov Institute»

The journal 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 in all the original sources, for 2018 — 0,296.

Подводя итоги работ в научных организациях по Управляемому термоядерному синтезу в 2019 г., нельзя не отметить значительные достижения некоторых из них.

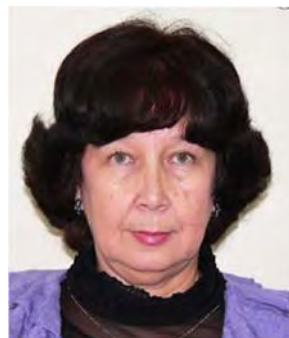
## ДОСТИЖЕНИЯ В ОБЛАСТИ УТС В 2019 ГОДУ В РЕСПУБЛИКЕ КАЗАХСТАН

*(Achievements in the area of controlled thermonuclear fusion in Republic of Kazakhstan in 2019)*

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-5-5

Самым важным событием 2019 г. в Республике Казахстан и странах СНГ стало осуществление в ноябре физического пуска казахстанского материаловедческого токамака КТМ в Национальном ядерном центре (НЯЦ) (г. Курчатов, Республика Казахстан). Данная работа проводится в соответствии с подписанным в 2017 г. шестью странами СНГ (Россия, Казахстан, Кыргызстан, Армения, Таджикистан и Беларусь) межправительственным Соглашением о совместном использовании токамака КТМ и в рамках реализации совместной программы научных исследований, утверждённой Экономическим Советом стран СНГ в марте 2018 г. Физический пуск токамака КТМ осуществлен совместными усилиями специалистов НЯЦ, ИАЭ НЯЦ РК (Казахстана) и НИЦ «Курчатовский институт» при участии НИИЭФА им. Ефремова (Россия). В соответствии с разработанным сценарием получены следующие параметры плазменного разряда: ток плазмы 100 кА, величина тороидального магнитного поля 0,9 Тс, длительность разряда порядка 70 мс, круглое сечение плазменного шнура. Проведена демонстрация работоспособности установки токамак КТМ с получением плазмы в омическом режиме на пониженных параметрах. Работа продолжается. В 2020 г. планируется разработка новой программы совместных работ на токамаке КТМ в рамках Комиссии АТОМ-СНГ на 2021—2025 гг. Новая программа будет утверждена также на заседании Комиссии и Экономического Совета СНГ в конце 2020 г.

Участие НИЦ «Курчатовский институт» в данной работе обеспечено соглашением с Минобрнаукой России о предоставлении гранта от 2 октября 2019 г. № 075-15-2019-1456 (внутренний номер Соглашения 05.613.21.0089, уникальный идентификатор соглашения RFMEFI61319X0089).



*И.Л. Тажобаева, главный научный сотрудник Института атомной энергии НЯЦ Республики Казахстан*



*И.С. Бельбас, научный сотрудник НИЦ «Курчатовский институт»*

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2019 г.

После доработки 25 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 5—5.

## СООРУЖЕНИЕ РЕАКТОРА ИТЭР (*Construction of reactor ITER*)

Сооружение установки ИТЭР продолжается полным ходом. Полностью завершены бетонные работы в реакторном здании. Установлено оборудование и ведутся пуско-наладочные работы в здании для сборки секторов токамака. Каждый сектор включает в себя один сектор вакуумной камеры, тепловой экран и две катушки тороидального поля. Всего таких секторов будет девять. Окончательная сборка токамака будет проводиться в реакторном здании. Элементы теплового экрана изготовлены и поставлены на площадку ИТЭР. В начале 2020 г. придут первые катушки тороидального поля и сектор вакуумной камеры. Полностью изготовлены основание и нижний цилиндр криостата. Завершён ввод в эксплуатацию электрической подстанции. Идёт монтаж систем охлаждения и электропитания токамака.



Физический пуск установки ИТЭР — первая плазма — запланирован на конец 2025 г. На декабрь 2019 г. готовность проекта составила 66%.

*И.о. руководителя  
Департамента инженерного проектирования  
Международной организации ИТЭР  
А.Б. Алексеев*

## ПОДГОТОВКА К ПРОДОЛЖЕНИЮ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕЛЛАРАТОРЕ ВЕНДЕЛЬШТАЙН 7-X

*(Preparation for continuation of physical experiments in stellarator Wendelstein 7-X)*



Успешная эксплуатация оптимизированного модульного стелларатора с магнитной системой из 70 сверхпроводящих катушек, начатая в 2015 г., стала прорывом в данном направлении УТС. Рекордные стеллараторные достижения по тройному продукту  $6 \cdot 10^{26} \text{ К} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{с}$ , нагреву (система электронно-циклотронного резонанса из 10 гиротронов с максимальной продемонстрированной суммарной мощностью 7 МВт на частоте 140 ГГц и временем работы 200 с), энергии, выделенной в плазму за разряд 200 МДж, плотности  $2 \cdot 10^{20}$  частиц/м<sup>3</sup> (при температуре  $20 \cdot 10^6$  К), времени удержания энергии в плазме  $>0,2$  с, изоляции основной плазмы от стенок, контролю примесей и т.п. привели к значительному повышению интереса мирового научного сообщества к стеллараторному направлению.

После триумфального завершения физической программы на установке с пассивно охлаждаемыми элементами первой стенки в 2018 г. начались монтажные работы по введению в строй системы активно-го охлаждения, дополнительного нагрева (система ионно-циклотронного резонанса) и диагностики, усовершенствования газонапускной и вакуумной систем, систем управления и контроля, архивации данных.

В 2019 г. произведён демонтаж пассивных внутрикамерных элементов, в том числе 10 пассивно охлаждаемых диверторов, выполнена установка активно охлаждаемых защитных элементов в патрубки камеры плазмы, завершены этапы проектирования и изготовления 10 внутрикамерных крионасосов, защитных экранов для зазоров внутрикамерных элементов и диверторного объёма, элементов трубопроводов и распределительной системы водяного охлаждения. Сложная трёхмерная конфигурация стелларатора, высокие требования к точности установки элементов и ограниченный доступ требуют разработки и применения множества нетривиальных сборочных решений.

Параллельно с детальным анализом данных, накопленных за 36 недель физических экспериментов с 2000 разрядов, проводятся разработка оптимального поэтапного сценария достижения 30-минутного плазменного разряда с энергией 18 ГДж и изучение влияния быстрого вывода тока плазмы на прочность элементов установки. Повторный ввод в эксплуатацию стелларатора Вендельштайн 7-X планируется в конце 2021 г.

*Начальник группы инжиниринга  
подразделения эксплуатации установки Вендельштайн 7-X  
в Институте физики плазмы им. Макса Планка  
(Грайфсвальд, Германия)  
В.А. Быков*

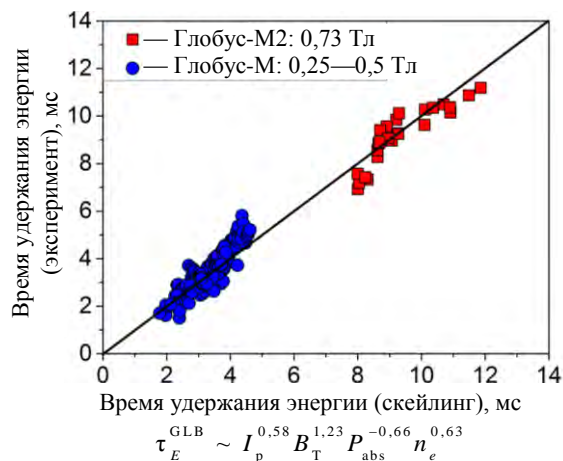
## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ КАМПАНИИ 2019 Г. НА ГЛОБУСЕ-М2 (Results of experimental campaign of 2019 on Globus-M2)



В настоящее время сферический токамак Глобус-М2 является единственным в России работающим токамаком с дивертором и D-образным сечением плазменного шнура. Он оснащён мощными системами дополнительного нагрева плазмы и генерации безындукционного тока: комплексом нейтральной инжекции из двух инжекторов общей мощностью 2 МВт, системой ИЦР-нагрева мощностью 0,5 МВт и системой ниже-гибридной генерации тока (2,45 ГГц, 0,5 МВт). В прошедшем 2019 г. в ФТИ им. А.Ф. Иоффе были завершены работы по выводу установки на проектные параметры: тороидальное магнитное поле на оси камеры было поднято до 0,8 Тл, а плазменный ток достиг 0,35 МА. Как показали первые эксперименты, условия плазменного пробоя заметно улучшились по сравнению с Глобусом-М из-за уменьшения рассеянного поля вследствие более качественного изготовления и сборки электромагнитной системы токамака. Продолжительность разряда увеличилась вследствие снижения расхода вольт-секундной ёмкости центрального соленоида и улучшения магнитно-гидродинамической устойчивости плазменного шнура. Увеличение магнитного поля и тока привело к существенному улучшению параметров плазменного разряда в целом — ионная и электронная температуры превысили 1 кэВ при средней плотности выше  $0,5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  и мощности инжекции 0,8 МВт, запасённая плазмой энергия составила 8 кДж, а нормализованная бета достигла величины 3,6 — теоретического предела в приближении удалённой на бесконечность проводящей стенки. Увеличение температуры плазменной мишени и качественное улучшение удержания пучковых ионов привели к удвоению нейтронного выхода в D—D-эксперименте. Время удержания энергии в плазме возросло до 10 мс, что в 2 раза больше, чем в Глобусе-М, а H-фактор достиг величины 1,2. Самым важным результатом прошлогодней экспериментальной кампании следует считать подтверждение сильной зависимости, показанной на рисунке, энергетического времени от магнитного поля в сферическом токамаке, что идёт вразрез с общеупотребительным скейлингом IPV98 (y,2) [Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 6].

Другой важный результат был получен в экспериментах по безындукционному поддержанию тока в плазме. Во время нейтральной инжекции просадка напряжения на обходе (в токамаке ток по плазме застabilизирован) превысила 30%, что свидетельствует о значительной доле неиндукционного, преимущественно бутстреп-тока. Впервые на сферических токамаках был на практике продемонстрирован метод поддержания тока с помощью волн ниже-гибридного диапазона. Примечательно, что использовался традиционный для токамаков с большим аспектным отношением сценарий, при котором в плазму вводилась волна, замедленная в тороидальном направлении. Доля безындукционного тока составила около 30%, а эффективность порядка  $0,1 \cdot 10^{19} \text{ А} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$ .

В текущем году планируется запустить второй инжектор атомов и закончить работы по модернизации и наладке ряда диагностик, а также продолжить работы по выводу токамака на максимальные инженерные параметры: тороидальное магнитное поле 1,0 Тл и ток плазмы 0,5 МА. Проводимые на токамаке исследования будут направлены на развитие методов нагрева плазмы до субтермоядерных температур и обеспечение условий для эффективной генерации нейтронов в реакции синтеза «пучок—плазма» — на разработку эффективных схем непрерывного поддержания тока в компактном токамаке — прототипе генератора нейтронов, на совершенствование технологий дивертора для вывода продуктов термоядерного синтеза.



*Заместитель руководителя установки Глобус-М,  
ведущий научный сотрудник  
Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе  
В.Б. Минаев*

## ПОДГОТОВКА К ФИЗИЧЕСКОМУ ПУСКУ ТОКАМАКА T-15MD ВЫШЛА НА ЗАВЕРШАЮЩУЮ СТАДИЮ

*(Preparation to physical start up of tokamak T-15MD has reached the final stage)*

В 2019 г. работы по осуществлению физического пуска и вводу токамака T-15MD вступили в завершающую стадию.

В здании № 73 был завершён монтаж электромагнитной системы T-15MD, включающий монтаж тороидальной магнитной системы, состоящей из 16 катушек, полоидальной магнитной системы, состоящей из трёхсекционного индуктора, шести катушек управления ОУ1-6 и четырёх катушек ОГУП для управления плазменным шнуром по вертикали.

Четыре секции вакуумной камеры были сварены между собой, после чего проведены вакуумные испытания, которые показали отсутствие негерметичностей в сварных швах. Внутри камеры, на внутреннем и наружном обходах, были установлены медные витки для пассивной стабилизации плазменного шнура по вертикали.

На штатное место были установлены три инжектора быстрых атомов и смонтированы вокруг установки деревянные антресоли для установки на камеру технологического и диагностического оборудования.

Было завершено техническое перевооружение подстанции (п/с) № 745, включая её открытую часть ОРУ 110/10 кВ. Приобретены два новых трансформатора 110/10 кВ, 80 МВА и трансформатор 110/10 кВ, 40 МВА. Импульсная мощность п/с № 745 составила 250 МВА. Одновременно с п/с № 745 была проведена модернизация анодных п/с № 1 и № 2. 20 трансформаторов 10/1 кВ различной мощности для электроснабжения тороидальной магнитной системы и трёхсекционного индуктора были изготовлены на Подольском трансформаторном заводе. 20 новых тиристорных преобразователей для запитки тороидальных катушек (8 шт., 1 кВ, ток до 22 кА) и секций индуктора (12 шт., 1 кВ, ток 40 кА) были изготовлены в Чехии и поставлены в НИЦ «Курчатовский институт».

Для предыонизации плазмы в ЗАО «ГИКОМ» (Нижний Новгород) был изготовлен и поставлен на установку T-15MD гиротрон с мощностью СВЧ-излучения 1 МВт на частоте 82,6 ГГц. Для измерения лазером электронной температуры плазмы методом томсоновского рассеяния было поставлено диагностическое оборудование.

На специальном вакуумном стенде были отработаны алгоритмы управления клапанами газонапускной системы и вакуумным оборудованием.



*Научный руководитель Курчатовского комплекса  
термоядерной энергетики и плазменных технологий  
НИЦ «Курчатовский институт»  
П.П. Хвостенко*

УДК 621.039.68

**ОЦЕНКА ИСТОЧНИКОВ И ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ НА УСТАНОВКЕ Т-15МД***В.И. Хрипунов**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В связи с предстоящим вводом в эксплуатацию и пуском реконструированного токамака Т-15МД, основываясь на результатах анализа предшествующих модификаций, проведена переоценка радиационных полей и ожидаемых распределений радиационных доз вблизи установки и за её пределами. Рассмотрены два режима работы, сопровождаемые выходом нейтронов и  $\gamma$ -излучения: ускорительный режим (генерация ускоренных убегающих электронов при распаде тока в плазме низкой плотности) и дейтериевый режим. Полученная в результате анализа самосогласованная система плазмофизических и нейтронно-физических параметров может быть использована при разработке экспериментальных программ, отвечающих требованиям радиационной безопасности. Даны рекомендации по улучшению радиационной защиты при планировании расширенной программы экспериментов с дейтерием на последующих этапах проекта.

**Ключевые слова:** токамак Т-15МД, нейтронное и  $\gamma$ -излучение, дозовые поля, биозащита.

**RADIATION SOURCE TERMS AND FIELDS ASSESSMENT  
FOR THE T-15MD FACILITY***V.I. Khripunov**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

In the view of forthcoming commissioning and operation of the reconstructed T-15MD tokamak the radiation fields and dose distributions near the facility and in the surrounding are reassessed for the current design based on the analyses performed for the previous design modifications. Two operation regimes accompanied by neutron and gamma-radiation emission are considered: an accelerated runaway electrons generation phase during the current breakdown in low density plasma and a deuterium operation regime. The assessed self-consistent system of plasma and nuclear radiation parameters may be used further for planning of experimental programs in the safe radiation conditions. Radiation shield improvements are recommended for the advanced stage of deuterium experiments.

**Key words:** tokamak T-15MD, neutron- and gamma-radiation, dose fields, biological shield.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-1-9-38

**ВВЕДЕНИЕ**

Предварительный анализ источников нейтронного и  $\gamma$ -излучения и возникающих вокруг Т-15 радиационных полей был выполнен в рамках проектов Т-15 (1988 г.), Т-15М (2003 г.) и Т-15Д (2007 г.) [1, 2]. Было показано, что в экспериментах с «обычной», водородной плазмой основными источниками, определяющими радиационную обстановку вблизи токамака, являются тормозное  $\gamma$ -излучение и фотонейтроны, возникающие в ускорительных режимах при срыве тока плазмы низкой плотности. Поскольку возможности экспериментов с водородной плазмой ограничены, для повышения плазмофизических параметров современных экспериментальных токамаков близких размеров, не говоря о JET [3] с улучшенным удержанием плазмы, уже сейчас широко практикуются напуск газообразного дейтерия, многократная пеллет-инжекция и внешний нагрев.

То обстоятельство, что Т-15МД возрождается в период строительства ИТЭР и в поддержку исследований его прототипных режимов, предопределяет необходимость планирования экспериментов, связанных с использованием дейтерия. При этом, как было показано ранее для Т-10 [4, 5], затем для Т-15 [6] и Т-15М [5, 2], основным источником, определяющим поля излучения, становятся нейтроны D—D-реакции синтеза. Например, на небольшом токамаке FTU ( $R = 0,93$  м,  $a = 0,3$  м) в экспериментах с высокой плотностью плазмы ( $\sim 8 \cdot 10^{20}$  м<sup>-3</sup>) и при номинальном тороидальном магнитном поле ( $B = 8$  Тл,  $I = 1,6$  МА) достигнуто улучшенное удержание и квазиравновесие, сопровождаемое выходом  $\sim 1,8 \cdot 10^{13}$  нейтр./с в послеинжекционной фазе [7].

Проектирование токамака Т-15МД [8] направлено на создание возможности формирования вытянутой D-образной магнитной диверторной конфигурации, модернизацию и постепенное наращивание мощности систем нагрева, обеспечивающее постепенное увеличение плотности плазмы и моделирование квазиравновесных режимов с длительностью разряда до 30 с [9—13]. В отдалённой перспективе

рассматривалась возможность увеличения длительности горения до 1000 с, в том числе и в экспериментах с использованием дейтерия.

Проектные характеристики реконструированного токамака в значительной степени предопределены его размещением на месте предшественника с использованием имеющейся инфраструктуры, отдельных элементов и систем, разработанных в рамках проекта Т-15 1988 г. По этой же причине поля излучений, сопровождавшие эксперименты на Т-15 [6], и на Т-15МД могут стать одним из основных факторов, влияющим на выбор операционных режимов, допустимых в окружающей среде НИЦ «Курчатовский институт». В связи с уточнением параметров эксплуатации в данной статье приводятся дополнительные оценки интенсивности источников и радиационных полей, возникающих на токамаке Т-15МД и за его пределами.

Как показали эксперименты на Т-15 [6], наряду с тормозным  $\gamma$ -излучением в ускорительных режимах в пусковой период в экспериментах с «обычной» водородной плазмой низкой плотности наиболее вероятен выход фотонейтронов. В работе получены оценки максимальной интенсивности источников фотонейтронов для двух конфигураций плазмы круглого и D-образного сечения. Приведены оценки выхода термоядерных нейтронов в дейтериевом режиме как функции температуры и плотности ионов дейтерия. С использованием одномерных и двумерных моделей установки и её биологической защиты выполнены расчёты потоков нейтронов и  $\gamma$ -излучения и на их основе радиационных («дозовых») полей, возникающих вблизи установки и за её пределами во время работы и по завершении экспериментальной кампании. Показана необходимость размещения над установкой дополнительной верхней радиационной защиты от излучения в случае реализации форсированных дейтериевых режимов. Совокупность полученных оценок связывает плазмозащитные характеристики в предполагаемых экспериментальных режимах Т-15МД с возникающей при этом радиационной обстановкой. Она предоставляет, таким образом, численную базу, необходимую при планировании регламента начальных и продвинутых экспериментов, сопровождаемых выходом фотонов и нейтронов, для определения условий эксплуатации и обслуживания установки с учётом требований радиационной безопасности.

## ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

**Тормозное  $\gamma$ -излучение и фотонейтроны.** В ускорительном режиме при срыве тока плазмы основным источником излучения является тормозное излучение (фотоны энергией до 12 МэВ), возникающее в результате взаимодействия «убегающих» релятивистских электронов с первой стенкой камеры или лимитером. При этом верхняя часть фотонного спектра, вступая в  $(\gamma, n)$ -реакции, порождает так называемые фотонейтроны энергией до 1,5 МэВ. Последние, в свою очередь, при радиационном  $(n, \gamma)$ -захвате порождают дополнительный компонент вторичного  $\gamma$ -излучения.

**Плазма как источник мягкого рентгеновского излучения.** Сама по себе плазма является источником «мягкого» фотонного излучения, большая часть которого поглощается в металлических стенках камеры, не вызывая сколько-нибудь существенного увеличения дозовых нагрузок на персонал. Основным процессом в плазме, в котором появляется  $\gamma$ -излучение, является взаимодействие электронов с ионами плазмы и примесями. Согласно оценкам, приведённым в [5], для Т-15 мощность тормозного излучения в плазме была оценена по соотношению

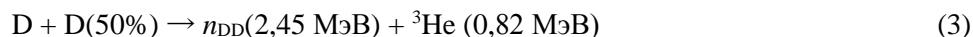
$$P_{\gamma} = 1,5 \cdot 10^{-38} n_e n Z^2 T_e^{0,5} = 10^{-3} \text{ Вт/м}^3. \quad (1)$$

При средней энергии 3 кэВ выход  $\gamma$ -квантов составляет  $\sim 0,3 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ . Если доля тяжёлых примесей в плазме не превышает  $10^{-3}$  от плотности ионов, то возможен выход синхротронного излучения такого же уровня мощности:

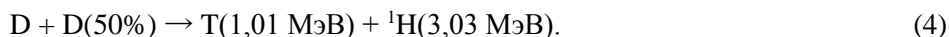
$$P_{\text{си}} = 10^{-19} n_e B^2 T_e = 10^{-3} \text{ Вт/м}^3. \quad (2)$$

Процесс образования  $\gamma$ -излучения и фотонейтронов идёт и в самой плазме за счёт ускоренных электронов, но ввиду её малой плотности ( $\rho = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ) этим фактором можно пренебречь. В этой же работе указано на незначительную для практической работы на токамаке оценку скорости реакции электрорасщепления дейтрона согласно пороговой реакции ( $E_{\text{thr}} = 2,2 \text{ МэВ}$ , [13])  $D(p, \gamma)^3\text{He}$  с выходом  $\sim 10^8$   $\gamma$ -квантов энергией 5,5 МэВ за импульс.

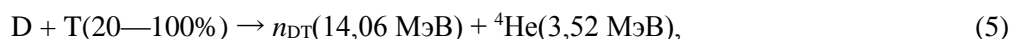
**Реакции термоядерного синтеза.** Основным источником излучения, требующим особого внимания при использовании дейтерия, является DD-реакция термоядерного синтеза, порождающая при соответствующих условиях с равной вероятностью термоядерные нейтроны энергией 2,45 МэВ по каналу



и тритий по второму каналу



Образовавшийся тритий, в свою очередь, частично или полностью (в зависимости от условий удержания) реагирует с дейтерием:



порождая в дейтериевой плазме второй, 14,1 МэВ-ный компонент нейтронного источника.

Двухкомпонентные термоядерные нейтроны обладают высокой проникающей способностью и, выходя за пределы системы и замедляясь в материалах установки и в окружающей среде, во время дейтериевого импульса представляют потенциальную радиационную опасность для персонала, а также для некоторых чувствительных элементов диагностической аппаратуры. При взаимодействии нейтронов с веществом в  $(n, \gamma)$ -реакциях радиационного захвата рождается вторичное так называемое захватное  $\gamma$ -излучение энергией до 8 МэВ, также представляющее определённую опасность в момент импульса.

**Задачи нейтронно-физического анализа.** Наличие источников нейтронного, захватного и тормозного  $\gamma$ -излучения в обоих из указанных режимов работы Т-15МД вызывает необходимость решения следующих задач радиационного анализа:

- расчёта интенсивности потенциальных источников излучения;
- моделирования транспорта излучения в элементах конструкции установки и за её пределами;
- расчёта «мгновенных» операционных доз, характеризующих радиационную обстановку и условия облучения обслуживающего персонала в момент дейтериевого импульса или при срыве тока плазмы.

В результате многократных импульсов, сопровождающихся выходом нейтронов, в материалах конструкции могут образоваться радиоактивные элементы, представляющие собой ещё один потенциальный источник остаточного  $\gamma$ -излучения энергией  $\sim 1\text{—}2,5$  МэВ. Уровень остаточного  $\gamma$ -излучения определяет возможности обслуживания и ремонта установки в период экспериментальной кампании, а также радиационную обстановку при разборке установки и возможность её утилизации. Определение характеристик остаточного  $\gamma$ -излучения входит в круг задач активационного анализа, включающего расчёты:

- скорости активации материалов в импульсном режиме;
- интенсивности источников остаточного  $\gamma$ -излучения;
- обусловленных ими радиационных доз вблизи поверхности облучённых элементов конструкции установки в различные периоды времени после окончания операционного режима и в конце кампании.

Ещё одним потенциальным источником радиации, определяющим возможности реализации дейтериевого режима, является сравнительно долгоживущая  $\beta$ -активность трития ( $T_{1/2} = 12,33$  года,  $E_{\beta^-} = 5,69$  кэВ), образующегося в результате реакции (2). Большая часть трития, не сгоревшего в зоне D—T-реакции (3), может выйти в окружающую среду или, что более вероятно, будет сорбирована в графитовом покрытии камеры. Отсюда возникает необходимость оценки скорости образования трития и соотнесения его остаточной активности с существующими нормами, регламентирующими условия при наличии трития в рабочем помещении.

## ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СРЫВЕ ТОКА ПЛАЗМЫ

Одной из вероятных причин возникновения радиационных полей на установке Т-15МД, не связанных с использованием дейтерия, являются так называемые ускорительные режимы, которые проявляются в экспериментах с плазмой низкой плотности и приводят к срыву тока и выходу пучка релятивистских электронов на внутренние элементы конструкции установки. Первичным источником излучения при таких обстоятельствах является «жесткое»  $\gamma$ -излучение, возникающее при торможении релятивистских электронов.

В больших токамаках, имеющих сильное магнитное поле на оси камеры  $\sim 3\text{--}5$  Тл, электроны ускоряются до энергии в десятки МэВ, а теоретически вплоть до 100 МэВ. Попадая на стенку камеры или на диафрагму, ограничивающую апертуру плазменного шнура, они тормозятся, излучая  $\gamma$ -кванты высокой энергии, которые, в свою очередь, в результате пороговых ( $\gamma, n$ )-реакций порождают так называемые фотонейтроны, а последние в ( $n, \gamma$ )-реакциях радиационного захвата — вторичное (захватное)  $\gamma$ -излучение.

Если протекание термоядерных реакций в плазме характеризуется отсутствием «порога» реакции и пространственной симметрией вылетающих нейтронов, то для ускорительных режимов со срывом тока плазмы параметры фотонейтронного излучения целиком определяются генерирующим его тормозным излучением и физикой взаимодействия электронов с «мишенью», каковой является стенка камеры или ограничительная диафрагма. Ускорительные режимы ожидаются на всех этапах исследований, особенно на начальном этапе работы с водородной плазмой круглого сечения, но также и после формирования диверторной конфигурации, хотя, возможно, и с меньшей частотой таких срывов. Имеющийся опыт позволяет утверждать, что срывы тока плазмы случаются нечасто. Можно ожидать, что при наличии системы интегрированного контроля устойчивости, управления равновесием, нагревом и удержанием высокотемпературной плазмы в режиме реального времени число срывов будет сведено к минимуму.

Детальный расчётный анализ ускорительных режимов со срывом тока плазмы и параметров фотонейтронного излучения был выполнен ещё на стадии разработки проекта Т-15 [6].

Исходя из предполагаемого полного числа полномасштабных циклов разряда плазмы за весь срок эксплуатации установки  $\sim 5 \cdot 10^4$  (т.е. около 30 импульсов в сутки, или  $\sim 4$  импульса в час), можно ожидать не более 1—2 срывов тока плазмы в сутки, а всего при поле на оси  $B_T \leq 2$  Тл и токе  $I_p \leq 2$  МА — до  $5 \cdot 10^3$  срывов [8].

Основные результаты этого анализа приведены далее для одиночного события с возможностью последующей экстраполяции результатов на десятки или даже сотни таких событий.

**Параметры и локализация «убегающих» электронов при срыве тока плазмы D-образного сечения.** Согласно современным данным для больших токамаков, таких как JET и ITER, до 50—70% тока плазмы, предшествующего срыву, переходит в сверхтепловые так называемые «убегающие электроны» энергией в диапазоне от 1 до 100 МэВ. Анализ вертикальной неустойчивости для ИТЭР [15] показал, что энергия убегающих электронов будет, вероятно, выделена на верхней или нижней поверхности первой стенки или в диверторе. При этом возможны частичное оплавление бериллиевого покрытия первой стенки ИТЭР или покрытия дивертора из вольфрама, абляция графитовых мишеней дивертора.

На рис. 1 показана эволюция плазмы и гало-тока во времени, в направлении верхней внутренней ча-

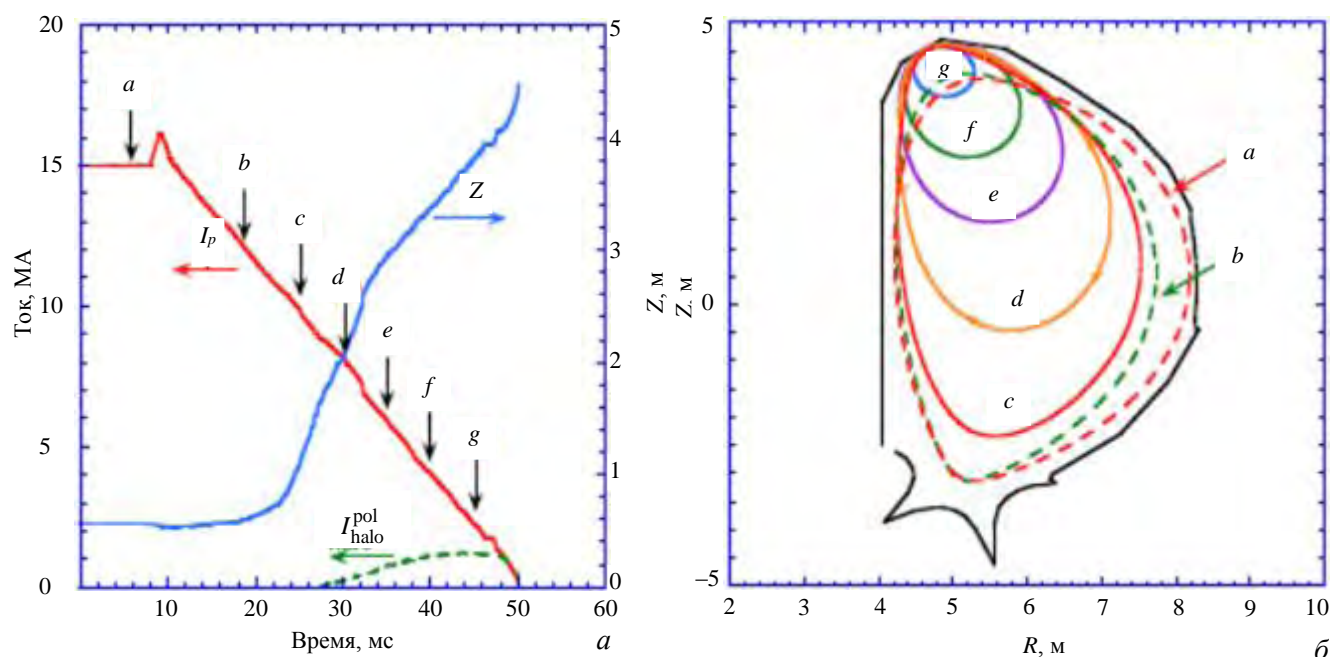


Рис. 1. Эволюция плазмы, гало-токов (а) и границы плазмы во времени при развитии срыва в ИТЭР (б) [16]

сти первой стенки, полученная при моделировании процесса срыва в ИТЭР [16] с помощью расчётного кода ДИНА [17]. Согласно этому анализу энергия убегающих электронов будет выделена в тонком поверхностном слое компонентов, обращённых к плазме.

Средняя энергия, которую приобретают электроны в процессе ускорения, зависит от времени ускорения и напряжения на обходе плазменного шнура. Как и для аналогичного режима ИТЭР, она принята равной 12,5 МэВ [18], что соответствует 12—15 МэВ, оцененным для Т-10 в [19].

Моделирование процесса генерации ускоренных электронов в результате большого срыва в плазме токамака Т-15М с D-образным сечением с помощью кода ДИНА было выполнено В.Э. Лукашем [2].

Был рассмотрен сценарий, когда после 2 с стационарной работы токамака в режиме омического нагрева начинается тепловой срыв, в результате которого температура электронов  $T_e$  плазмы с плотностью электронов  $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  может понизиться до величины порядка  $\sim 3$  эВ. В результате создаются условия для генерации ускоренных электронов, при этом интенсивность генерации увеличивается со снижением величины плотности электронов плазмы  $n_e$ .

На рис. 2 показано изменение параметров в процессе развития большого срыва. Средняя энергия ускоренных электронов в соответствии с [18] принималась равной 12,5 МэВ. Общие потери ускоренных электронов в стенку  $N_{\text{run}}$  к моменту времени  $t$  и нарастание их числа за  $\approx 4,5$  мс показаны на рис. 3.

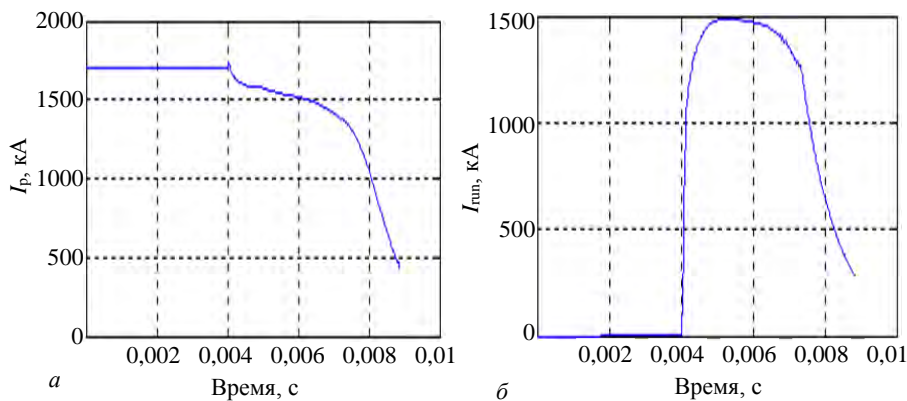


Рис. 2. Изменение параметров в процессе развития большого срыва [16]:  $I_p$  — ток плазмы;  $I_{\text{run}}$  — ток ускоренных электронов

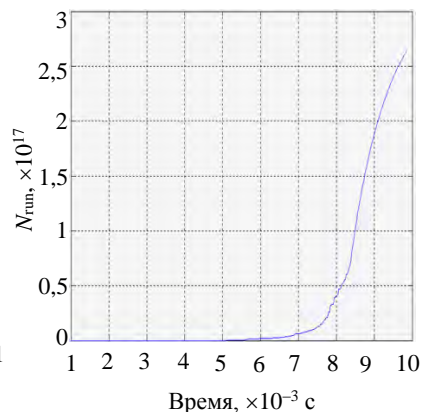


Рис. 3. Потери ускоренных электронов в стенке ( $N_{\text{run}}$ ) к моменту времени  $t$

Полное число ускоренных электронов, выпавших на стенку за один срыв, при начальном токе плазмы 1,5 МА оценивалось  $2,6 \cdot 10^{17}$  частиц. Полная энергия ускоренных электронов, выпавших на стенку за один срыв, в этом случае составляла  $\sim 0,52$  МДж. При этом за время касания стенки плазма проходит в полоидальном направлении расстояние примерно 6 см, а область касания располагается в левой верхней части контура первой стенки.

Для целей настоящего анализа важно отметить, что ускоренные электроны локализованы как в пространстве ( $dR \sim 6$  см в верхней части камеры), так и во времени ( $dt \sim 4,5$  мс).

Прямые расчёты для Т-15МД до настоящего времени не проводились. Однако согласно частному сообщению В.Э. Лукаша при рабочем токе плазмы в «базовом режиме»  $\sim 0,5$  МА вероятный ток при срыве плазмы может составить около 200 кА, а время выхода ускоренных электронов на стенку  $\sim 2$  мс. Приведённые результаты моделирования указывают на верхнюю часть первой стенки как наиболее вероятную область выпадения убегающих электронов при срыве тока плазмы с D-образным сечением (рис. 4).

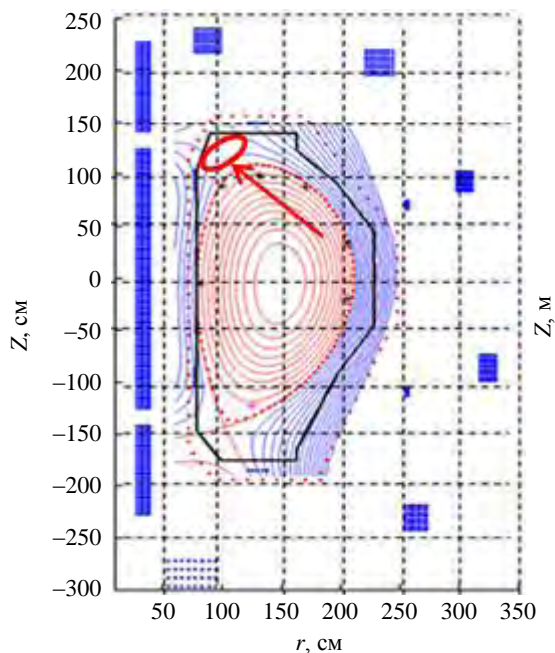


Рис. 4. Кольцевая область выпадения «убегающих» электронов на стенку камеры Т-15МД (показана стрелкой)

**Ускоренные электроны как источник фотонов высокой энергии.** Согласно [20, 21] потери энергии электронов высоких энергий в материалах обусловлены, в основном, испусканием электромагнитного излучения (фотонов) в электрическом поле ядер тормозящего вещества и пропорциональны  $Z^2$ , где  $Z$  — заряд ядра. Поскольку начальная энергия релятивистских электронов велика, тормозное излучение представляет собой одну из основных причин возникновения радиационного поля вблизи установки при срыве тока плазмы.

**Тормозной путь.** Толщина тормозного слоя в материалах, которые могут встретиться на пути убегающих электронов энергией  $E$  (МэВ), может быть оценена по известным эмпирическим соотношениям для экстраполированного пробега  $R$  (г/см<sup>2</sup>) моноэнергетических электронов:

$$R = 0,526E - 0,094 \quad [21] \quad (6)$$

и удельной потери энергии  $E$ , приведённым, например, в [22]. Согласно этим соотношениям экстраполированный пробег электронов слабо зависит от вещества. Точнее, он зависит от отношения заряда к массе  $Z/A$ .

При начальной энергии ускоренных электронов 12,5 МэВ экстраполированный пробег в основных материалах, встречающихся на пути убегающих электронов в районе диафрагмы, верхней части первой стенки или дивертора, составляет в графите ~3,6, в стали ~0,8, в бронзе ~0,8, в вольфраме ~0,34, в свинце (в составе биозащиты) ~0,6 г/см<sup>2</sup>. Максимальные значения пробега при энергии убегающих электронов 100 МэВ примерно в 8 раз выше. Однако доля таких электронов в пучке не превышает нескольких процентов.

По другим оценкам [22], исходя из того, что потери энергии на единице пути пропорциональны первой степени энергии, а при больших энергиях  $d \ln E_0 / dx = \text{const}$ , тормозной путь в указанных материалах не превышает 0,8—0,9 см. Соотношение между пробегом и энергией при энергиях, превышающих 0,6 МэВ, может быть выражено линейной зависимостью

$$R = 0,526E - 0,094 \quad (E > 0,6 \text{ МэВ}) \quad (7)$$

для моноэнергетических электронов и похожей зависимостью

$$R = 0,543E - 0,16 \quad (E > 0,7 \text{ МэВ}) \quad (8)$$

для электронов с непрерывным спектром [21], где  $R$  — экстраполированный пробег, г/см<sup>2</sup>;  $E$  — энергия, МэВ. Соответствующая толщина слоя из бериллия или графита составляет 2,5 мм, из вольфрама — 0,22 мм.

Поток тормозного  $\gamma$ -излучения, порождаемый ускоренными электронами, из области их взаимодействия с элементами конструкции (диафрагмы, первой стенки, дивертора) зависит прежде всего от вида материала этих элементов и от энергии электронов. Связь между ионизационными и радиационными потерями электронов при различных энергиях описывается соотношением

$$(-dE_e/dx)_{\text{rad}} / (-dE_e/dx)_{\text{ion}} = E_e Z / 800 \quad [23]. \quad (9)$$

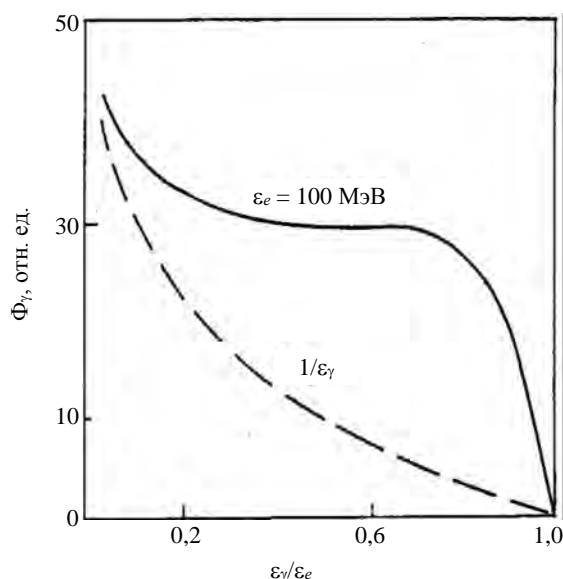


Рис. 5. Спектр тормозного излучения в «толстой» и «тонкой» мишенях из материалов с большим  $Z$  [24]

Для графита, покрывающего первую стенку и диафрагму, это соотношение составляет  $0,075E_e$ , для стали и меди  $0,032E_e$  и  $0,036E_e$  соответственно.

**Энергетическое распределение тормозного  $\gamma$ -излучения.** Испускаемые в процессе торможения фотоны обладают энергиями в широком интервале значений. На рис. 5 показан типичный спектр тормозного  $\gamma$ -излучения при торможении электронов максимальной энергией 100 МэВ в «толстых» мишенях из материалов с большим  $Z$ .

В случае попадания на оптически тонкие мишени спектр  $\gamma$ -излучения принимает форму зависимости  $1/E_\gamma$ . Фактически энергетическое распределение тормозного излучения представляет собой сплошной спектр от 0 до максимальной энергии  $E_0 - mc^2$ , где  $mc^2 = 0,511$  МэВ — энергия покоя электрона. Пример такого распределения излучения для параметра  $(E_0 - mc^2)/mc^2 = 23,5$ , которое использовалось в дальнейшем при моделировании источника

и переноса тормозного излучения в Т-15МД, показан на рис. 6. При его формировании принималось, что энергия убегающих релятивистских электронов  $E_0 = 12,5$  МэВ, и то обстоятельство, что в борновском приближении это соотношение одинаково для всех элементов [25].

Средняя энергия спектра, показанного на рис. 6, равна примерно 4,8 МэВ, доля фотонов энергией выше 10 МэВ (т.е. выше порога реакции образования фотонейтронов) всего ~4,9%. Для Т-15МД значимые величины интенсивности синхротронного излучения согласно [24] следует ожидать в инфракрасном и оптическом диапазоне частот.

**Угловое распределение.** Средний угол испускания тормозного  $\gamma$ -кванта имеет порядок величины  $\theta = mc^2/E_0$ . С увеличением энергии электрона тормозное излучение независимо от длины волны всё более и более направлено вперёд (рис. 7).

Поэтому при взаимодействии пучка ускоренных электронов с графитовой диафрагмой образующийся пучок  $\gamma$ -квантов направлен вперёд, почти по касательной к траектории движения электронов. На некоторых установках непосредственно наблюдалось убежание электронов при срыве тока плазмы. В частности, в экспериментах на установке JET [27] было показано, что убегающие электроны рождаются вблизи центра вакуумной камеры и постепенно смещаются к первой стенке. При этом профиль пучка имеет гауссовское распределение, а его диаметр оценивается 37 см, что в ~5 раз меньше начального диаметра горячей плазмы. Прямые рентгеновские снимки показывают, что полоидальная ширина области взаимодействия убегающих электронов с первой стенкой составляет около 10 см. Аналогичная ситуация наблюдалась и на JT-60U [28].

На рис. 8 показаны возможные направления тормозного излучения относительно положений кольцевой диафрагмы Т-15 с круглым сечением камеры, катушек и магнитопроводов и выхода нерассеянного излучения

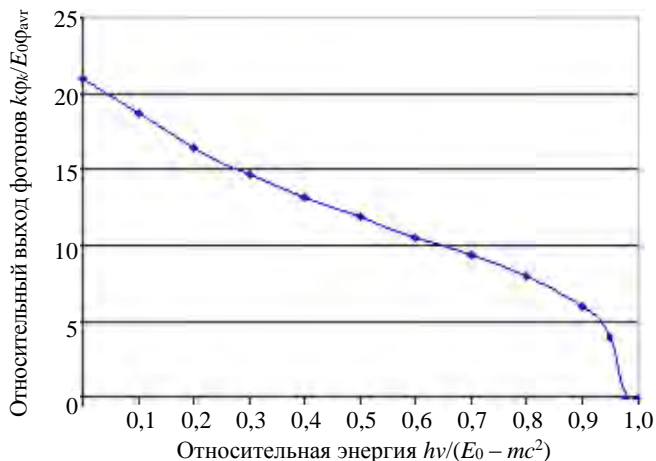


Рис. 6. Энергетическое распределение тормозного излучения (по оси абсцисс — интенсивность излучения в единичном интервале энергии; по оси ординат — относительный выход  $\gamma$ -квантов)

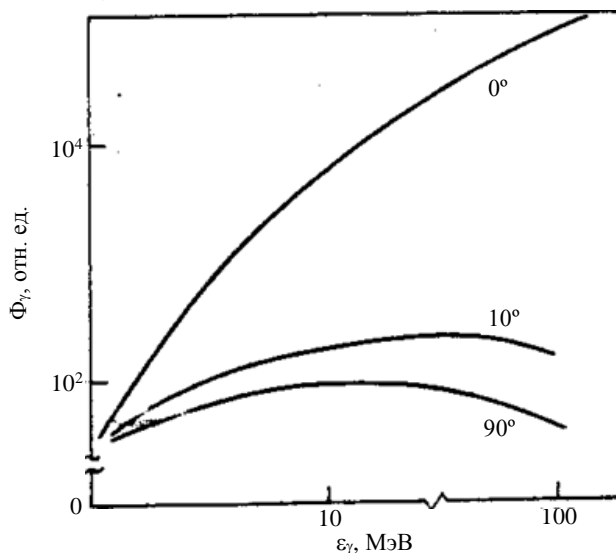


Рис. 7. Угловое распределение тормозного гамма-излучения от энергии  $\gamma$ -квантов  $E_e$  [26]

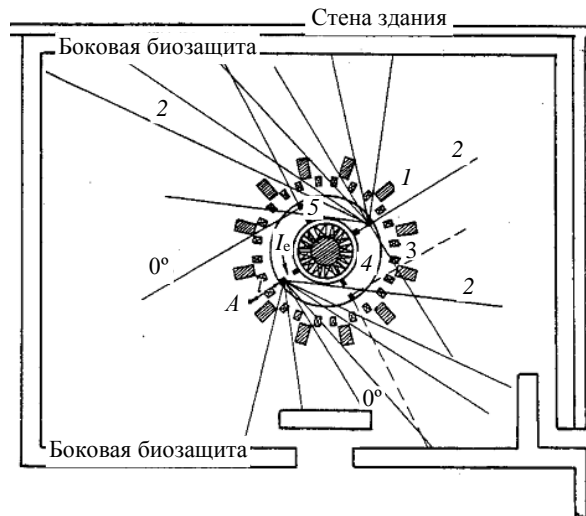
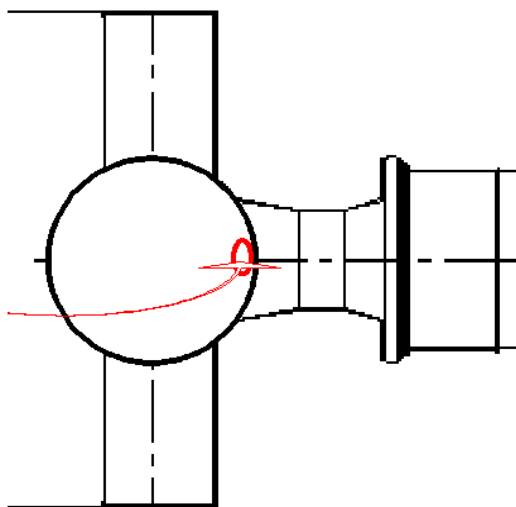


Рис. 8. Направления максимального выхода пучка тормозного  $\gamma$ -излучения из диафрагмы Т-15 относительно основных элементов конструкции и биозащиты [24]: 1 — магнитопровод; 2 — пучок тормозных  $\gamma$ -квантов; 3 — катушки магнитного поля; 4 — рабочая камера; 5 — диафрагма; А — положение пузырькового детектора нейтронов

за пределы установки на биозащиту. Размывание пучка (уменьшение анизотропии) более значительно, чем при отсутствии графитового покрытия ( $Z = 6$ ), например, на вольфрамовом покрытии дивертора.

**Источник тормозного  $\gamma$ -излучения.** На данном этапе анализа, по-видимому, нет необходимости в скрупулёзном задании пространственно-энергетического распределения источника тормозного излучения. Его локализация в тонком слое верхней части камеры и магнитов тороидального поля не принесёт сколько-нибудь существенной погрешности в результаты расчёта радиационной обстановки за пределами установки. Будем считать, что в нашем случае все убегающие электроны попадают в первую стенку или во внутренние слои обмотки, в основном, по касательной в тороидальном направлении и что источник мгновенных (тормозных)  $\gamma$ -квантов сосредоточен в тонком кольцевом слое верхней части камеры и во внутренней части обмотки тороидального поля.

При этом ослаблением фотонов в зоне источника ( $dR \sim 8$  см,  $dZ \sim 5$  см) пренебрегаем, так как кратность ослабления для фотонов энергией 1—10 МэВ в этой зоне, имея в виду её неплотное заполнение материалами, не превышает  $\sim 2$ . Полагая, что все релятивистские электроны теряют свою энергию в этой зоне, будем считать, что полный выход мгновенных  $\gamma$ -квантов при однократном срыве тока составляет  $(0,2—1,0)10^{15}$ , а их энергетическое распределение соответствует рис. 6. Для ускорительного режима на установке Т-15 со сверхпроводящими обмотками в [6] приведена близкая по величине интенсивность  $\gamma$ -излучения  $\sim 10^{15}$  частиц за импульс при максимальной энергии убегающих электронов до  $\sim 100$  МэВ.

**Фотонейтроны и захватное  $\gamma$ -излучение.** Вероятность образования и выхода фотонейтронов. Небольшая часть фотонов энергией, превышающей  $\sim 10$  МэВ, в реакциях фоторасщепления ядер мишени способна вызвать появление так называемых фотонейтронов. Полный выход фотонейтронов определяется соотношением

$$Y_{\text{ph-n}} \sim \langle \rho_i \sigma_i(\gamma, n) \Phi_j(r, E > 10 \text{ МэВ}) \rangle, \quad (10)$$

которое включает ядерные плотности материалов  $\rho_i$ , сечения  $\sigma_i(\gamma, n)$ -реакции и поток фотонов  $\Phi_j(r, E > 10 \text{ МэВ})$  энергией, превышающей порог дезинтеграции ядер мишени, проинтегрированный по объёму системы. Известно, что фоторасщепление тяжёлых ядер носит пороговый, резонансный характер. Оно происходит в результате образования составных ядер, их поляризации и индуцирования электрических диполей.

Как отмечается в [19], эффективное сечение  $(\gamma, n)$ -реакции имеет широкий максимум с полушириной  $\sim 6$  МэВ, а его положение  $\varepsilon_{\text{max}}$  (МэВ) приближенно определяется как

$$\varepsilon_{\text{max}} \cong 80A^{-1/3}, \quad (11)$$

где  $A$  — массовое число ядер мишени.

Согласно современным данным [29, 30] для  $^{12}\text{C}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$  как основных потенциальных источников образования фотонейтронов в верхней внутренней части камеры и обмоток тороидального поля сечения  $(\gamma, n)$ -реакции в диапазоне энергии налетающих фотонов 10—12 МэВ не превышают  $\sim 6$ —10 мбарн (рис. 9). Максимум зависимости сечений от энергии для  $^{12}\text{C}$  приходится на  $\sim 35$  МэВ, тогда как для изотопов железа и меди — на  $\sim 17$  МэВ. Эти значения почти на порядок величины меньше сечений,

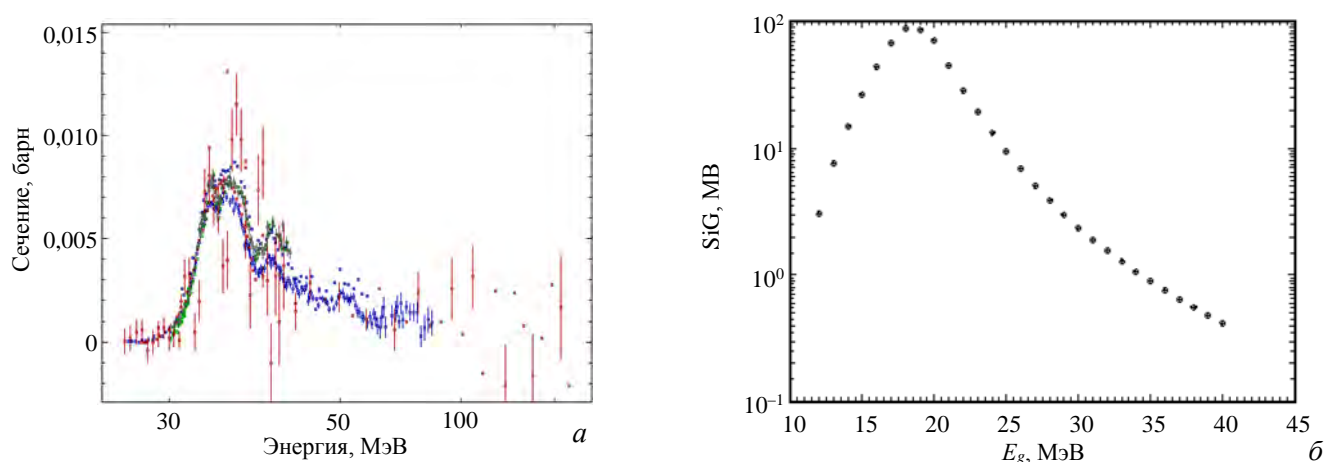


Рис. 9. «Гигантские дипольные резонансы» изотопов углерода и железа как основные потенциальные источники фотонейтронов [29, 30]: а —  $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 20,4$  мин) $^{11}\text{B}$  (порог реакции 18,7 МэВ); б —  $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 2,7$  года) $^{55}\text{Mn}$  (порог реакции 4,95 МэВ)

типичных для «тяжёлых» ядер мишени из вольфрама или молибдена, используемых обычно в качестве материалов лимитеров или диафрагм.

Анализ пространственного распределения фотонов энергией выше 10 МэВ, а также объёмного распределения стали и меди по элементам конструкции установки показывает, что основной источник фотонейтронов сосредоточен в верхней части медных обмоток тороидального поля ( $dR \sim 40$  см,  $dZ \sim 30$  см). Полный выход фотонейтронов по результатам интегрирования по объёму камеры и обмоток составляет  $\sim 3,1 \cdot 10^{13}$  за один срыв. Около 3% фотонейтронов образуется в железе в составе материалов верхней части камеры,  $\sim 3,6\%$  — в стальных элементах обмоток, но основными источниками фотонейтронов являются графит и стальная подложка первой стенки.

При увеличении энергии убегающих электронов до 17—20 МэВ за счёт увеличения сечений ( $\gamma, n$ )-реакции возможно возрастание выхода фотонейтронов в  $\sim 5$ —6 раз.

*Дополнительная оценка выхода фотонейтронов.* После соответствующей корректировки близкие значения выхода фотонейтронов за импульс  $\sim (3\text{—}4)10^{13}$  на Т-15М получены по полуэмпирическим соотношениям, приведённым в работе [19] для оценки выхода фотонейтронов на Т-10. При этом использовались ядерные концентрации и сечения ( $\gamma, n$ )-реакции в «толстой» (6—8 см) медной мишени, а число жёстких фотонов, способных вызвать реакцию фоторасщепления ядер мишени, оценивалось как

$$N_\gamma \cong 10^{-4} Z \varepsilon N_e, \quad (12)$$

где  $Z$  — заряд ядер мишени для релятивистских электронов;  $\varepsilon$  — их энергия, МэВ;  $N_e$  — полное число электронов в пучке, составило  $\sim 1 \cdot 10^{16}$  за импульс.

*Средняя энергия фотонейтронов.* Энергетическое распределение фотонейтронов может быть рассчитано на основе законов сохранения энергии и момента при взаимодействии налетающего фотона и ядра мишени. Согласно [25] энергия испускаемого фотонейтрона определяется соотношением

$$E_{\text{ph}-n} = (A - 1)/A(E_\gamma - |Q|) \pm E_\gamma \text{sqrt} [2(A - 1)(E_\gamma - |Q|)/(931A^3)], \quad (13)$$

где  $E_{\text{ph}-n}$  — энергия фотонейтрона, МэВ;  $A = 12, 56, 63, 6, 5$  — атомный номер ядер мишени;  $E_\gamma$  — энергия фотона, МэВ;  $Q = 19, 10\text{—}11$  — порог ( $\gamma, n$ )-реакции для С, Fe и Cu, МэВ, соответственно. Оно предопределяет также небольшой разброс энергии фотонейтрона ( $\pm 0,1$  МэВ), испущенного по направлению движения налетающего фотона (знак плюс) или в противоположном направлении (знак минус).

В нашем случае для «хвоста» энергетического распределения тормозного излучения энергией выше 10 МэВ и с учётом энергетической зависимости сечений ( $\gamma, n$ )-реакции для углерода, железа в составе стали и меди средняя энергия фотонейтронов составляет  $\sim 1\text{—}3$  МэВ.

**Некоторые результаты измерений выхода тормозного излучения и фотонейтронов.** Особый интерес представляют результаты интегральных измерений выхода фотонейтронного и тормозного излучений в ускорительных разрядах, полученные после физического пуска Т-15 и подтвердившие ожидаемые параметры излучений при срывах тока плазмы [24]. Во время физического пуска установки Т-15 в 1988 г. [31] и первой кампании в 1989, 1990 гг. в основном преобладали режимы со срывом тока плазмы малой плотности (ускорительные разряды). Аналогичные процессы происходили и на других токамаках (JET [32], TFTR [33]). Даже в проекте ИТЭР на долю таких разрядов отводится до 0,5% от общего их числа. Процесс возникновения и механизм развития «большого срыва» зависят от конфигурации рабочей камеры установки и локальных параметров плазмы. Поэтому выход ионизирующего излучения в этих разрядах является индивидуальной особенностью каждой установки.

На рис. 10 представлены расчётные зависимости ожидаемого выхода тормозного  $\gamma$ -излучения и фотонейтронов

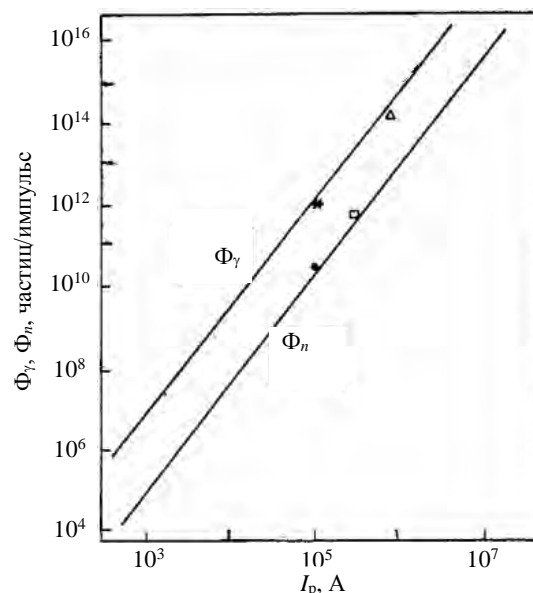


Рис. 10. Зависимость выхода тормозного излучения и фотонейтронов ( $\Phi_\gamma, \Phi_n$ ) от тока плазмы ( $I_p$ ) [19]: \* — выход  $\gamma$ -квантов при  $E_\gamma \sim 4$  МэВ (Т-15, 1988 г.);  $\Delta$  — выход  $\gamma$ -квантов при  $E_\gamma \sim 10$  МэВ (Т-15, 1990 г.);  $\bullet$  — выход фотонейтронов (Т-15, 1988 г.);  $\square$  — выход фотонейтронов (Т-10, 1976 г.) Параметры ускорительных разрядов на водородной плазме:  $I_p = 0,15$  МА,  $B_T = 1,5$  Тл,  $n_e = 2,5 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$ ,  $t = 50$  мс (1988 г.),  $0,4 < I_p < 0,7$  МА (1990 г.)

для Т-15 [6] и результаты прямых измерений, выполненных ранее на Т-10, а также, что представляется наиболее важным для данного рассмотрения, и на Т-15 во время экспериментальных кампаний 1988—1991 гг. [24].

Таким образом, экспериментальные данные, полученные на Т-10 и Т-15, подтверждают зависимость выхода фотонейтронов  $\Phi_n$  от тока разряда  $I_p$ , в котором наблюдался срыв. Она примерно соответствует эмпирическому соотношению

$$\Phi_{\text{ph-n}} \sim c I_p^{2,6}, \quad (14)$$

предложенному ранее в [32] по результатам экспериментов на JET. Коэффициент пропорциональности в этом выражении для JET при  $I_p > I_e$  (МА) равен 0,018, а для аналогичного соотношения энергии пучка электронов ( $E_e \sim I_p^{2,6}$  в МДж) он равен  $\sim 3,77$ . Правда, для Т-15 показатель степени в экспоненте, полученный на Т-15 при измерениях 1988 и 1990 гг., несколько выше —  $2,6 + 0,95$  [24]. Выход излучения в ускорительных режимах зависит не только от тока разряда  $I_p$ , но и от энергии электронов, ускоренных электрическим полем. К тому же фотонейтроны рождаются не только в диафрагме, но и в других элементах конструкции на пути пучка  $\gamma$ -квантов тормозного излучения. Средняя энергия  $\gamma$ -квантов по результатам измерений составляла 12—14 МэВ. По результатам измерений потоков быстрых нейтронов энергией выше 0,1 МэВ и  $\gamma$ -квантов на Т-15 (и Т-10) в точке расположения детекторов с учётом геометрического фактора был определён полный выход излучения.

По совокупности имеющихся результатов в дальнейшем для планирования экспериментов примем упрощённое соотношение интенсивности тормозного излучения и фотонейтронов, равное

$$\Phi_{\text{ph-n}} = 10^{-2} \Phi_\gamma. \quad (15)$$

**О количестве срывов тока плазмы.** В ходе экспериментов на современных токамаках DIII-D, Tore Supra JET, JT-60U и других постоянно накапливаются данные о параметрах плазмы и операционных режимах, приводящих к срывам тока плазмы. На основании анализа этих экспериментов разрабатывается стратегия борьбы со срывами плазмы и смягчения их последствий для конструкции. Одним из перспективных методов является быстрое (со скоростью 1 км/с) введение в плазму токамака пеллет диаметром 10 мм, содержащих в криогенном состоянии водород, дейтерий, благородные газы и др. [15, 34]. В этой связи можно надеяться, что и на Т-15МД количество ускорительных разрядов срывов в процессе работы будет уменьшаться и, по мере реализации методов предотвращения и подавления срывов тока плазмы не будет превышать 5% от общего числа импульсов, как на установке DIII-D [35].

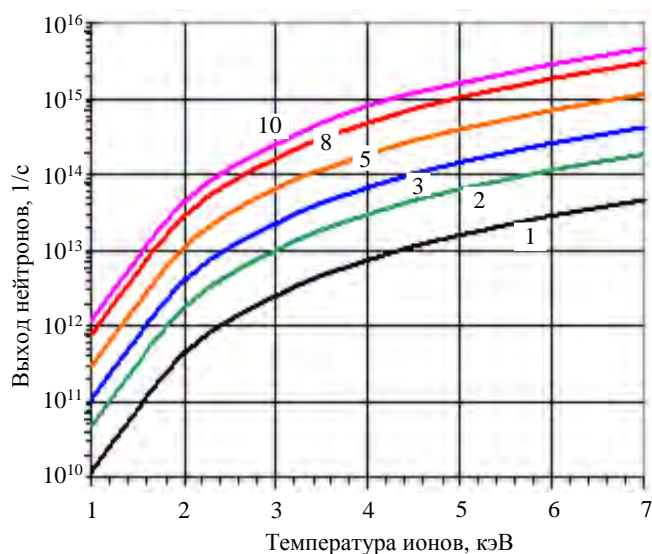


Рис. 11. Выход D—D-нейтронов как функция плотности ионов дейтерия и температуры плазмы Т-15 (1, 2, 3, 5, 8 и 10 — плотность дейтерия в единицах на  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ )

## НЕЙТРОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ Т-15М ПРИ РАБОТЕ С ДЕЙТЕРИЕМ

**Оценка максимального выхода термоядерных нейтронов.** Скорость реакций, сопровождающихся выходом термоядерных нейтронов, зависит от концентрации дейтерия и температуры плазмы, а выход нейтронов энергией 14,1 МэВ ещё и от времени удержания. На рис. 11 показана серия кривых выхода нейтронов как функции температуры ионов для разной плотности ионов дейтерия в плазме, полученных для Т-15 [1].

Предварительные оценки максимального выхода нейтронов из плазмы при работе Т-15М в D—D-режиме были получены В.М. Леоновым [36], исходя из основных проектных параметров

установки [37] и предположений о плотности, температуре и располагаемой мощности дополнительного нагрева плазмы (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Проектные параметры установок Т-15, Т-15М, Т-15Д и Т-15 МД

Параметр	Т-15 [31], план/достигнуто	Т-15М [37]	Т-15Д [38]	Т-15МД [8]
Большой радиус плазмы $R_0$ , м	2,40	1,55	2,43	1,48
Малый радиус плазмы $a$ , м	0,78	0,5	0,45	0,67
Аспектное отношение $A$		3,1	5,8	2,2
Вытянутость сечения $k_{95}$		1,7	1,47	1,7—1,9
Треугольность (средняя) $\delta_{95}$		0,3	0,25	0,3—0,4
Тороидальное поле на оси плазмы $B_{t, R_0}$ , Тл	3,5/3,6	2,5	3,5	2,0
Ток плазмы $I_p$ , МА	1,4/1	1,7	1,0	2
Плотность плазмы $n_e$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}$		0,8—1	0,5—1	$\leq 1$
Мощность нагрева плазмы $P_{\text{аух}}$ , МВт		10—15	20	$\leq 20$
NBI, МВт	6/1,2	9	9	6
ECRH	5/1,5	6	7	6—7
LHRH			4	4
Длительность импульса $\Delta t_{\text{plateau}}$ , с	5/1,5	5	5/25/1000	10

Согласно оценкам, приведённым в [39], длительность импульса при максимальном токе 1 МА составляет 20 с, при рабочем токе  $\sim 0,6$  МА — 60 с. Однако максимальная допустимая длительность по условиям охлаждения «тёплых» полоидальных обмоток, размещённых внутри камеры, оценивается 30 с. Более длительные квазистационарные режимы с полностью неиндукционным током  $I_p = 1$  МА возможны лишь при плотности плазмы  $\sim 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  после дальнейшей модернизации магнитной системы и наращивания мощности систем внешнего нагрева плазмы (таких как ECCD и NBI).

Верхняя оценка выхода термоядерных нейтронов при располагаемой мощности внешнего нагрева  $\sim 3$  МВт на первом этапе реализации проекта Т-15М составляла  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  нейтронов за один дейтериевый импульс длительностью  $\sim 1$  с. Эта величина в  $\sim 100$  раз превышает оценку максимального выхода фото-нейтронов за один импульс, заканчивающийся срывом тока плазмы.

Ранее в отчёте [40], посвящённом оценке радиационной обстановки на Т-15, была упомянута близкая по порядку величина «реального» выхода нейтронов за импульс  $\sim 4 \cdot 10^{15}$  при рабочей плотности дейтерия  $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и ионной температуре 7 кэВ. В действительности она может быть завышенной в 2—3 раза, поскольку предполагает полное выгорание трития, образовавшегося во втором канале D—D-реакции (4), в D—T-реакции (5). В самом деле, концентрация трития в камере определяется временем удержания  $\tau_p \sim \tau_e$ . При плохом удержании быстрые частицы (а начальная энергия образующихся ядер трития 1,01 МэВ) уходят из области горения и не участвуют в образовании D—T-нейтронов.

Вероятность D—T-реакции  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  при температуре до  $\sim 10$  кэВ в  $\sim 100$  раз выше вероятности D—D-реакции  $\langle \sigma v \rangle_{DD}$ . Согласно оценкам В.М. Леонова [36] ожидаемое энергетическое время  $\tau_e$  много больше времени взаимодействия трития с плазмой. Поэтому можно предположить, что тритий будет частично термализован и вступит в реакцию с дейтерием. При 1 МэВ вероятность реакции  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  возрастает на порядок величины (до  $2,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3/\text{с}$  [41]). Поэтому можно ожидать, что даже при низкой концентрации трития вероятность его выгорания может достигать 10—30%.

В рамках данного рассмотрения во всех случаях для удобства нормировки функционалов нейтронного потока при анализе операционных доз и остаточной активности используется верхняя округлённая оценка полного выхода  $1 \cdot 10^{15}$  DD + DT-нейтронов за один дейтериевый импульс, что соответствует полному выгоранию трития. Однако при анализе тритиевой опасности, наоборот, предполагается полное отсутствие выгорания образующегося трития, т.е. 100%-ное распределение трития по элементам поверхности установки или 100%-ный выход в рабочие помещения.

При повышенной мощности внешнего нагрева, возросшей температуре ионов и интенсивности D—D-реакции максимальный выход термоядерных нейтронов может возрасти на порядок величины до  $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ . Приведённые оценки примерно соответствуют значениям нейтронного выхода ( $\sim 10^{14}$ — $10^{17}$  нейтронов за импульс), полученным на современных установках масштаба Т-15 [7]. А на JETe в дейтериевой плазме повышенных параметров ( $n_e \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e \sim 10$  кэВ, магнитное поле 3,4 Тл, запасён-

ная энергия 11 МДж) в экспериментальных режимах с обратным «широм» и предварительным нижнегибридным и высокочастотным нагревом плазмы ~2 МВт было получено около  $4 \cdot 10^{16}$  нейтронов/с [3].

**Длительность кампании.** Для последующих оценок величин, связанных с флюенсом нейтронов, а также для удобства нормировки результатов было предположено, что максимальное число односекундных дейтериевых импульсов, сопровождаемых выходом термоядерных нейтронов, составляет 1000. В этом случае полный выход нейтронов превышает величину  $\sim 1 \cdot 10^{18}$ . Продолжительность кампании может достигать четырёх рабочих месяцев, что соответствует примерно 10 дейтериевым импульсам в сутки.

**Сравнительные нейтронные параметры Т-15 и ИТЭР.** Используя прототипный дейтериевый режим Т-15 в качестве опорного, сопоставим его с соответствующими характеристиками ИТЭР. В табл. 2 приведены нейтронно-физические параметры Т-15 и ИТЭР, рассчитанные в [42] для интенсивного дейтериевого режима (с дополнительным нагревом плазмы и при полном сгорании трития) и для номинального D—Т-режима. При оценке термоядерной мощности для Т-15М предполагалось полное выгорание трития согласно реакции (5), а в величину тепловой мощности наряду с внешним нагревом включено энерговыделение от захватного излучения, умножающего первичную среднюю энергию термоядерных DD + DT-нейтронов (~8,3 МэВ) в ~1,5 раза.

Т а б л и ц а 2. Сравнительные нейтронные параметры Т-15М и ИТЭР [37, 42]

Параметр	Т-15М	ИТЭР	
	D—D-фаза	D—D-фаза	D—Т-фаза
Внешний нагрев, МВт	3	100	50
Термоядерная мощность, МВт	~0,002	15	500
Полная тепловая мощность, МВт	~0,003 + 3*	120	~710
Выход нейтронов/импульс, с <sup>-1</sup>	$(0,5_{DD} + 0,5_{DT})10^{15}$	$< 7 \cdot 10^{18}$	$1,8 \cdot 10^{20}$
Нейтронная + $\gamma$ -мощность, МВт	$(0,2_{DD} + 1,1_{DT})10^{-3}$	18	560
Ток нейтронов, см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$(0,77_{DD} + 0,77_{DT})10^9$	$\sim 8 \cdot 10^{11}$	$\sim 2,4 \cdot 10^{13}$
Нейтронная нагрузка, МВт/м <sup>2</sup>	$(0,33_{DD} + 1,9_{DT})10^{-5}$	0,01	0,55
Длительность фазы	$10^3$	$3 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^7$
Полный выход нейтронов	$\sim 1 \cdot 10^{18}$	$\sim 2 \cdot 10^{24}$	$\sim 2 \cdot 10^{27}$
Флюенс нейтронов, МВт·год/м <sup>2</sup>	$(0,9_{DD} + 5,5_{DT})10^{-10}$	$\sim 1 \cdot 10^{-4}$	0,3

\*3 МВт — мощность внешнего нагрева.

Нейтронная нагрузка рассчитана, исходя из того, что интенсивность источника DD + DT-нейтронов равна  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Поверхность и объём плазмы определены на основании данных из [2], приведённых в табл. 1. Поверхность и объём плазмы с круглым сечением составляют примерно ~67 м<sup>2</sup> и ~23,5 м<sup>3</sup>, в диверторной конфигурации ~51 м<sup>2</sup> и ~13,5 м<sup>3</sup> соответственно. Площадь «первой стенки» около 60 м<sup>2</sup>. В целом D—D-режим, представленный здесь для Т-15М, отличается от соответствующего D—D-режима ИТЭР по интенсивности источника нейтронов на ~4 порядка величины, а по длительности кампании и флюенсу нейтронов — ещё на два порядка величины. Отличие от номинального DT-режима ИТЭР значительно больше.

## ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ И РЕЖИМЫ РАБОТЫ

Оценки интенсивности источников нейтронного и  $\gamma$ -излучения и длительности возможных операционных режимов, ожидаемых в начальный период работы Т-15МД:

### Начальный этап работы установки с круглым сечением на водородной плазме

Базовый (номинальный) режим работы установки (ток плазмы ~ 0,5 МА):

длительность импульса, с . . .	До 5
длительность рабочей смены, ч . . .	8
число импульсов в смену . . .	32
скважность, мин . . .	15
число импульсов в год . . .	5000
источник излучения . . .	Мягкое рентгеновское излучение плазмы

Ускорительный режим («срыв тока плазмы ~0,5—1,0 МА»):

длительность, мс . . .	~2
число срывов за смену . . .	2 (до 10 в начальный период)
полное число срывов за кампанию . . .	~300 из 5000

Источники излучения:

ускоренные электроны, МэВ:	
максимальная энергии . . .	30—40 (вплоть до 100)
средняя энергия . . .	~20
средняя энергия . . .	~12—50
γ-кванты тормозного излучения:	
интенсивность . . .	~(2—10)10 <sup>14</sup> за один срыв
средняя энергия, МэВ . . .	~20
фотонейтроны:	
интенсивность . . .	~(2—10)10 <sup>12</sup> за один срыв
средняя энергия, МэВ . . .	~1,5—2,5
Направленность излучения . . .	По касательной к внешней части камеры при попадании пучка «убегających» электронов на выступающую часть графитовой диафрагмы

**Дейтериевый режим работы установки, предлагавшийся ранее для Т-15М**

Объёмный источник нейтронов DD-реакции:	
нейтроны энергией 2,5 МэВ . . .	(0,7—1,0)10 <sup>15</sup> н/с, до 10 <sup>16</sup> н/импульс
нейтроны энергией 14,1 МэВ . . .	(0,01—0,3)10 <sup>15</sup> н/с, (0,01—0,3)10 <sup>16</sup> н/импульс
полный (по энергии) поток нейтронов в камере, см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup> . . .	1,5·10 <sup>10</sup>
средняя энергия, МэВ . . .	~1,4

**РАСЧЁТЫ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Расчётные модели.** Для нейтронно-физического анализа радиационных полей были разработаны несколько одномерных (1R) и двумерных (R, Z) моделей установки типа Т-15МД и окружающих структур, выполняющих функцию радиационной защиты [1, 2, 43, 44]. Одномерная (1R) так называемая «тороидальная» модель представляла собой последовательность бесконечных по высоте радиальных зон, начиная от центральной оси установки, индуктора, внутренней части обмоток тороидального поля, вакуумной камеры с источником нейтронов, внешних частей установки и кончая биологической защитой. Эта модель использовалась, в основном, для анализа эффективности материалов, выполняющих функцию радиационной защиты, а также для детального расчёта спектра нейтронов и фотонов в ключевых областях системы, необходимых для последующего активационного анализа.

Двумерные (R, Z)-модели, как и одномерная, достаточно детально учитывают структуру установки в радиальном направлении. В аксиальном направлении учтены разные по высоте размеры биологической защиты и окружающих стен здания, проходки в соседние помещения. Последние особенности должны быть учтены, так как способствуют отражению излучения от вышестоящих стен здания и изменению таким образом общего радиационного фона за биологической защитой. Кроме того, в (R, Z)-моделях в виде кольцевых зон прямоугольного сечения представлены также обмотки полоидального поля (обмотки управления). Для примера одна из таких моделей показана на рис. 12.

Размеры и материальный состав геометрических зон, использованный в расчётных моделях, в основном соответствуют чертежам и описанию систем, приведённым в техническом проекте Т-15 [43] и в отдельных документах, относящихся к Т-15 [44, 45].

Используя систему DANTSYS [46], включающую моделирование транспорта нейтронов и фотонов методом дискретных ординат и библиотеку ядерных данных FENDL-2 [47], с помощью этих моделей были выполнены параметрические расчёты потоков нейтронов и γ-квантов в

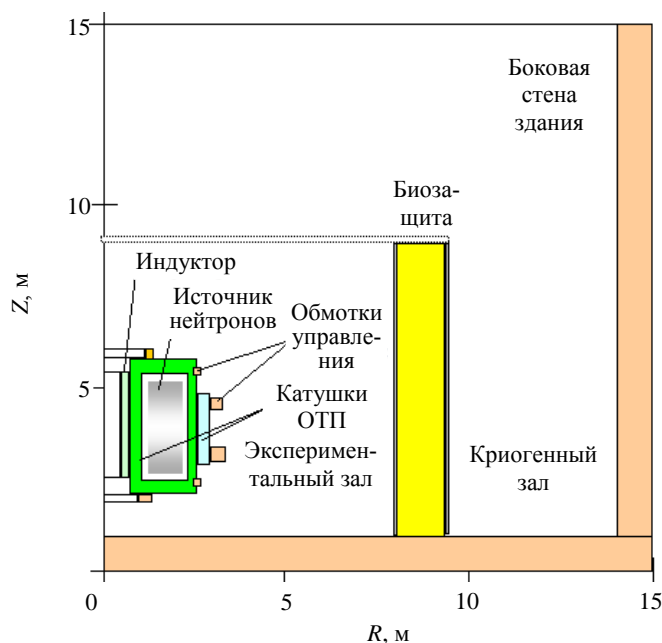


Рис. 12. «Открытая» двумерная (R, Z)-модель установки Т-15М в экспериментальном зале с биологической защитой и боковой стеной здания

многогрупповом ( $175_n + 42_\gamma$ )  $P_3$ — $S_8$ -приближении. Синтезируя распределение излучения, рассчитанное с помощью частичных (неполных) моделей, можно получить представление о полях излучения в различных областях системы и за её пределами. В рамках данного параметрического анализа такое упрощённое представление геометрии реальной системы представляется достаточным. Лишь центральная часть установки (центральный соленоид и внутренняя часть обмоток тороидального поля), а также обмотки полоидального поля представляют собой области, влияющие на формирование пространственно-энергетического распределения излучения за пределами установки. Эти структуры по своему составу и толщине сопоставимы с обычной радиационной защитой ТЯР. В то же время их геометрия довольно точно может быть представлена в координатах  $R, Z$ . Хотя другие части установки, такие как вакуумная камера и внешняя часть обмоток тороидального поля, имеют более сложную форму, они обладают меньшей «оптической» толщиной, незначительно ослабляют потоки быстрых нейтронов и фотонов с типичной энергией порядка 1 МэВ и более.

В обоих рассмотренных режимах работы Т-15 геометрия распределённого источника нейтронов или фотонов далека от геометрии точечного источника. В дейтериевом режиме она представлена частью тороидального ( $R, Z$ )-объёма плазмы, где рождаются термоядерные нейтроны, а в ускорительном режиме — в виде кольцевой ( $R, Z$ )-зоны с источником тормозного излучения в верхней части камеры. Поэтому геометрический фактор для пространственных зон, расположенных вне установки, также не столь уж важен. Геометрическое ослабление потоков быстрых нейтронов и фотонов, определяющих общий радиационный фон в экспериментальном зале, на расстоянии 3—8 м от оси установки не превышает 2—3 раз.

В дальнейшем при необходимости более детального анализа системы, работающей на повышенных параметрах, а также для сравнения с экспериментальными данными основные геометрические особенности установки и её окружения могут быть достаточно детально учтены в 3-мерных моделях, предназначенных для расчётов методом Монте-Карло.

**Об использовании «Норм радиационной безопасности».** Прежде чем оценивать радиационную обстановку на Т-15, следует напомнить, что действующие «Нормы радиационной безопасности» [48] определяют допустимые уровни облучения для лиц разных категорий: как для персонала, обслуживающего эксперименты, сопровождаемые выходом излучения, так и для сотрудников, непосредственно в таких экспериментах не участвующих. При этом регламентируется не мощность дозы, представляющая собой поглощённую энергию в единицу времени, а так называемый «предел дозы», или величина интегральной эффективной (эквивалентной) дозы техногенного облучения, которая в течение года превышать не должна.

**Оценка предельных доз для персонала.** Согласно этим нормам [48] допустимая эффективная доза для персонала группы А за любые последовательные 5 лет составляет в среднем 20 мЗв в год, но не более 50 мЗв в год. Для персонала группы Б, который по условиям работы находится в сфере воздействия источников излучения, эти пределы снижены в 4 раза, а для населения (включая персонал вне работы) — на порядок величины, т.е. составляют соответственно 5 и 1 мЗв в год. Кроме того, установлен годовой контрольный уровень 15 мЗв за смену, при превышении которого персонал из радиационных условий выводится. Небезынтересно отметить, что при разработке норм [48] использовался оптимизационный принцип, согласно которому «облучение в коллективной, эффективной дозе в 1 чел.-Зв приводит к потенциальному ущербу, равному потере 1 чел.-года жизни населения», а «величина денежного эквивалента потери 1 чел.-года жизни населения устанавливается» ... «в размере не менее 1 годового душевого национального дохода».

Исходя из указанных значений и предположения, что годовая кампания на установке могла бы включать до 1000 импульсов с дейтерием, можно установить, что для персонала, обслуживающего такие эксперименты, допустимая эквивалентная доза в среднем не должна превышать 20—50 мкЗв за импульс. Для дальнейших оценок дозового уровня за пределами здания с Т-15МД следует иметь в виду, что радиационный фон на территории НИЦ «Курчатовский институт» составляет ~10 мкР/ч, или 0,1 мкЗв/ч.

**Расчёт коэффициентов «качества излучения».** При анализе радиационной обстановки, вызванной разными видами излучения (в нашем случае нейтронами и фотонами), следует учитывать разную степень их воздействия на человеческий организм. Для этого при переходе от расчётной дозы, которая фактически

представляет собой поглощённую энергию на единицу массы тканеэквивалентного материала, к эффективной дозе используются так называемые взвешивающие коэффициенты или коэффициенты «качества излучения». Радиационные нормы [48] фиксируют взвешивающие коэффициенты для органов и тканей в зависимости от их чувствительности к радиационному воздействию. Наряду с этим устанавливаются значения эффективной дозы для отдельных видов излучения в зависимости от энергии и геометрии возможного облучения.

На рис. 13 показаны энергетические зависимости удельной эффективной дозы на единичный флюенс  $d_f(E)/F(E, r)$  в предположении о наиболее вероятной изотропной ( $2\pi$  или  $4\pi$ ) геометрии возможного облучения, принятые в настоящем анализе.

Используя зависимость  $d_f(E)$  от энергии, а также спектры нейтронов  $F_n(E, r)$  и фотонов  $F_\gamma(E, r)$ , рассчитанные для разных зон Т-15М и её окружения, получены усреднённые коэффициенты качества

$$Q_f = \langle d_f(E)F(E, r) \rangle / E_{\text{tissue}}(r). \quad (16)$$

Здесь индекс  $f = n, \gamma$  для нейтронов и фотонов соответственно.

В дальнейшем их применение позволило избежать многократного интегрирования спектров в серии вариантных расчётов. При этом ожидаемая эффективная доза  $D(r)$  вычислялась по результатам расчёта пространственного распределения удельного энерговыделения  $E_{\text{tissue}}(r)$  в тканеэквивалентном материале  $(C_5H_{40}NO_{18})_n$  в качестве детектора нейтронов и фотонов [49] как

$$D(r) = Q_f E_{\text{tissue}}(r). \quad (17)$$

Здесь  $D(r)$  — эффективная доза, мкЗв;  $Q_f$  — эффективный коэффициент качества излучения для изотропного поля нейтронов или фотонов;  $E_{\text{tissue}}(r)$  — удельное энерговыделение в тканеэквивалентном материале в зоне с координатой  $r$ , Вт/см<sup>3</sup>.

Эффективные коэффициенты качества излучения не слишком сильно изменяются от места расположения «детектора». С достаточной точностью для изотропного поля нейтронов  $Q_n \approx 5,5$ , для фотонов  $Q_\gamma \approx 0,63$ . При этом в расчётных зонах за биологической защитой средние значения удельной дозы на единицу полного потока нейтронов и фотонов равны соответственно  $\sim 10 \cdot 10^{-6}$  мкЗв/см<sup>2</sup> и  $\sim 4 \cdot 10^{-6}$  мкЗв/см<sup>2</sup>. В экспериментальном зале из-за более «жёсткого» спектра нейтронов их вклад в эффективную дозу возрастает до  $\sim (80-100)10^{-6}$  мкЗв/см<sup>2</sup>. Правда, в любом случае присутствие персонала в этой зоне во время нейтронной вспышки не допускается. В случае менее вероятного облучения параллельным пучком моноэнергетических частиц в так называемой «передне-задней геометрии» согласно терминологии, принятой в [48], указанные значения  $Q_n$  и  $Q_\gamma$  возрастают соответственно в  $\sim 2$  и  $\sim 1,2-1,6$  раза.

**Поля излучения при развитии ускорительного режима.** *Пространственное распределение тормозного излучения.* Распространяясь из зоны источника по элементам конструкции и за её пределы, тормозные  $\gamma$ -кванты поглощаются и теряют свою энергию в результате комптоновского рассеяния или эффекта образования пар. Рассчитанные с помощью двумерной модели Т-15 потоки тормозных  $\gamma$ -квантов в отдельных областях системы (рис. 14), а точнее говоря, флюенсы фото-

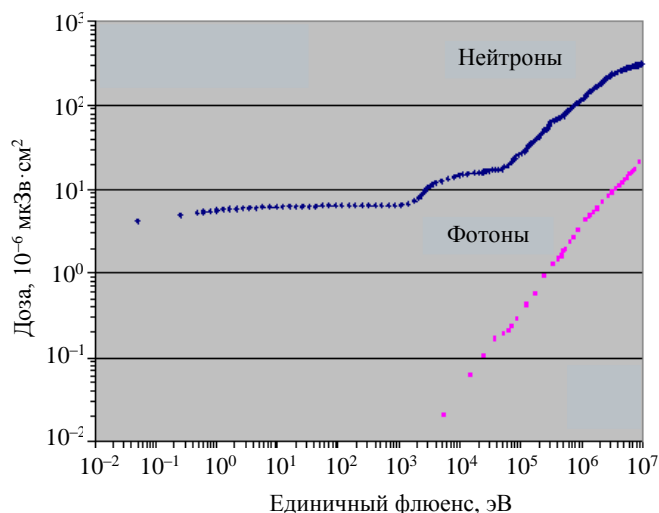


Рис. 13. Эффективная доза на единичный флюенс фотонов и нейтронов [48]

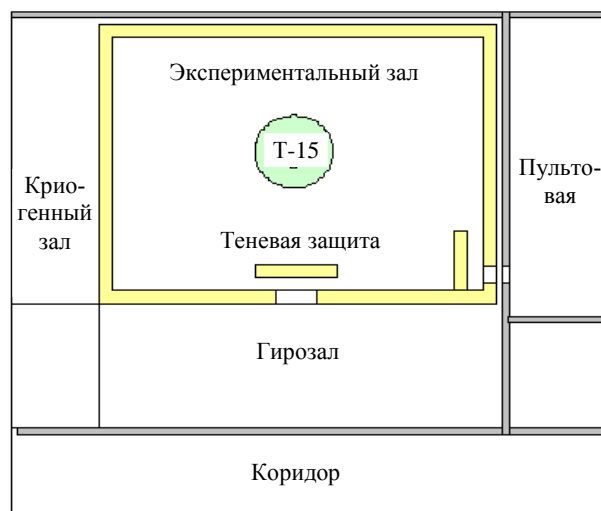


Рис. 14. Принципиальная схема размещения установки и рабочих помещений в здании [43]

нов при однократном срыве тока плазмы приведены в табл. 3. Они нормированы на наиболее вероятную величину источника фотонов  $\sim 1,0 \cdot 10^{15}$ , численно равную полному числу ускоренных электронов при однократном срыве тока масштаба 200 кА.

Т а б л и ц а 3. Распределение мгновенных «рентгеновских фотонов» в Т-15 (флюенс фотонов при однократном срыве тока плазмы,  $\text{см}^{-2}$ ) (см. рис. 14)

Флюенс фотонов с энергией $E$	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см Био-защитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультровой
$\gamma(E > 10 \text{ МэВ})$	$2,3 \cdot 10^7$	$(0,5—1)10^4$	$(0,5—1,0)10^{-4}$	$0,5 \cdot 10^{-4}/2,5 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$
$\gamma\text{-total } (E > 0)$	$1,2 \cdot 10^9$	$(1—2)10^6$	$1,8 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^3/2 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^2$

Приведённые значения потоков сравнимы или превосходят значения потоков вторичного (захватного)  $\gamma$ -излучения (или «секундные флюенсы»), рассчитанные для предполагаемого дейтериевого режима. Однако средняя энергия тормозного излучения в результате их эволюции как в самой установке, так и за биологической защитой не превышает 2,9 МэВ. Поэтому эффективность «тяжёлой» биологической защиты по отношению к тормозному излучению довольно велика. За 120-см боковой биозащитой ослабление достигает пяти порядков величины.

**Результаты расчёта транспорта фотонейтронов и вторичных (захватных)  $\gamma$ -квантов.** Используя ранее представленные характеристики фотонейтронов, было рассчитано их двумерное пространственно-энергетическое распределение в самой установке, вблизи неё и за биозащитой. Основная часть спектра представлена быстрыми нейтронами энергией выше 0,1 МэВ (см.  $n$ -fast в табл. 4), тогда как доля тепловых нейтронов в спектре  $n$ -thermal вблизи установки невелика, но возрастает по мере замедления в толще биозащиты. В результате радиационного ( $n, \gamma$ )-захвата нейтронов в элементах конструкции и защитных материалах образуются так называемые «захватные»  $\gamma$ -кванты. Типичные значения флюенсов вторичного «захватного»  $\gamma$ -излучения при однократном срыве тока плазмы также приведены в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Распределение потоков (флюенсов,  $\text{см}^{-2}$ ) фотонейтронов и захватных  $\gamma$ -квантов вблизи установки при однократном срыве тока плазмы (см. рис. 14)

Поток частиц с энергией $E$	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой/у ворот	У двери пультровой
Фотонейтроны					
$n$ -thermal ( $E < 0,4 \text{ эВ}$ )	$\sim 1 \cdot 10^4$	$(0,5—1)10^3$	$\sim 2$	15/~40	$\sim 5$
$n$ -fast ( $E > 0,1 \text{ МэВ}$ )	$4,4 \cdot 10^5$	$(1,5—2,5)10^3$	$\sim 0,25$	5/~20	$\sim 1,5$
$n$ -total	$9 \cdot 10^5$	$(0,5—1)10^4$	$\sim 5$	50/150	$\sim 20$
Захватные $\gamma$ -кванты					
$\gamma(>10 \text{ МэВ})$	$\sim 0,4$	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-6}$	$\sim 1 \cdot 10^{-3}/\sim 1 \cdot 10^{-4}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$
$\gamma\text{-total } (E > 0)$	$1,6 \cdot 10^5$	$(1,5—2,5)10^3$	$\sim 2$	$\sim 15/\sim 50$	$\sim 5$

В камере и вблизи установки потоки (флюенсы) вторичных  $\gamma$ -квантов на 4—3 порядка величины ниже, чем соответствующие значения для тормозного излучения. В то же время за стенами биологической защиты они отличаются лишь на порядок величины, так как обусловлены поглощением нейтронов в самой защите. Следует заметить, что в спектре вторичных фотонов присутствуют фотоны энергией выше 10 МэВ, способные породить второе поколение фотонейтронов (см. табл. 4). Однако доля их пренебрежимо мала. Как и следовало ожидать, средний уровень потоков фотонейтронов и фотонов на 2—3 порядка величины ниже значений, приведённых далее в табл. 6 для дейтериевого импульса, из-за пониженной на два порядка величины мощности источника фотонейтронов, которая меньше средней энергии и меньше проникающей способности по отношению к DD- и DT-нейтронам.

**Дозовые нагрузки при однократном срыве тока плазмы.** По результатам расчёта энерговыделения в тканеэквивалентном материале  $(\text{C}_5\text{H}_{40}\text{NO}_{18})_n$  [49] с учётом приведённых коэффициентов качества поглощённого излучения для изотропного поля фотонов и нейтронов рассчитаны эквивалентные дозы

облучения, обусловленные отдельными видами излучения, возникающего при однократном срыве тока плазмы (табл. 5).

Т а б л и ц а 5. Эквивалентные дозы облучения, мкЗв, ожидаемые при одиночном срыве тока плазмы

Параметр	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теновой защитой и у ворот	У двери пультной
Тормозное $\gamma$ -излучение	$6 \cdot 10^3$	3—15	$4 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-4}$
Фотонейтроны	42	0,13—0,25	$3 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$ $5 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Вторичные $\gamma$ -кванты	~1	$(5—15)10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$ $5 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-5}$
Суммарная доза	$6 \cdot 10^3$	~3—15	~ $8 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$ ~ $1,5 \cdot 10^{-3}$ ~ $4 \cdot 10^{-3}$	~ $3 \cdot 10^{-4}$

Сопоставим расчётные значения доз с допустимыми величинами. Предположим, что за год регулярной работы на установке происходит до 200 срывов тока плазмы. Исходя из того, что допустимая эффективная годовая доза для персонала группы А составляет 20 мЗв, получим удобную масштабную величину допустимой дозы при однократном срыве тока 100 мкЗв. Нетрудно видеть, что указанные в таблице оценочные значения уровней доз, по-видимому, исключают возможность присутствия персонала в экспериментальном зале вблизи установки при срыве тока плазмы. В этой зоне радиационная обстановка определяется, в основном, тормозным излучением. По абсолютной величине этот уровень совпадает или всего в 10 раз ниже значений, приведённых далее для одного дейтериевого импульса. В то же время вне экспериментального зала, за биологической защитой дозовые уровни значительно ниже (на 3—5 порядков величины) и представляются вполне допустимыми. За пределами радиационной защиты около половины величины эквивалентной дозы обусловлено фотонейтронами и захватным  $\gamma$ -излучением.

**Поля излучения при работе с дейтерием. Спектры нейтронов и захватных  $\gamma$ -квантов.** Типичные спектры нейтронов и захватных  $\gamma$ -квантов, рассчитанные с помощью одномерной модели на внутренней поверхности вакуумной камеры, где абсолютные значения потоков максимальны, показаны на рис. 15 и 16.

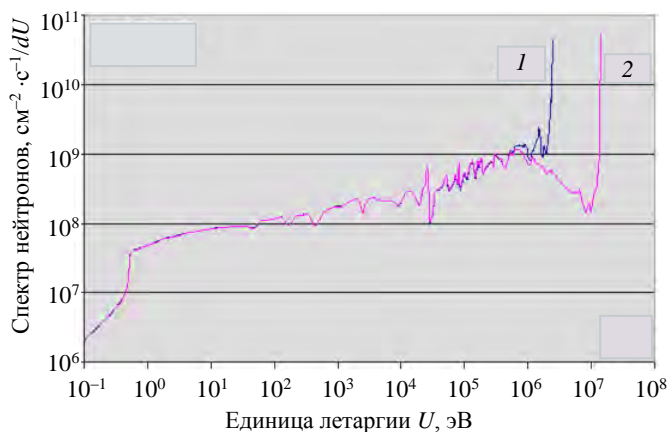


Рис. 15. Спектры нейтронов в камере Т-15 (на единицу летаргии  $U$ ): 1 —  $n$ -DD; 2 —  $n$ -DT

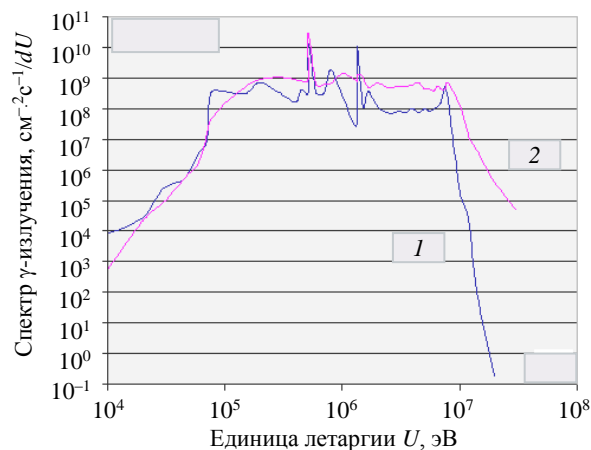


Рис. 16. Спектры захватного  $\gamma$ -излучения в камере Т-15 (на единицу летаргии  $U$ ): 1 —  $n$ -DD; 2 —  $n$ -DT

Проинтегрированные по энергии потоки нейтронов и фотонов в камере приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Потоки (флюенсы) нейтронов и захватных  $\gamma$ -квантов в камере

Параметр	Источник нейтронов		
	$n$ -DD	$n$ -DT	$n$ -DD + $n$ -DT
Выход нейтронов, $c^{-1}$	$5 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^{14}$	$1 \cdot 10^{15}$
Полный поток нейтронов, $cm^{-2} \cdot c^{-1}$	$7,0 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^9$	~ $1,4 \cdot 10^{10}$
Полный поток фотонов, $cm^{-2} \cdot c^{-1}$	$1,5 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^9$	$4,8 \cdot 10^9$

При почти полном совпадении спектров замедляющихся нейтронов (ниже 1 МэВ) следует отметить явно выраженные на рис. 15 пики нерассеянных термоядерных нейтронов источника энергией

2,45 МэВ ( $n$ —DD) и 14,1 МэВ ( $n$ —DT), а также практическое отсутствие тепловых нейтронов энергией ниже 0,4 эВ. Спектры захватного  $\gamma$ -излучения (см. рис. 16) для двух нейтронных спектров (см. рис. 15) по своей форме также довольно близки. Характерно наличие в обоих спектрах рис. 16 фотонов высокой энергии  $\sim 1,4$ —8 МэВ, образующихся при захвате быстрых нейтронов в стали и меди. Кроме того, следует отметить локальные максимумы при 512 кэВ, которые соответствуют энергии аннигиляции электронно-позитронных пар, образующихся в процессе взаимодействия фотонов с веществом.

**Потоки нейтронов и фотонов вблизи установки.** Типичные значения потоков нейтронов и вторичного захватного  $\gamma$ -излучения, ожидаемые в момент дейтериевого импульса в характерных зонах вблизи установки, рассчитанные с помощью различных моделей системы, приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7. Потоки нейтронов и захватных  $\gamma$ -квантов вблизи установки при одиночном импульсе

Параметр	$1 \cdot 10^{15}(n\text{—DD} + n\text{—DT})/с$				
	В камере	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультовой
Расстояние $R$ , м	$\sim 2$	$\sim 5,4$	$\sim 9,2$	$\sim 13$	
Потоки нейтронов, $см^{-2} \cdot с^{-1}$					
$n$ -thermal ( $<0,4$ эВ)	$\sim 6 \cdot 10^7$	$(1\text{—}3)10^7$	$3 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^6/1,7 \cdot 10^6$	$(0,7\text{—}1,4)10^5$
$n$ -fast ( $>0,1$ МэВ)	$\sim 1,0 \cdot 10^{10}$	$(1\text{—}1,5)10^8$	$\sim 90$	$2,2 \cdot 10^5/8,4 \cdot 10^5$	$(2\text{—}8)10^4$
$>2$ , включая DD-нейтроны	$5,8 \cdot 10^9$	$(1\text{—}3)10^7$	$\sim 10$	$0,7 \cdot 10^4/3,9 \cdot 10^4$	$(2\text{—}6)10^3$
$n$ —DT (14,1 МэВ)	$2,5 \cdot 10^9$	$(4\text{—}7)10^6$	0,03	200/ $\sim 500$	5—60
$n$ -total	$1,3 \cdot 10^{10}$	$(1\text{—}3)10^8$	$3 \cdot 10^4$	$\sim 1,5 \cdot 10^6/\sim 6 \cdot 10^6$	$(3\text{—}6)10^5$
Средняя энергия, МэВ	2,5	$\sim 1,0$	0,3		
Полный поток захватных $\gamma$ -квантов, $см^{-2} \cdot с^{-1}$					
$\gamma$ -total ( $>0$ )	$3,0 \cdot 10^9$	$(4\text{—}6)10^7$	$1,6 \cdot 10^4$	$\sim 0,3 \cdot 10^6/\sim 1,5 \cdot 10^6$	$(0,6\text{—}1,7)10^5$
Средняя энергия, МэВ	1,4	$\sim 1,8$	1,5		

Для принятой длительности импульса 1 с указанные значения численно совпадают с флюенсом соответствующего излучения за один импульс.

Средний уровень потоков нейтронов и  $\gamma$ -квантов на 2—3 порядка величины выше значений, приведённых ранее для ускорительного режима, прежде всего из-за в 100 раз более высокой интенсивности источника DD- и DT-нейтронов, их средней энергии и проникающей способности по отношению к фотонейтронам.

**Дозовые уровни при однократном дейтериевом импульсе.** Характерные значения эффективных доз, ожидаемые при однократном дейтериевом импульсе длительностью 1 с в различных наиболее представительных зонах установки, приведены в табл. 8.

Т а б л и ц а 8. Эквивалентные дозы облучения (мкЗв) за один дейтериевый импульс ( $1 \cdot 10^{15}$  нейтронов/с)

Параметр	В камере токамака	В экспериментальном зале (у стены)	За 120-см биозащитой	За теневой защитой «крио/гиро»	В пультовой
Нейтроны	$2,0 \cdot 10^6$	$(1\text{—}2)10^4$	0,05	22/ $\sim 90$	$\sim 2,5\text{—}9$
Вторичные $\gamma$ -кванты	$1,2 \cdot 10^4$	160—280	0,07	1/ $\sim 6$	$\sim 0,2\text{—}0,6$
Суммарная доза	$2,0 \cdot 10^6$	$(1\text{—}2)10^4$	0,12	23/ $\sim 100$	$\sim 3\text{—}9$

Основной вклад в величину эквивалентной дозы как вблизи установки, так и в помещениях за биологической защитой (см. рис. 14) вносят нейтроны.

## ОСОБЕННОСТИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ БИОЗАЩИТЫ Т-15

Изначально при проектировании установки Т-15 со сверхпроводящими обмотками [43] предполагалось, что имеющаяся вокруг Т-15 120-см биологическая защита должна эффективно ослаблять потоки быстрых нейтронов и фотонов. В самом деле, согласно [45] она изготовлена из «тяжёлого» бетона с наполнителем из стали и чугуна с добавлением карбида бора (табл. 9).

Т а б л и ц а 9. «Тяжёлый» бетон марки 200 [45], плотность ~4,6 г/см<sup>3</sup>

Материал	Объёмное содержание, об. %
Бетон	~52
Наполнитель из стали и чугуна	~47
Карбид бора	1

К тому же для поглощения  $\gamma$ -излучения с внутренней стороны биозащита дополнительно покрыта слоем свинца толщиной ~10 см. Поэтому в помещениях, полностью защищённых такими стенами («закрытая геометрия»), кратность ослабления потоков нейтронов и фотонов достигает ~6 порядков величины (см. табл. 7). В то же время вследствие отражения от вышестоящих стен здания, расположенных за биозащитой, и натекания нейтронов через тонкие двери или проходки в стенах эффективность такой защиты существенно снижается. Предполагалось, что ворота, ведущие в гиротронный зал, и дверь в пультовую выполнены из стали толщиной ~1 см, а стены, отделяющие этот зал от пультовой, — из бетона толщиной ~15 см. Ослабление потоков в помещениях для криогенного оборудования, которые отделены от установки биозащитой ограниченной высоты, являющейся фактически «теневогой защитой» также около ворот зала для гиротронов и в пультовой, составляет лишь около 2—3 порядков величины.

**Зоны повышенного внимания.** Сопоставим значения доз в табл. 8, нормированных на один дейтериевый импульс с выходом  $1 \cdot 10^{15}$  н/с, с эквивалентной дозой 20—50 мкЗв/импульс, установленной в качестве среднего значения для основного эксплуатационного персонала токамака в течение года. В экспериментальном зале и пространстве над установкой вплоть до крыши здания указанные пределы превышены на несколько порядков величины. Поэтому пребывание людей в этих зонах совершенно недопустимо. Хотя даже по получении ~15 мЗв (т.е.  $1,5 \cdot 10^4$  мкЗв) критическая ситуация не возникает, персонал в этом случае должен быть выведен из радиационных условий до конца календарного года. Заметим, что эквивалентная доза такого масштаба может быть «набрана» в экспериментальном зале вблизи установки за один импульс.

Радиационная обстановка, ожидаемая в пультовой и зоне обслуживания криогенного оборудования за биологической защитой, примерно соответствует норме.

В гиротронном зале около ворот, ведущих в экспериментальный зал, отмечается превышение среднего уровня, приемлемого для «стандартного» дейтериевого, в несколько раз. Впрочем, присутствие персонала в этом помещении во время импульса не предполагается. Что касается вспомогательного персонала, то средние допустимые значения эквивалентной дозы в этой зоне могут быть превышены на ~1 порядок величины при регулярном радиационном воздействии, возникающем в рассматриваемом дейтериевом режиме, в течение всей кампании.

Для основного персонала такое превышение ожидается, если установка постоянно эксплуатируется на форсированных режимах с увеличенным нейтронным выходом при отсутствии дополнительных элементов радиационной защиты.

**Мощность дополнительного нагрева и флюенс нейтронов.** Как отмечалось ранее, на втором этапе модернизации установки предполагается подключение дополнительных систем внешнего нагрева плазмы. При этом выход термоядерных нейтронов ( $Y_n$ ) может возрасти в ~10 раз. Во столько же раз могут возрасти и дозовые нагрузки. Поскольку эквивалентная доза  $D$  фактически пропорциональна флюенсу нейтронов:

$$D \sim Y_n \tau, \quad (18)$$

одной из очевидных мер по снижению интегральной дозы является сокращение длительности  $\tau$  и частоты импульсов, сопровождаемых выходом нейтронов, а также регламентация времени пребывания персонала в контролируемых зонах.

**Геометрия облучения.** Целесообразно напомнить, что в случае, хотя и менее вероятного, облучения параллельным пучком моноэнергетических частиц, например, при нахождении человека в момент импульса в проёме двери пультовой или напротив ворот, или отверстия в биологической защите в гиротронном зале эффективность радиационного воздействия возрастёт. В такой ситуации расчётные оценки

эквивалентных доз от нейтронов и фотонов, приведённые в табл. 4, должны быть увеличены соответственно в  $\sim 2$  и  $1,2—1,6$  раза.

**ДТ-компонент нейтронного источника.** С целью повышения надёжности полученных расчётных оценок выполнены варианты расчёты и рассмотрены возможные дополнительные меры по защите «слабых мест» в радиационной защите. Они, в частности, показали, что уменьшение величины  $14,1\text{-МэВ}$ -ного компонента в источнике термоядерных нейтронов при плохом удержании трития приводит к снижению общего дозового уровня как вблизи установки, так и за биологической защитой. При полном отключении этого компонента мощность нейтронного источника уменьшается в 2 раза (в нашем случае до  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  нейтронов энергией  $2,45\text{ МэВ}$  за импульс). При этом потоки быстрых нейтронов и  $\gamma$ -излучения уменьшаются в разных зонах системы соответственно в 2 и 3 раза.

Таким образом, можно ожидать, что в целом ряде экспериментов ожидаемая эквивалентная доза за импульс может быть в действительности в  $\sim 2,5$  раза ниже значений, указанных в табл. 8.

**Защитные двери, ворота, промежуточные стены здания.** Для того чтобы гарантированно обеспечить более низкий уровень дозовых нагрузок для персонала, обслуживающего дейтериевый режим, рассмотрены варианты установки «толстых» защитных дверей в основной пультовой и дополнительных ворот за теневой защитой в проходе из экспериментального зала в гиротронный зал (см. рис. 14). Поскольку основной вклад в величину суммарной дозы в зонах за биозащитой вносят нейтроны, в качестве эффективного замедлителя и поглотителя нейтронов для таких дверей и ворот был выбран борированный полиэтилен (табл. 10).

Таблица 10. Борированный полиэтилен (плотность  $0,96\text{ г/см}^3$ , включая  $0,06\text{ г/см}^3$  бора естественного обогащения)

Параметр	Основные элементы			
	C	H	$^{10}\text{B}$	$^{11}\text{B}$
Ядерная плотность, использованная в расчётах, $10^{24}\text{ см}^{-3}$	0,0385	0,0771	0,00064	0,00262

Предполагалось, что двери и ворота общей толщиной  $\sim 30$  см выполнены из двух стальных листов толщиной 1 см, а пространство между ними заполнено борированным полиэтиленом. Расчёты показывают, что эффективная доза в пультовой за такой дверью при полном выходе до  $1 \cdot 10^{15}$  нейтронов за импульс может быть снижена с  $9\text{ мкЗв}$  (табл. 8) до  $0,5\text{ мкЗв}$ . В остальной части пультовой она сохраняется на уровне  $2,3\text{ мкЗв}$ . В гиротронном зале вблизи ворот толщиной 30 см из борированного полиэтилена величина дозы уменьшается со  $100\text{ мкЗв}$  до  $\sim 2\text{ мкЗв}$ , а на расстоянии 3 и 10 м от ворот соответственно с 6 и  $0,3\text{ мкЗв}$  за импульс до  $\sim 0,1\text{ мкЗв}$ . Последнее значение соответствует ситуации, когда проём в стене между экспериментальным и гиротронным залом вообще отсутствует. Ворота эквивалентной толщины, выполненные из бетона, оказываются в  $\sim 2$  раза более тяжёлыми, так как плотность бетона  $\sim 2,3\text{ г/см}^3$ , и в 6 раз менее эффективными. В этом случае доза у ворот, на расстоянии 3 и 10 м при однократном импульсе составляет соответственно  $\sim 15, 1,0$  и  $0,1\text{ мкЗв}$ .

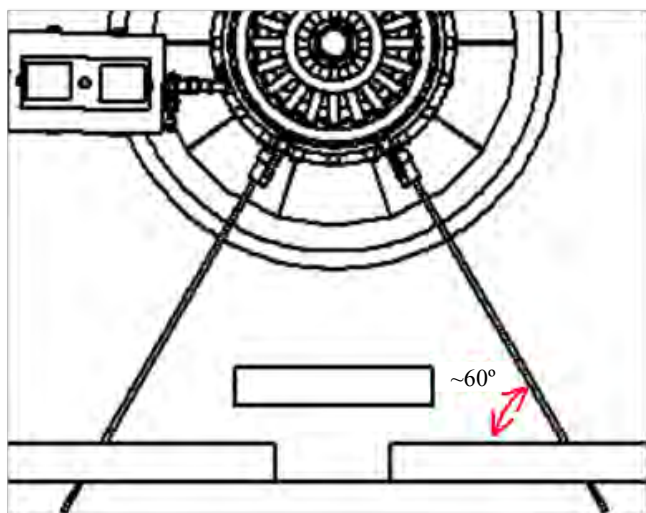


Рис. 17. Схема проходки каналов передачи СВЧ-мощности сквозь биологическую защиту

**Отверстия в боковой защите.** Предварительная оценка «стриминга» — прохождения излучения по каналам в биологической защите выполнена на примере волноводов системы ВЧ-нагрева. Предполагалось, что четыре цилиндрических канала диаметром 100 мм, расположенные один над другим и выходящие из гиротронного зала, направлены на центральную ось установки и пронизывают боковую биологическую защиту под углом  $\sim 60^\circ$  (рис. 17).

Поскольку межканальное пространство предполагалось заполнить свинцовой дробью и полиэтиленом, интерференция каналов должна быть незначительна. При этом вклады каждого из каналов в результирующую величину потока излу-

чения в рамках такого предварительного рассмотрения можно считать аддитивными. Используя известное соотношение Саймона и Клиффорда [50]

$$F(L) = F(0)(D/L)^2/8, \quad (19)$$

можно оценить ослабление потока излучения  $F(L)/F(0)$  вдоль канала в зависимости от его диаметра  $D$  и длины  $L$ . На выходе из стены биологической защиты оно составляет примерно  $3 \cdot 10^{-3}$ . Соответственно эквивалентная доза, ожидаемая на выходе из четырёх каналов,  $\sim 19$  мкЗв, что не превышает допустимого значения. Впрочем, присутствие персонала вблизи волноводов во время импульса не предполагается вовсе. На расстоянии  $>1$  м от стены вдоль оси каналов вклад в дозу, обусловленную прохождением излучения по каналам, уменьшается до  $<6$  мкЗв.

**Верхняя «тенева защита».** Следует напомнить, что изначально в проекте [43] предусматривался, хотя и не был реализован, вариант так называемой верхней биологической защиты. Как показано на рис. 18, установка Т-15 могла бы быть окружена незамкнутой бетонной защитой в виде беспотолочного бокса («тенева защита»).

Эффективная толщина такой защиты, выполненной из стали, обычного и борированного полиэтилена, составляла 36 см. Кроме того, сверху эта конструкция должна была быть покрыта слоем свинца толщиной 5 см. Над ограничительной диафрагмой и на пути возможного распространения тормозного  $\gamma$ -излучения, возникающего в ускорительных разрядах, были предусмотрены локальные защитные элементы из свинца толщиной  $\sim 4$  см. Предварительный [1] и последующий анализы [2] показали, что такая защитная композиция, несмотря на значительный вес ( $\sim 220$  т), не может быть полноценной. В «тени» верхней защиты потоки нейтронов и фотонов над установкой всего в 4—8 раз ниже, чем при её отсутствии. Низкая эффективность защиты является следствием утечки излучения из зоны источника ниже ограниченных по высоте боковых стенок «шляпы» и его отражения от окружающих конструкций, боковой биологической защиты и стен здания. Фактически об этом же свидетельствуют результаты, приведённые в [44].

**Отражение от боковых стен.** Важная роль отражения излучения от окружающих стен показана при анализе радиационной обстановки в зале с криогенным оборудованием, в котором, как и в основной пультуевой, во время работы установки предполагается присутствие обслуживающего персонала. Согласно рис. 8 криогенный зал отделён от экспериментального зала биологической защитой, ограниченной по высоте  $\sim 8,8$  м. В результате отражения излучения от верхних участков стен здания, расположенных над боковой защитой, последняя не реализует в полной мере свои защитные возможности и фактически является «тенева» защитой. В самом деле, согласно расчётам, ни увеличение толщины боковой биозащиты, ни укладка с обеих сторон дополнительных свинцовых блоков не приводят к сколько-нибудь существенному изменению радиационной обстановки за её пределами. Следует заметить, что свинец как эффективный поглотитель  $\gamma$ -излучения не является таковым для быстрых нейтронов, следовательно, и для вторичного  $\gamma$ -излучения, порождаемого при радиационном захвате нейтронов в толще радиационной защиты.

В то же время выравнивание высоты биозащиты и стен здания, а также их полное удаление, устраняющее возможность отражения, приводит к уменьшению потоков нейтронного и  $\gamma$ -излучения, а также соответствующих им радиационных доз в зале криогенного оборудования почти на четыре порядка величины.

**«Тонкое» перекрытие экспериментального зала.** Из-за имеющихся пространственных и технических ограничений установка над Т-15 полноценной, «толстой» радиационной защиты, по-видимому, не представляется возможной. Для проверки эффективности «тонких» защит рассмотрены варианты, вклю-

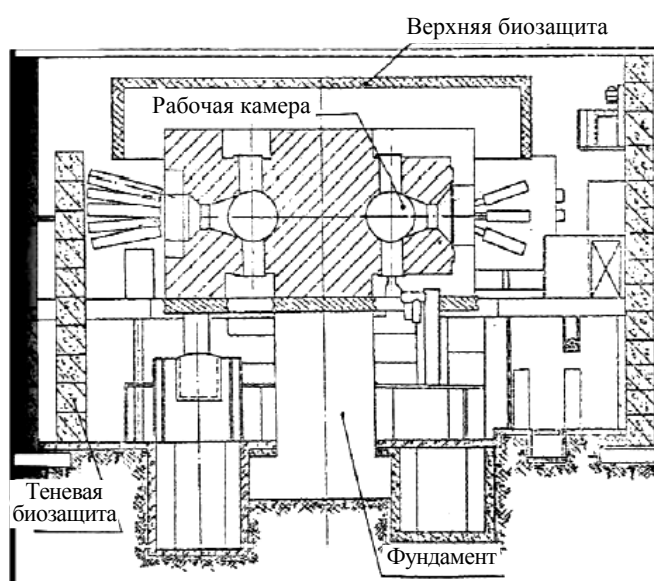


Рис. 18. Схема экспериментального зала Т-15 с верхней биозащитой [43]

чающие дополнительные слои из различных материалов, полностью перекрывающие экспериментальный зал, как показано пунктиром на рис. 12. Наряду с обычным бетоном и борированным полиэтиленом в число материалов для перекрытия включено дерево по аналогии с ASDEX. По некоторым сведениям, на ASDEX имеется дополнительный раздвижной потолок из дерева, устанавливаемый над установкой на период экспериментов с дейтерием. Основные характеристики древесины:

Химическая формула целлюлозы . . .	$(C_6H_{10}O_5)_n, n = 6000—14\ 000$			
Стандартная влажность при 20 °С, % . . .	15			
Плотность дуба, г/см <sup>3</sup> . . .	0,69 (включая 0,1 г/см <sup>3</sup> воды)			
Основные элементы . . .	С	О	Н	N
Весовое содержание, % . . .	49,6	44	6	0,3
Ядерная плотность дерева, использованная в расчётах, 10 <sup>24</sup> см <sup>-3</sup> . . .	0,0131	0,0144	0,0288	0,0001

Изменение расчётных доз за импульс над установкой и в зале с криогенным оборудованием, расположенным за теневой биозащитой, в результате применения перекрытия толщиной 10 см из различных материалов иллюстрирует табл. 11.

Т а б л и ц а 11. Эквивалентные дозы облучения за один DD-импульс длительностью 1 с, мкЗв, при наличии верхнего перекрытия из дерева толщиной 10 см (полный выход нейтронов  $1 \cdot 10^{15}$  н/с)

Материал	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Эквивалентная доза, мкЗв/импульс				В «крио-зале»
		Над установкой				
		под перекрытием	над перекрытием	на крыше		
Перекрытие (отсутствует)	0	~7000	~6000	5100—1500	~23	
Дерево (дуб)	0,69 (в том числе 0,10 воды)	5600	1400	1060—400	~11	
Бетон	2,3	7400	1540	1080—320	~10	
Борированный полиэтилен	0,95 (в том числе 0,06 бора)	5200	520	490—210	~3	

Эффективность дерева как материала защиты от быстрых нейтронов и фотонов невелика и примерно соответствует эффективности слоя бетона эквивалентной толщины, хотя и значительно легче и, возможно, дешевле. Свинец как материал верхней дополнительной защиты здесь не рассматривался из-за высокого удельного веса при малой эффективности по отношению к быстрым нейтронам.

Наиболее эффективным из рассмотренных материалов представляется борированный полиэтилен (см. табл. 11). Слой толщиной 10 см из такого материала снижает уровень эквивалентной дозы непосредственно над установкой, а также за боковой биозащитой почти на порядок величины. При плотности, близкой к 1 г/см<sup>3</sup>, и площади ~710 м<sup>2</sup> вес такого перекрытия составляет около 70 т. Более толстый потолок толщиной 20—30 см может полностью устранить ограничения в работе с дейтерием, даже и при повышенном в 10 раз выходе термоядерных нейтронов.

## ПОЛЯ РАССЕЙНИЯ

«Свечение неба». Как отмечалось, при отсутствии какой-либо радиационной защиты над установкой «столб» нейтронов и фотонов, направленный вверх, является основным источником излучения, определяющего радиационные условия за боковой биологической защитой в момент нейтронного импульса. Помимо рассеяния от вышестоящих стен здания, нейтроны могут частично рассеяться также от атмосферного воздуха и земной поверхности (грунта), создавая тем самым повышенный радиационный фон, отличный от естественного, как в самом здании, так и за его пределами. В свою очередь, нейтроны, захваченные за пределами здания, могут породить дополнительный источник вторичных  $\gamma$ -квантов. Задачу о расчёте дозы от рассеянного вверх излучения, выполненную в рамках настоящей работы, согласно принятой терминологии [51] будем называть задачей «скайшайн» (skyshine — свечение неба), а расчёт дозы от вторичного фотонного излучения, образующегося при захвате рассеянных нейтронов в окружающей среде, — задачей о «квасискайшайн» [44].

**Естественный радиационный фон у земной поверхности.** Средний радиационный фон естественного и искусственного происхождения на земной поверхности согласно [51] составляет ~0,1 и ~0,4 мкЗв/ч соответственно. Часть радиационного фона, обусловленная нейтронами космического происхождения, оценивается  $\sim 2,5 \cdot 10^{-3}$  мкЗв/ч [52]. При этом полный поток нейтронов составляет  $\sim 10^{-2}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>, поток быстрых нейтронов  $7 \cdot 10^{-3}$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> [53]. Для последующего сравнения необходимо отметить, что средний фон, регистрируемый у проходной НИЦ «Курчатовский институт», составляет ~10 мкР/ч (0,1 мкЗв/ч), а соответствующая годовая эквивалентная доза — около 900 мкЗв.

**Рассеяние от столба воздуха над установкой.** Для предварительной оценки влияния рассеяния от столба воздуха над установкой, в том числе и за пределами здания в вертикальном направлении, был рассмотрен вариант с плотностью воздуха, искусственно завышенной на порядок величины:

Плотность атмосферы, г/см <sup>3</sup> . . .	1,23·10 <sup>-3</sup>				
Молекулярная масса воздуха . . .	~29				
Плотность паров воды при влажности 70% (15 °С), г/см <sup>3</sup> . . .	~1·10 <sup>-5</sup>				
Основные компоненты . . .	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H	Ar	CO <sub>2</sub>
Объём, % . . .	78,1	20,9	5·10 <sup>-5</sup>	0,93	0,03

В результате рассеяния от плотного воздуха над установкой потоки нейтронов и  $\gamma$ -излучения в зоне, соответствующей криогенному залу, возросли в среднем на 30%. Эквивалентная доза также возросла, однако не превысила допустимого уровня ~30 мкЗв.

**Мгновенные дозы на большом удалении от источника.** Для оценки мощности эквивалентной дозы  $D(r)$  на поверхности земли в зависимости от расстояния  $r$  от удалённого источника до детектора воспользуемся аппроксимационным соотношением

$$D(r) = N_s Q_i(E_n, \theta) / \text{rexp}(-B_i, \theta) r \quad [54]. \quad (20)$$

Это соотношение учитывает мощность источника мгновенных нейтронов  $N_s$ , их энергию  $E_n$ , а также включает нормировочные коэффициенты  $Q_i$  и факторы ослабления  $B_i$  для первичных ( $i = n$ ) и вторичных ( $i = \gamma$ ) частиц, зависящие от угла коллимации  $\theta$  (рис. 19).

Оценки доз от рассеянного излучения выполнены с использованием геометрических факторов  $Q_i(E_n, \theta)$  и  $B_i(E_n, \theta)$ , предварительно рассчитанных в [54—56] и приведённых в [51]. При этом предполагалось, что какой-либо защитный слой или крыша над установкой отсутствует, высота биологической защиты составляет ~8,8 м, объёмный источник нейтронов расположен на уровне ~2—5 м относительно поверхности земли. При таких предположениях угол коллимации относительно вертикальной оси установки составляет 42—66°.

Пространственное распределение мгновенных эквивалентных доз от рассеянного излучения в момент дейтериевого импульса на Т-15М, рассчитанное с помощью программы SKYSHINE-KSU [57], показано на рис. 20 как функция расстояния от оси установки.

Отдельно показаны зависимости для обоих компонентов первичных нейтронов и вторичных захватных  $\gamma$ -квантов, образующихся за пределами здания. Как и в других разделах данной статьи, мощность источника  $N_s$  при однократном дейтериевом импульсе составляла  $5 \cdot 10^{14}$  DD-нейтронов (2,45 МэВ) и  $5 \cdot 10^{14}$  DT-нейтронов (14,1 МэВ).

**Рассеянное излучение как ограничивающий фактор.** При анализе радиационной обстановки за пределами здания вместо критериев для персонала, обслуживающего Т-15, использовались на порядок величины более строгие дозовые пределы, установленные для населения и относящиеся также к сотрудникам НИЦ «Курчатовский институт», не участвующим в экспериментах (~1 или <5 мЗв/год [48]).

Согласно распределениям, показанным на рис. 20, абсолютные значения доз на расстоянии 100 м достигают ~60 и ~100 мкЗв за импульс соответственно от DD- и DT-компонентов нейтронного источника. Надо заметить, что они превышают уровни доз в помещениях вблизи установки, обусловленные про-

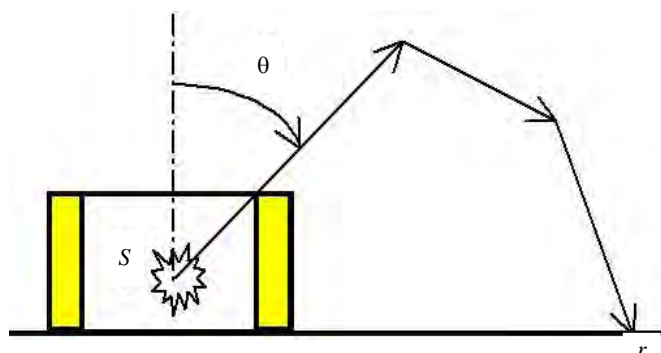


Рис. 19. Геометрия задачи о скайшайн

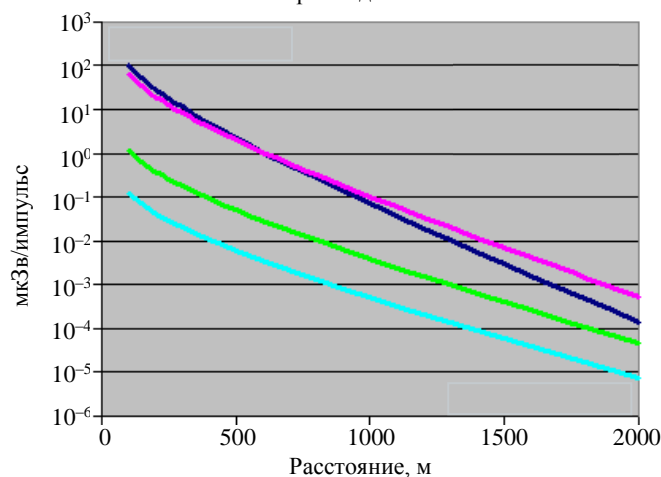


Рис. 20. Эквивалентные дозы от рассеянных нейтронов («скайшайн») и захватных фотонов («квази-скайшайн»), мкЗв: —  $n$ -DD; —  $n$ -DT; —  $g$ ( $n$ -DD); —  $g$ ( $n$ -DT)

хождением излучения через проёмы дверей и ворот в биологической защите, а также в результате отражения от ближайших стен здания, приведённые ранее. Если считать, что за 1 ч производится лишь один дейтериевый импульс, то средняя доза за импульс, эквивалентная фону  $\sim 0,1$  мкЗв/ч, характерному для территории НИЦ «Курчатовский институт», при указанном нейтронном выходе достигается лишь на расстоянии  $>1100$  м. Дозы, обусловленные вторичным (захватным)  $\gamma$ -излучением, возникающим вне здания, меньше фона уже на минимальном расстоянии от установки.

При 1000 дейтериевых импульсов указанной мощности в течение одного года предельно допустимая годовая доза для населения 1 мЗв достигается в зоне с радиусом  $<500$  м от центра установки. Как отмечается в [49], погрешность расчёта доз по указанному соотношению относительно результатов, ожидаемых при «точном» моделировании переноса излучения методом Монте-Карло, на расстоянии  $0,1 < r < 2$  км не должна превышать 30%. В действительности она, по-видимому, существенно больше из-за неопределённости в коэффициентах качества излучения и других расчётных предпосылок, принятых в [49]. Так, абсолютные значения эквивалентных доз, рассчитанные по другим аналитическим соотношениям [50], при совпадающих факторах ослабления как для нейтронов, так и для  $\gamma$ -квантов в несколько раз меньше.

Тем не менее приходится констатировать, что при отсутствии дополнительной защиты над установкой именно «скайшайн»-компонент предопределяет выбор допустимых режимов работы Т-15М с дейтерием. Понятно, что суммарная доза за кампанию может быть снижена путём регламентации операционного режима (уменьшения числа импульсов с повышенным выходом нейтронов, ограничения числа сотрудников на территории во время экспериментов), а также за счёт установки дополнительного защитного перекрытия в экспериментальном зале. В любом случае при гарантированном снижении среднего выхода нейтронов за один импульс примерно в  $\sim 100$  раз, т.е. до  $\sim 1 \cdot 10^{13}$  нейтронов, радиационных проблем, связанных с регулярной эксплуатацией Т-15М в дейтериевом режиме, вообще не возникает.

Практика показала [58], что при необходимости проведения импульсов с повышенным выходом нейтронов принципиально возможно предварительное моделирование и изучение дозовых полей экспериментальным путём на значительном удалении от установки с помощью нейтронного источника с выходом  $\sim 10^9$  н/с, установленного в экспериментальном зале.

## ОСТАТОЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Рассмотрение радиационной обстановки, связанной с остаточной («наведённой») активностью, возникающей в результате захвата нейтронов элементами конструкции установки, становится актуальным, когда интегральный флюенс нейтронов превышает  $\Phi_n \sim 10^{10}—10^{12}$  н/см<sup>2</sup>. Возникающее при этом остаточное  $\gamma$ -излучение может наложить временное ограничение или даже запрет на пребывание персонала в рабочем зале после завершения экспериментов, сопровождавшихся выходом нейтронов. Анализ скорости образования радионуклидов в материалах при импульсном воздействии нейтронов D—D-реакции, а также расчёт наведённой радиоактивности и остаточных радиационных доз, изменяющихся во времени после окончания экспериментальной кампании, проводились с помощью системы EASY [59] с привлечением результатов расчёта пространственно-энергетического распределения нейтронов, частично представленных ранее.

**Источники наведённой активности.** Как уже отмечалось ранее, основным источником остаточной активности элементов конструкции установки является радиационный ( $n, \gamma$ ) захват, вероятность которого достаточно велика при замедлении нейтронов в «оптически» толстых обмотках тороидального поля и в биологической защите. Другими источниками являются пороговые ( $n, p$ )- и ( $n, \alpha$ )-реакции. Их вероятность примерно одинакова для нейтронов высоких энергий DD- и DT-спектра. По результатам активационного анализа материалов, используемых в Т-15М, определены основные источники наведённой активности, от которых фактически и зависят условия доступа обслуживающего персонала к установке в период между импульсами и по завершении кампании (табл. 12).

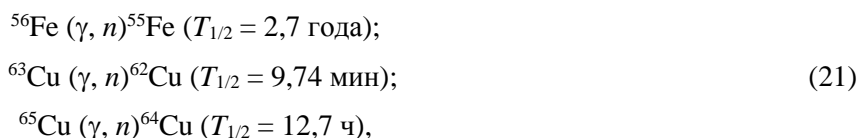
Поскольку остаточная активность графитового покрытия первой стенки незначительна, в промежутках между импульсами основными источниками остаточной активности представляются сравнительно короткоживущие нуклиды  $^{64}\text{Cu}$ , образующиеся в меди, входящей в состав бронзы, а также  $^{56}\text{Mn}$ , образующийся на одном из основных изотопов железа в составе стали. По завершении эксплуатации установки наиболее важным является  $^{58}\text{Co}$ , образующийся из никеля, входящего в состав стали в количестве

Т а б л и ц а 12. Основные источники наведённой активности

Материал	Нуклид	Период полураспада	Реакция образования
Бронза	<sup>64</sup> Cu	12,7 ч	<sup>63</sup> Cu( <i>n</i> , $\gamma$ ) <sup>64</sup> Cu
	<sup>60</sup> Co	5,268 года	<sup>65</sup> Cu( <i>n</i> , 2 <i>n</i> ) <sup>64</sup> Cu
Сталь	<sup>56</sup> Mn	2,58 ч	<sup>63</sup> Cu( <i>n</i> , $\alpha$ ) <sup>60</sup> Co
	<sup>58</sup> Co	70,78 дней	<sup>56</sup> Fe( <i>n</i> , <i>p</i> ) <sup>56</sup> Mn
	<sup>60</sup> Co	5,268 года	<sup>56</sup> Fe( <i>n</i> , <i>np</i> ( <i>d</i> )) <sup>56</sup> Mn
			<sup>55</sup> Mn( <i>n</i> , $\gamma$ ) <sup>55</sup> Mn
			<sup>58</sup> Ni( <i>n</i> , <i>p</i> ) <sup>58</sup> Co
			<sup>59</sup> Co( <i>n</i> , $\gamma$ ) <sup>60</sup> Co

~12 вес. %. В более продолжительные периоды времени, связанные с возможной в будущем разборкой установки, доминирует <sup>60</sup>Co. Он появляется из примесного <sup>59</sup>Co, сопровождающего никель как необходимый компонент нержавеющей стали. По этой причине в последующих расчётах по аналогии с Toge Supra [60] и ИТЭР [61] была принята концентрация кобальта ~0,05 вес. % (или ~470 млн<sup>-1</sup>(ат.)), пониженная относительно ~2000 млн<sup>-1</sup>(ат.), характерных для обычной стали.

Другие, более «экзотические» нуклиды, которые могут появиться в элементах конструкции и материалах, вообще говоря, требуют отдельного рассмотрения. Например, долгоживущий <sup>108m</sup>Ag может образоваться из серебра, присутствующего в сварных соединениях, а боросодержащие покрытия фарадеевских экранов систем ионно-циклотронного нагрева могут быть активированы протонами высоких энергий. Однако при анализе радиационной обстановки в целом они не играют большой роли и не определяют условия обслуживания. В ускорительных режимах потенциальными источниками наведённой радиоактивности являются фотоядерные реакции



вызванные тормозными фотонами, образующимися при замедлении «убегающих электронов» в стали и бронзе. Однако последствия этих реакций здесь детально не рассматриваются, так как по приведённым оценкам (см. табл. 3) полный выход фотонейтронов в результате всех срывов тока и ожидаемая остаточная активность, вызванная фотонейтронами в конце экспериментальной кампании, почти на два—три порядка величины ниже значений, рассчитанных для дейтериевого режима.

**Мощность остаточной дозы после короткой серии дейтериевых импульсов.** Результаты расчётов максимальной мощности контактной дозы на внешней поверхности камеры по окончании одиночного дейтериевого импульса за 1 с и серии из 10 импульсов за одни сутки, когда пауза между импульсами составляла 2 ч 24 мин, приведены в табл. 13.

Т а б л и ц а 13. Контактная доза на внешней поверхности камеры после одного и 10 дейтериевых импульсов в сутки

Параметр	Условия облучения					
	<i>n</i> —DD	<i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD + <i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD	<i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD + <i>n</i> —DT
Источник нейтронов	<i>n</i> —DD	<i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD + <i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD	<i>n</i> —DT	<i>n</i> —DD + <i>n</i> —DT
Выход нейтронов за импульс	5·10 <sup>14</sup>	5·10 <sup>14</sup>	1·10 <sup>15</sup>	5·10 <sup>14</sup>	5·10 <sup>14</sup>	1·10 <sup>15</sup>
Полный поток нейтронов, см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	1,9·10 <sup>9</sup>	1,9·10 <sup>9</sup>	3,8·10 <sup>9</sup>	1,9·10 <sup>9</sup>	1,9·10 <sup>9</sup>	3,8·10 <sup>9</sup>
Материал	Бронза			Сталь (0,05 вес. % Co)		
Одиночный DD-импульс, 1 с						
Время после остановки	Мощность контактной дозы, мкЗв/ч					
0	93	194	287	33	88	121
1 ч	5	6	11	22	24	46
8 ч	3,1	3,1	6,2	3,3	3,7	7,0
1 сут	1,3	1,3	2,6	0,05	0,06	0,11
10 импульсов в сутки, (1 с + 2,4 ч)10						
Время после остановки	Мощность контактной дозы, мкЗв/ч					
0	116	217	333	64	123	187
1 ч	28	29	57	46	52	98
8 ч	19	19	38	7	8	15
1 сут	8	8	16	0,14	0,24	0,38

Основным излучателем во время такого короткого дейтериевого эксперимента являются радионуклиды, образовавшиеся в меди. При равенстве DD- и DT-компонентов в источнике термоядерных нейтронов D—D-реакции вклад нейтронов энергией 2,45 МэВ в суммарную мощность дозы остаточного  $\gamma$ -излучения в разные моменты времени составляет от 30 до 50%. С удалением от поверхности камеры остаточная мощность дозы уменьшается так, что уже на внешней поверхности обмоток она в 3—5 раз меньше.

По результатам расчётов такой короткой серии дейтериевых импульсов с выходом  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  н/импульс можно заключить, что доступ в экспериментальный зал возможен примерно через час после её окончания, а постоянная работа по обслуживанию установки без каких-либо ограничений для персонала — через 8 ч.

**Условия по завершении экспериментальной кампании.** По мере накопления долгоживущих изотопов при увеличении числа последовательных импульсов с дейтерием радиационная обстановка изменяется. Однако вблизи установки, это изменение не слишком велико.

Представление о радиационной обстановке в экспериментальном зале при регулярной работе с дейтерием около месяца дают результаты расчёта кампании из 200 последовательных дейтериевых импульсов (импульс 1 с + пауза 2,4 ч). Полный выход нейтронов за этот период составил  $2 \cdot 10^{17}$ . В табл. 14 приведена зависимость контактной дозы от времени «расхолаживания» после такой серии. Для наглядности эти зависимости показаны также на рис. 21. Как и следовало ожидать, мощность контактной дозы сразу после остановки для бронзы практически не зависит от числа импульсов.

Мощность дозы у стальной поверхности выросла по сравнению с результатами для короткой серии импульсов в  $\sim 1,7$  раза. С течением времени остаточная активность стали становится преобладающей (см. рис. 21), так как определяется сравнительно долгоживущими  $\gamma$ -излучателями  $^{58}\text{Co}$  ( $\sim 0,98$  МэВ) и  $^{60}\text{Co}$  ( $\sim 2,50$  МэВ). Однако абсолютная величина мощности дозы уже через 1 сут становится в 10 раз ниже допустимого уровня. Через 6—12 мес мощность дозы достигает фоновых значений.

Т а б л и ц а 14. Контактная доза на внешней поверхности камеры после 200 дейтериевых импульсов за 20 сут (при выходе  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  DD + DT-нейтр./импульс)

Время после остановки	Бронза	Сталь (0,05 вес. % Co)
0	360	310
30 мин	320	170
1 ч	80	150
8 ч	50	24
1 сут	20	2
2 сут	6	1,4
4 сут	0,5	1,3
8 сут	0,05	1,1
30 сут	0,04	1,0
6 мес	0,03	0,3
1 год	0,03	0,1

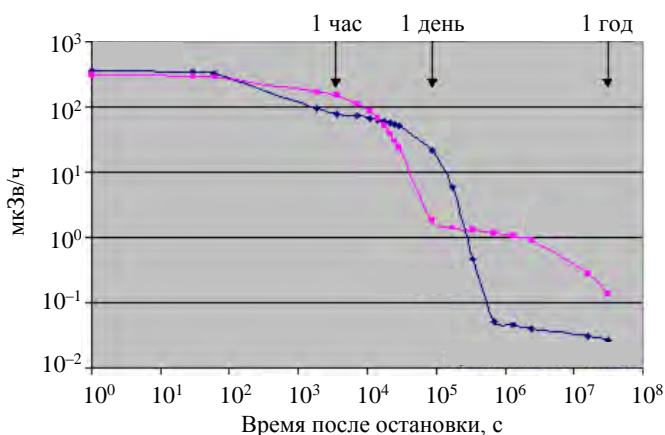


Рис. 21. Зависимость контактной мощности дозы в камере от времени «расхолаживания» после 200 дейтериевых импульсов в течение 20 сут: ■ — сталь; ◆ — бронза

Обычно одним из основных вопросов, связанных с облучением экспериментальных установок, является возможность их разборки и замены конструктивных элементов минимальными средствами, т.е. без привлечения дистанционного оборудования. Общепринятым, хотя и неофициальным, критерием для обязательного дистанционного обслуживания считается величина предельной мощности дозы  $\sim 1$  P/ч, или  $\sim 10^4$  мкЗв/ч. Для установок Tore Supra, JET и ИТЭР, в которых, как и в Т-15МД, в качестве одного из конструктивных материалов используется нержавеющая сталь, этому пределу примерно соответствует интегральный выход нейтронов  $\sim 10^{20}$  в

год, рассчитанный соответственно в [60], [62] и [42]. Интегральная энергия дейтериевого синтеза при этом оценивается  $\sim 100$  МДж. Поскольку предполагаемый интегральный выход нейтронов в течение времени жизни Т-15МД намного ниже, проблем, связанных с необходимостью её дистанционной разборки, не предвидится.

**Тритий.** Как уже отмечалось, расчёты мгновенных доз от дейтериевого импульса выполнены в предположении, что тритий, образующийся в DD-реакции, полностью выгорает, увеличивая тем самым источник нейтронов и остаточную активность элементов конструкции. В противоположном случае тритий, оседая на поверхностях или выходя за пределы системы в окружающую атмосферу (например, при замене внутрикамерных элементов), сам по себе является радиационным источником, требующим отдельного рассмотрения.

Исходя из принятой в табл. 2 расчётной интенсивности D—D-реакций, скорости образования трития в дейтериевой плазме  $\sim 5 \cdot 10^{14}$  ядер Т/с ( $\sim 1,5 \cdot 10^7$  см $^{-3} \cdot$ с $^{-1}$ ), а также полной длительности реакции  $\sim 1000$  с, оценим максимальную наработку трития за кампанию как

$$5 \cdot 10^{14} \text{ ядер Т/с} \cdot 1000 \text{ с} = 5 \cdot 10^{17} \text{ ядер Т} = 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ г.} \quad (22)$$

Эквивалентная активность такого количества трития (без учёта его распада за кампанию, так как  $1000 \text{ с} \ll T_{1/2} = 1,3$  года) равна  $\sim 10^9$  Бк, или 0,024 Ки. Согласно оценке, приведённой в [63], это примерно в 40 раз меньше годовой наработки трития в исследовательском ядерном реакторе НИЦ «Курчатовский институт» тепловой мощностью 2 МВт. Приведённое значение максимальной активности трития не превышает минимально значимую активность трития в помещении или на рабочем месте  $1 \cdot 10^9$  Бк, установленную Нормами радиационной безопасности НРБ-99/2009 [48].

При максимальном удержании и частичном выгорании трития его остаточная активность может составить около 30% от указанной величины. Выход трития, накопившегося, в основном, в графитовом покрытии, возможен лишь при разгерметизации камеры, которая в плановом режиме может проводиться один раз в полгода.

Выход трития в рабочее помещение объёмом  $\sim 3000$  м $^3$ , даже при отсутствии разбавления при вентиляции и без учёта его распада и частичного выгорания, значительно, на несколько порядков величины ниже допустимых объёмных значений для газообразного трития, тритированного метана и паров тритированной воды ([48], табл. П-1 и П-4).

На основании приведённых оценок можно сделать вывод об отсутствии тритиевой опасности при реализации дейтериевого режима при работе с плазмой повышенных параметров на когда-либо возможном в дальнейшем продвинутом этапе работы Т-15МД.

**Активация воздуха в экспериментальном зале.** Одним из моментов, который может вызывать озабоченность при работе на токамаке с выходом нейтронов, представляется образование в атмосферном воздухе рабочего помещения  $^{41}\text{Ar}$  согласно реакции



(более подробно об активации воздуха см. в [64]).

В Нормам радиационной безопасности [48] в качестве минимальной радиоактивности  $^{41}\text{Ar}$ , не требующей обязательной регламентации, зафиксирован нижний предел  $\sim 1 \cdot 10^9$  Бк, допустимый на рабочем месте в любое время.

Оценка скорости образования  $^{41}\text{Ar}$  на Т-15М выполнена для одиночного односекундного дейтериевого импульса, поскольку для рассматриваемого здесь сценария концентрация  $^{41}\text{Ar}$  никогда не достигает насыщения. Распад аргона и вентиляция воздуха так же, как и при анализе тритиевой активности, во внимание не принимались.

Объём рабочего помещения принимался равным  $\sim 3 \cdot 10^3$  м $^3$ , средний поток нейтронов  $\sim 3 \cdot 10^8$  см $^{-2} \cdot$ с $^{-1}$ , осреднённое по спектру нейтронов сечение  $(n, \gamma)$ -реакции  $\sim 29$  мб, начальная концентрация  $^{40}\text{Ar}$  в воздухе 0,93 об.% ( $\sim 1,6 \cdot 10^{-5}$  г/см $^3$ ).

При указанных предпосылках полная активность  $^{41}\text{Ar}$ , наведённая за один импульс, не превышает  $\sim 1 \cdot 10^6$  Бк, что значительно ниже приведённого минимально допустимого значения. С учётом вентиляции, скважности и перерывов в работе она практически не должна увеличиваться в течение всей экспериментальной кампании, даже и в серии последовательных импульсов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Два из предполагаемых режимов работы Т-15, а именно ускорительный режим, развивающийся при срыве тока плазмы ( $\sim 0,5 - 1$  МА), и дейтериевый режим с внешним нагревом плазмы D-образного сечения рассмотрены с точки зрения возможности их реализации при соблюдении требований радиационной безопасности. Получена система самосогласованных параметров, связывающих выбранные плазмофизические характеристики Т-15МД и интенсивности источников излучения. Проанализирована пространственная структура полей излучения, получены оценки мощности эквивалентных доз, ожидаемых в различных точках вблизи установки, в экспериментальном зале и за его пределами.

В ускорительном режиме радиационные условия вблизи установки определяются тормозным  $\gamma$ -излучением в результате взаимодействия пучка релятивистских электронов со стенкой камеры токамака. Интенсивность источника тормозного излучения в зависимости от величины тока в плазме перед началом развития срыва может достигать  $10^{15}$   $\gamma$ -квантов, а сопровождающий их выход фотонейтронов до  $10^{13}$  за один срыв.

В дейтериевом режиме основным источником излучения, определяющим радиационную обстановку во время разряда, являются термоядерные нейтроны. Суммарный выход DD- и DT-нейтронов за один импульс может достигать величины  $\sim 10^{15}$ , при максимальной проектной мощности внешнего нагрева 20 МВт на второй стадии реализации проекта —  $\sim 10^{16}$  нейтронов за импульс.

Анализ показал, что в экспериментах с дейтерием операционные дозы при указанных значениях интенсивности источников излучения не выходят за пределы норм, установленных для персонала. Вместе с тем показано, что из-за отсутствия над установкой Т-15МД верхней радиационной защиты основным фактором, ограничивающим допустимый выход нейтронов, является излучение, рассеянное от атмосферного воздуха и от поверхности земли. При таких обстоятельствах радиационная обстановка за пределами здания с установкой Т-15МД регламентируется более строгими нормами радиационной безопасности, относящимися к сотрудникам НИЦ «Курчатовский институт», не участвующим в экспериментах, и населению. Данное ограничение снимается в случае снижения выхода термоядерных нейтронов до уровня  $10^{13}$  частиц за один дейтериевый импульс в 1 ч. Эта величина примерно соответствует ожидаемому выходу фотонейтронов в ускорительном режиме и типична для текущих экспериментов с дейтерием на Т-10 и на других установках масштаба Т-15МД.

Однако ограниченное число дейтериевых экспериментов, сопровождаемых выходом  $\sim 10^{14} - 10^{15}$  нейтронов за импульс, не является запрещённым даже и без дополнительных материальных вложений в радиационную защиту.

Для оценки радиационных условий при обслуживании установки между импульсами и после её полной остановки выполнен расчёт активации и остаточной активности элементов конструкции, подверженных нейтронному облучению в импульсном режиме, а также скорости образования и активности трития как одного из продуктов D—D-реакции.

Показано, что доступ в экспериментальный зал возможен примерно через 1 ч, а постоянная работа по обслуживанию установки без ограничений для персонала — через 8 ч по окончании серии ежедневных дейтериевых импульсов с выходом  $\sim 1 \cdot 10^{15}$  н/импульс. Необходимости использования дистанционного оборудования для разборки камеры токамака по завершении дейтериевой кампании, сопровождаемой полным выходом  $\sim 10^{18}$  нейтронов, не возникает. Полная остаточная активность трития при реализации дейтериевого режима не превышает установленных норм.

Даны некоторые рекомендации по возможному усилению верхней и боковой радиационной защиты на последующих этапах проекта.

При разработке регламента стационарных режимов длительностью  $\sim 1000$  с потребуются более детальный анализ скорости образования трития, времени его удержания и выгорания, а также трёхмерное численное моделирование транспорта нейтронов и  $\gamma$ -излучения в здании с установкой Т-15МД и за его пределами и, возможно, экспериментальное изучение радиационной обстановки с использованием внешнего источника нейтронов.

Вместе с тем уже развёрнутое многоэтажное жилищное строительство в непосредственной близости от границы санитарной зоны НИЦ «Курчатовский институт» [65], вероятно, предопределил отказ от дальнейших планов модернизации установки и продвинутых дейтериевых режимов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Белоков М.М., Смирнова Н.С.** Прогнозирование радиационной обстановки в различных режимах работы токамака Т-15. — Отчёт ИЯС РНЦ «Курчатовский институт», Инв. № 40/5936 (10.300), М., 1988.
2. **Хрипунов В.И.** Расчеты радиационных полей на Т-15М. Отчёт ИЯС РНЦ «Курчатовский институт», рег. № 40/6603, М., 2003.
3. **Pamela J.** JET-EFDA team overview of recent JET results and future perspectives. — In: Proc. 18th Intern. Conf. on Fusion Energy. IAEA-CN-77/PD/1, Sorrento, 2000.
4. **Lysenko S.E., Berlizov A.V. et al.** First Results from T-10 Tokamak. Report IAEA-CN-35/A 1, 1976.
5. **Заверьяев В.С., Бритвич Г.И., Лебедев В.Е., Спурны Ф., Воточкова И., Харват И.** Исследование полей ионизирующих излучений на термоядерной установке токамак-10. — Атомная энергия, 1985, т. 59, вып. 6, с. 43—46
6. **Белоков М.М., Смирнова Н.С.** Радиационные аспекты режимов с ускоренными электронами на установке Т-15: Препринт ИАЭ-4915/7. М., 1989.
7. **Frigione D. et al.** Steady improved confinement in FTU high field plasmas sustained by deep pellet injection. — In: Proc. 18th Intern. Conf. on Fusion Energy. IAEA-CN-77/PDP/4, Sorrento, 2000.
8. **Хвостенко П.П. и др.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
9. **Какурин А.М., Леонов В.М., Ноткин Г.Е., Хвостенко П.П. и др.** Основные сценарии разряда токамака Т-15М. — Там же, 2005, вып. 4, с. 53—75.
10. **Днестровский Ю.Н., Данилов А.В., Днестровский А.Ю., Лысенко С.Е., Сушков А.В., Черкасов С.В.** Режимы работы модифицированной установки Т-15. — Там же, 2013, т. 36, вып. 4, с. 45—63.
11. **Докука В.Н., Кавин А.А., Лукаш В.Э. и др.** Численное моделирование управления плазмой в модернизированном токамаке Т-15. — Там же, 2014, т. 37, вып. 3, с. 56—70.
12. **Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.M., Dnestrovskij Yu.N.** Physical program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak (brief overview). — Fusion Engineering and Design, 2015, vol. 96—97, p. 306—310.
13. **Леонов В.М.** Исследование условий получения квазистационарных режимов в токамаке Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73—79.
14. **Таблицы физических величин.** Справочник. Под ред. акад. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
15. **Hender T.C., Wesley J.C., Bialek J. et al.** Progress in the ITER physics basis. Chapter 3: MHD stability, operational limits and disruptions. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 128—202.
16. **Лукаш В.Э.** Моделирование процесса генерации ускоренных электронов в результате большого «срезания» части плазмы с потерей некоторой части ускоренных электронов. Сентябрь, 2002.
17. **Лукаш В.Э., Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р.** Программно-вычислительный комплекс ДИНА в системе MATLAB для решения задач управления плазмой токамака. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2004, вып. 1, с. 40—49.
18. **ITER Physics Basis.** — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, p. 2347.
19. **Заверьяев В.С., Лукьянов С.Ю.** Нейтронное излучение в больших токамаках. — ЖЭТФ, 1977, вып. 5 (11).
20. **Heitler W.** The Quantum Theory of Radiation, Third edition. — Oxford Clarendon Press, 1954 (В. Гайтлер. Квантовая теория излучения. Пер. с англ. Под ред. акад. Н.Н. Боголюбова. — М.: Иностранная литература, 1956).
21. **Experimental Editor.** Nuclear Physics. Segre E. Volume 1, NY-London, 1953 (Экспериментальная ядерная физика. Пер. с англ. Под ред. Э. Сегре. — М.: Иностранная литература, 1955).
22. **Физические величины.** Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
23. **Rosenbluth M.N., Putvinski S.V.** — Nuclear Fusion, 1977, vol. 39, p. 1355.
24. **Белоков М.М., Смирнова Н.С., Спурны Ф.** К вопросу об измерении потоков фотонейтронов в режимах со срывом тока плазмы на установке Т-15. Результаты первых экспериментов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1991, вып. 2, с. 63—68.
25. **Beckurts K.H., Wirtz K.** Neutron Physics, Kernforschungszentrum Karlsruhe. Springer-Verlag, Berlin—Göttingen—Heidelberg—New York, 1964 (Бекурц К., Вирц К. Нейтронная физика. Пер. с англ. — М.: Атомиздат, 1968).
26. **Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П.** Защита от ионизирующих излучений. Т. 1. Физические основы защиты от излучений. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
27. **Gill R.D. et al.** Direct observations of runaway electrons during disruptions in the JET tokamak. — Nuclear Fusion, 2000, vol. 40, p. 163.
28. **Tamai H. et al.** Runaway current termination in JT-60U. — Nuclear Fusion, 2002, vol. 42, p. 290.
29. **Reaction Thresholds Data,** Centre for Photoneuclear Experiments Data, the Moscow State University, Institute of Nuclear Physics, 2002.
30. **Experimental Nuclear Reaction Data File (EXFOR).** National Nuclear Data Centre (USA), 2007.
31. **Альхимович В.А. и др.** Результаты физического пуска установки Т-15. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1989, вып. 3, с. 3—17.
32. **Jarvis O.N. et al.** Photoneutron Production Accompanying Plasma Disruption in JET. JET-P(87) 50, 1987.
33. **Redpath W.** Safety guidelines for the design of next-generation tokamak fusion machines. — Fusion Technology, 1986, vol. 10, p. 1185—1190.
34. **Kuteev V.V., Sergeev Yu.V., Sudo S.** Emergency discharge quench or rampdown by a noble gas pellet. — Nuclear Fusion, 1995, vol. 35, p. 1167.
35. **Rea C., Granetz R.S.** Exploratory machine learning studies for disruption prediction using large Databases on DIII-D. — Fusion Science and Technology, 2018, vol. 74, p. 89—100.
36. **Леонов В.М.** Частное сообщение. ИЯС, РНЦ «Курчатовский институт», январь 2002 г.
37. **Технический проект** установки Т-15М. — М., СПб, март 2002 г.

38. **Альхимович В.А., Велихов Е.П., Вершков В.А. и др.** Инженерно-физическое обоснование реконструкции токамака Т-15. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 3, с. 3—15.
39. **Хвостенко П.П., Альхимович В.А., Велихов Е.П. и др.** Инженерно-физическое обоснование реконструкции Т-15. Доклад ИЯС РНЦ «Курчатовский институт» на Звенигородской конференции 2007 г.
40. **Аликаев В.В., Бондарчук Э.Н. и др.** Анализ нарушений нормального режима работы и аварийных ситуаций на установке Т-15. Отчет ИАЭ и НИИЭФА, Москва—Ленинград, 1988.
41. **NRL Handbook**, 1978.
42. **Khripunov V.** Nuclear Performance of the D—D phase of ITER. — *Fusion Engineering and Design*, 2000, vol. 51—52, p. 281—287.
43. **Техническое описание комплекса Т-15. Том 12. Система дозиметрии и биологической защиты**, 1988.
44. **Белоков М.М., Смирнова Н.С.** Расчётные оценки влияния верхней биологической защиты токамака Т-15 на радиационную обстановку за рабочим залом этой установки. Отчёт ИЯС РНЦ «Курчатовский институт», Инв. № 40/6032 (10.753/б), М., 1989.
45. **Проектирование составов специальных бетонов, разработка рекомендаций и авторский надзор за приготовлением и технологией укладки их в сборные и монолитные конструкции биологической защиты объекта Т-15.** Отчет предпр. п/я А-1940 ЦНИСЛ. Инв. № Ц-83-5 (125/8949), М., 1983.
46. **Alcouffe R.E., Baker R.S. et al.** DANTSYS 3.0 One-, Two-, and Three- Dimensional, Multigroup, Discrete Ordinates Transport Code System. LANL, Los Alamos. RSIC Computer Code Collection CCC-547, August 1995.
47. **Pashshenko A.B., Wienke H., Kopecky J., Sublet J.-Ch., Forrest R.A.** FENDL/A-2.0 Neutron Activation Cross Section Data Library for Fusion Applications. Version 1 of March 1996. IAEA-NDS-173, March 1997.
48. **Нормы радиационной безопасности (НРБ-99/2009).** Санитарно-эпидемиологические правила и нормативы СанПиН 2.6.1.2523-99. Федеральный центр гигиены эпидемиологии Роспотребнадзора, 2009.
49. **Иванов В.И., Машкович В.П., Центр Э.М.** Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике. — М.: Энергоиздат, 1981.
50. **Simon A., Clifford C.E.** Attenuation of Neutrons by Air Ducts in Shields. Report ORNL-1217 (Rev.), Mar. 8, 1954.
51. **Машкович В.П., Кудрявцева А.В.** Защита от ионизирующих излучений. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1995.
52. **Маргулис Ю.Я.** Атомная энергия и радиационная безопасность. — М.: Энергоатомиздат, 1988.
53. **Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Братковский А.М. и др.** Физические величины. Справочник. — М.: Энергоатомиздат, 1991.
54. **Hayashi K., Nakamura T.** Analytical dose evaluation of neutron and secondary gamma-ray skyshine from nuclear facilities. — *Nuclear Science and Engineering*, 1965, vol. 91, p. 332—348.
55. **Nakamura T., Uwamiro Y. et al.** Neutron skyshine from intense 14-MeV neutron source facility. — *Nuclear Science and Engineering*, 1985, vol. 90, p. 281—297.
56. **Gui A.A., Shultis J.K., Faw R.E.** Response Functions for Neutron Skyshine Analysis. — *Nuclear Science and Engineering*, 1997, vol. 125, p. 111—127.
57. **Shultis J.K., Faw R.E. et al.** Code System to Calculate Neutron and gamma-Ray Skyshine Doses Using the Integral Line-Beam Method. CCC-646 SKYSHINE-KSU, ORNL, 1998.
58. **Yoshida S., Nishitani T. et al.** Measurement of radiation skyshine with D/T neutron source. — *Fusion Engineering and Design*, 2003, vol. 69, p. 637—641.
59. **Forrest R.A.** EASY-97: the European Activation System. EASY Documentation Series, Overview. Issue 1, UKAEA Fusion, Culham, June 1997.
60. **Martin G., Le Luyer A., Saint-Laurent F.** Material activation observation on the Tore Supra Tokamak. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 58—59, p. 993—977.
61. **Chemical Composition of Materials Used for ITER In-Vessel Components.** ITER MAR, G 74 MA 10 W 0.3, July 2004.
62. **Loughlin M.J., Forrest R.A., Edwards J.E.G.** Neutron activation studies on JET. — *Fusion Engineering and Design*, 2001, vol. 58—59, p. 967—971.
63. **Фомин Г.В.** Радон и тритий на северо-западе Москвы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2005, вып. 2, с. 60—68.
64. **Khripunov V.I.** Argon generation in fusion reactor materials. — *Fusion Engineering and Design*, 2015, vol. 98—99, p. 2166—2171.
65. **Риски строительства высотных зданий вблизи Национального исследовательского центра «Курчатовский институт» и ответственность органов власти за жизнь и здоровье москвичей.** Научно-практическая конференция. — Щукино, газета муниципального округа Щукино, № 6 (11), декабрь 2019 г.



Владимир Иванович Хрипунов,  
в.н.с., к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Khripunov\_VI@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 20 декабря 2019 г.  
После доработки 25 декабря 2019 г.  
Принята к публикации 30 декабря 2019 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 9—38.

УДК 621.039.665

**РАДИАЦИОННЫЕ НАГРУЗКИ НА УЗЕЛ ВХОДНОГО ЗЕРКАЛА  
ДИАГНОСТИКИ СВЛ В ЭКВАТОРИАЛЬНОМ ПОРТУ ИТЭР № 12***Р.С. Афанасенко<sup>1,2,3</sup>, А.Г. Алексеев<sup>1,2</sup>, Б.В. Кутеев<sup>1,3</sup>, А.А. Морозов<sup>1,2</sup>, Д.К. Вуколов<sup>1,2</sup>*<sup>1</sup>НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>Координационный центр «Управляемый термоядерный синтез — международные проекты», Москва, Россия<sup>3</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

С использованием новейшей нейтронной модели ИТЭР C-Model и разработанной с помощью кода SuperMC высокодетализированной конструкторской модели выполнены расчёты трёхмерных профилей нейтронного и гамма-потоков, а также радиационных повреждений в элементах диагностики ИТЭР «Спектроскопия водородных линий и примесей», расположенных в экваториальном порту ИТЭР № 12. Показано, что при использовании для описания нейтронной обстановки программ MCNP и FISPACT-II различия в оценке радиационных повреждений не превышают 10%. Наибольшие радиационные нагрузки приходятся на переднюю стенку корпуса узлов входных зеркал. За расчётное время работы ИТЭР на номинальной мощности (FPY = 0,54 лет) среднее радиационное повреждение составляет ~0,22 сна.

**Ключевые слова:** ИТЭР, оптическая диагностика, узел входного зеркала, радиационные нагрузки.

**RADIATION LOADS ON THE FIRST MIRROR UNIT OF H-ALPHA DIAGNOSTIC  
IN THE ITER EQUATORIAL PORT № 12***R.S. Afanasenko<sup>1,2,3</sup>, A.G. Alekseev<sup>1,2</sup>, B.V. Kuteev<sup>1,3</sup>, A.A. Morozov<sup>1,2</sup>, D.K. Vukolov<sup>1,2</sup>*<sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>2</sup>International Fusion Projects Coordinating Centre, Moscow, Russia<sup>3</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

3D profiles of radiation loads were derived for the first mirror unit (FMU) of H-alpha and visible spectroscopy diagnostic located in ITER equatorial port № 12, including neutron/gamma fluxes, and radiation damage levels in the FMU components, using the latest ITER neutronic C-Model and highly detailed FMU models. Good conformity between the results obtained by MCNP and FISPACT-II codes had been demonstrated with the discrepancy within 10%. The highest radiation loads and ~0.22 dpa radiation damage are derived for the front wall of the FMU (at 0.54 FPY — by the end of the ITER operation).

**Key words:** ITER, optical diagnostic, first mirror unit, radiation loads.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-39-45

**ВВЕДЕНИЕ**

Спектроскопия является неотъемлемой частью для измерения важнейших параметров плазмы (плотность атомов водорода и примесей в SOL, ионная температура, топливное отношение, индикатор перехода, L—H-мода и т.д.). Имея опыт разработки спектроскопической диагностики на отечественных токамаках Т-10, Т-11, Глобус-М, российские учёные принимают участие в проектировании аналогичного оборудования для ИТЭР. В частности, диагностика «Спектроскопия водородных линий и примесей» (СВЛ) представлена двумя каналами в экваториальном порту (ЭП) № 11 для наблюдения верхней и нижней частей внутренней стенки камеры (полоидальный обзор) и одним каналом в ЭП № 12, дающим тангенциальный обзор внутренней и внешней стенок ИТЭР.

Основным входным функциональным компонентом оптических диагностик ИТЭР являются узлы входных зеркал (УВЗ), расположенные в вакуумных портах в непосредственной близости от плазмы, что приводит к значительным радиационным нагрузкам, в том числе и к повреждениям зеркал УВЗ. В диагностике СВЛ использование небольшого входного зрачка в конструкции УВЗ обеспечивает эффективную защиту первого зеркала от прямого воздействия потоков частиц с малой глубиной поглощения (УФ, мягкий рентген, нейтральные атомы) [1]. Наряду с оптическим каналом диагностики СВЛ в диагностическом защитном модуле (ДЗМ) № 1 ЭП ИТЭР № 12 расположены также три оптических канала системы широкоугольного обзора (Wide Angle View System (WAVS)) [2].

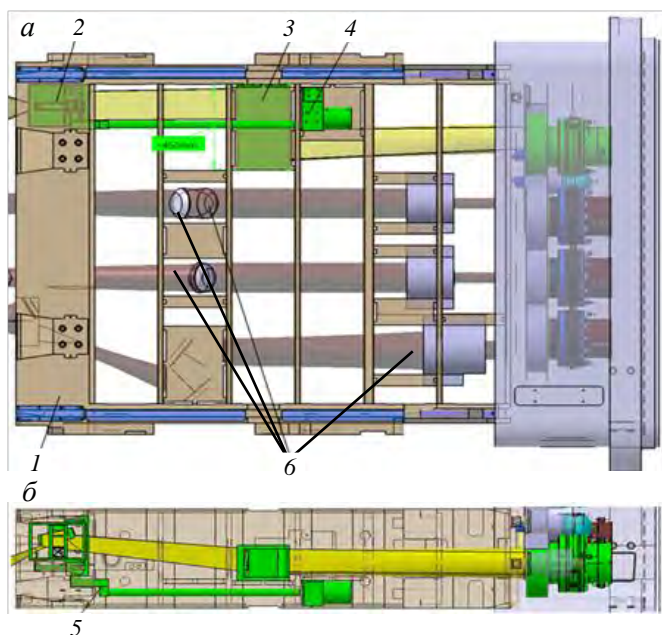


Рис. 1. Модель САD основных компонентов диагностик СВЛ и WAVS в ДЗМ № 1 ЭП № 12 (*a* — вертикальное сечение; *б* — горизонтальное сечение): 1 — ДЗМ; 2 — УВЗ; 3 — узел промежуточного зеркала (УПЗ); 4 — блок привода защитной шторки; 5 — рычаг привода защитной шторки; 6 — оптические компоненты диагностики WAVS

Вертикальное и горизонтальное сечение модели САD, описывающей компоновку корпусных компонентов диагностик СВЛ и WAVS, размещённых в модульном ДЗМ ЭП, показано на рис. 1. На рисунке изображены только внутривакуумные компоненты этих двух диагностических систем и их вырезы для транспортировки пучка света. Свободное пространство в ДЗМ № 1 заполнено защитным материалом из стали и карбида бора (на рисунке не показан).

Работа посвящена расчётам радиационных нагрузок, которым будут подвержены зеркала М1 и М2 и корпусные элементы УВЗ, необходимым для проведения прочностного анализа конструктивных элементов. На рис. 2 представлены 3D-модель САD и вертикальное сечение  $PY$  нейтронной модели УВЗ диагностики СВЛ.

С использованием кода переноса излучения MCNP5v-1.6 [3] получены локальные пространственные профили и спектры нейтронных и гамма-потоков, а также оценены радиационные повреждения в конструктивных элементах УВЗ диагностики СВЛ в ЭП № 12. Проведена верификация полученных уровней радиационных повреждений с помощью программного кода FISPACT-II [4].

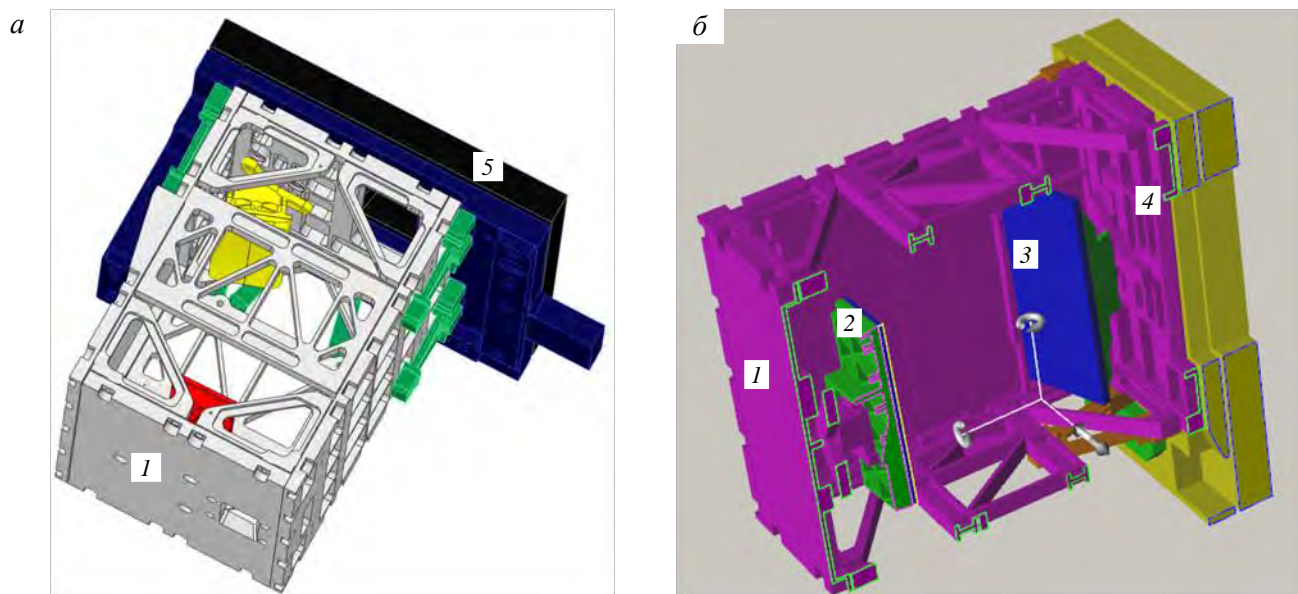


Рис. 2. Модель САD УВЗ (*a*) и вертикальное сечение  $PY = -46$  см (*б*) её нейтронной модели: 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М2; 3 — зеркало М1; 4 — задняя стенка корпуса УВЗ; 5 — стальная пластина

## НЕЙТРОННАЯ МОДЕЛЬ

Для анализа нейтронных полей с помощью MCNP используется 40-градусный тороидальный сектор трёхмерной модели ИТЭР «С-Model R181031 REV. 190110 issued 10.01.2019» [5] (далее С-Model). Заданный в С-Model экваториальный порт был модифицирован с учётом параметров реальной конструкции компонентов диагностики СВЛ. Программа Super MC [6] — программный код конвертации САD-файлов использовалась для создания модели MCNP внутривакуумных компонентов СВЛ. Расчёты нейтронных и гамма-нагрузок проводились с помощью метода Монте-Карло с использова-

нием ядерных констант FENDL 3.1d [7] (библиотека нейтронных сечений от  $10^{-11}$  до 55 МэВ, библиотека для  $\gamma$ -квантов от 1 кэВ до 50 МэВ). Процесс переноса частиц моделируется отражающими граничными условиями для области, обратной модельному сектору, и периодическими граничными условиями на боковых плоскостях, ограничивающих тороидальный сектор модели. Для моделирования сложных и мелких частей конструкции была выбрана кубическая сетка с шагом решётки 5 мм, что, в свою очередь, вызывает большие нагрузки на вычислительные ресурсы. Для набора статистики расчёта была использована программная утилита ADVANTG [8], которая позволяет генерировать файл весовых окон, что существенно ускоряет процесс моделирования. Результаты расчёта нормированы на термоядерную мощность 500 МВт при стандартном дейтерий-тритиевом (DT) источнике ИТЭР с интенсивностью  $1,9718 \cdot 10^{19}$  нейтронов в секунду [9].

На рис. 3 показано вертикальное сечение упрощённой модели ДЗМ № 1, использованной для анализа радиационных нагрузок. Весь ЭП, за исключением пространства размещения диагностики СВЛ, заполнен смесью стали SS316L(N)-IG, карбида бора и воды. Объёмные доли материалов в гомогенной защитной смеси определены в проекте ЭП и составляют 31% сталь с примесями Co 0,03 мас. %, Nb 0,01 мас. %, Ta 0,01 мас. %, 41% карбид бора, 1% — вода и 27% — пустоты. Детализированная модель оптических компонентов диагностики (УВЗ, УПЗ, привод защитной шторки и вакуумное окно) дополнена точными вырезами в защитном материале, предназначенными для транспортировки светового луча от диагностической первой стенки (ДПС) до герметизирующей плиты. Никакие другие диагностики или соответствующие системы в защитном модуле не приняты во внимание.

В дальнейшем в расчётную модель необходимо будет добавить вырезы для компонентов соседней диагностики WAVS, расположенной в том же ДЗМ № 1 и в ДПС № 1, откуда высокоэнергичные нейтроны и  $\gamma$ -кванты будут рассеиваться в сторону канала диагностики СВЛ. Также, возможно, потребуются учёт вырезов в соседних защитных модулях ДЗМ № 2, 3.

Для оценки радиационных нагрузок на конструкционные материалы были рассчитаны профили удельных повреждений в единицах сна (смещение на атом), которые показывают, сколько раз атом будет смещаться в кристаллической решётке материала за всё время работы ИТЭР ( $1,7 \cdot 10^7$  с = 0,54 года при полной мощности синтеза (FPY)).

Метод, используемый для расчёта сна нагрузок, основан на модели NRT (Norgett — Robinson — Torrens) [10], которая является стандартной моделью для расчёта повреждений в материалах, вызванных столкновениями с ионами или нейтронами. В макроскопической модели радиационных повреждений число смещений на атом зависит от поглощённой энергии и от энергии, необходимой для смещения атома из его положения в кристаллической решётке:

$$\text{сна} = 0,8 \frac{E_a}{2 E_d}, \tag{1}$$

где  $E_a$  — полная поглощённая энергия, передаваемая атомам решётки, вычисленная с помощью библиотеки микросечений FENDL;  $E_d$  — энергия, необходимая для смещения атома из его положения в кристаллической решётке. В расчётах принимались значения  $E_d = 90, 60$  и  $40$  эВ [11] для вольфрама, молибдена и стали соответственно.

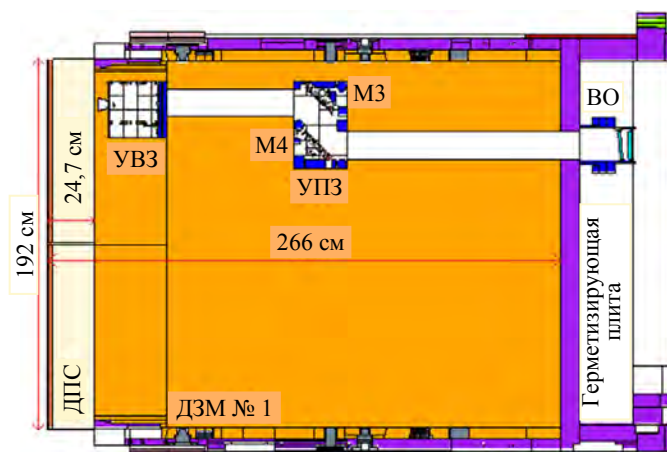


Рис. 3. Вертикальное сечение XZ ЭП № 12 в зоне ДЗМ № 1 с диагностикой СВЛ; М3, М4 — алюминиевые зеркала; ВО — вакуумное окно

## РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4 показаны полные нейтронные и гамма-поток в зоне УВЗ диагностики СВЛ в ЭП № 12. На рисунках представлены изометрические сечения, где обозначены контуры элементов конструкции СВЛ (корпус УВЗ из сплава TZM [12], стальная пластина и молибденовые зеркала М1, М2). Детальный расчёт профилей проводился для ограниченной области модели. Кубическая сетка с шагом 0,5 см использовалась от края ДПС со стороны плазмы ( $X = 844$  см в системе координат порта) до стальной пластины крепления УВЗ ( $X = 904$  см).

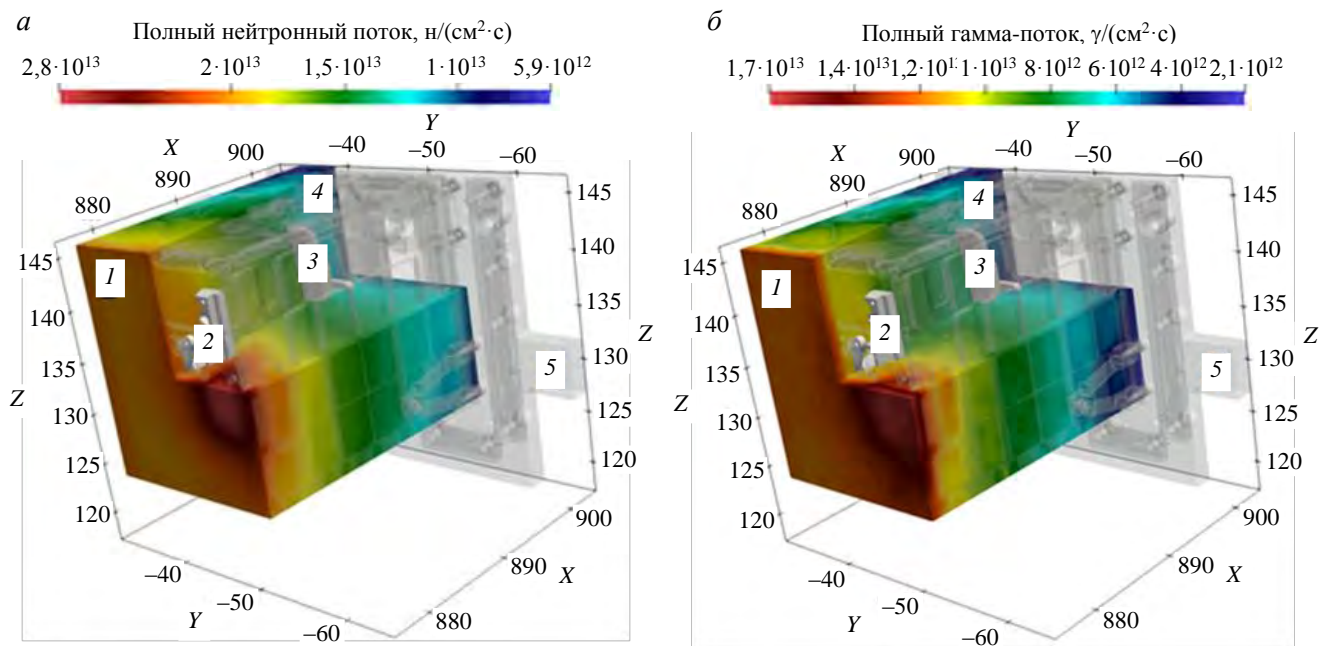


Рис. 4. Профиль полного нейтронного (а) и гамма-поток (б) в сечении  $PY = -41$  см: 1 — передняя стенка корпуса УВЗ; 2 — зеркало М2; 3 — зеркало М1; 4 — задняя стенка корпуса УВЗ; 5 — стальная пластина

Передняя стенка защитного корпуса УВЗ на рис. 4 является наиболее нагруженным элементом диагностики вследствие её близкого расположения к плазме и прямого попадания высокоэнергетических ДТ-нейтронов через вырез в ДПС для входного светового пучка. Средние значения потоков нейтронов и гамма-квантов в элементах конструкции СВЛ приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Полный нейтронный и гамма-поток в основных элементах УВЗ диагностики СВЛ в ЭП № 12

Элемент конструкции УВЗ	Материал	Нейтронный поток, $n/(cm^2 \cdot c)$	$\gamma$ -поток, $\gamma/(cm^2 \cdot c)$
Зеркало М1	Mo	$2,3 \cdot 10^{13}$	$8,5 \cdot 10^{12}$
Зеркало М2	Mo	$2,8 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^{13}$
Передняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$3,5 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{13}$
Задняя стенка корпуса УВЗ	TZM	$1,7 \cdot 10^{13}$	$5,8 \cdot 10^{12}$
Левая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	TZM	$2,4 \cdot 10^{13}$	$9,8 \cdot 10^{12}$
Правая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	TZM	$2,2 \cdot 10^{13}$	$8,3 \cdot 10^{12}$
Стальная плита крепления УВЗ	SS316	$1,5 \cdot 10^{13}$	$4,9 \cdot 10^{12}$

Полученные результаты показывают, что полные потоки нейтронов и  $\gamma$ -квантов в области ДПС отличаются незначительно:  $1,9 \cdot 10^{14} n/(cm^2 \cdot c)$  и  $1,1 \cdot 10^{14} \gamma/(cm^2 \cdot c)$  соответственно. Высокоэнергичные ДТ-нейтроны хорошо замедляются охлаждающей водой и рассеиваются сталью в ДПС. Этот состав материалов известен своей эффективностью для построения радиационной защиты от радиационных нагрузок и смягчения спектра нейтронов. Благодаря этому в зоне следом за ДПС доминируют нейтроны энергией от 1 до 3 МэВ. На рис. 5 показан спектр нейтронов, распределённый по 175 энергетическим группам (от 19,6 МэВ до 0,1 эВ). Для удобства показаны одни и те же данные в разных масштабах по энергии нейтронов: логарифмическом и линейном. Красные кривые — усреднённый спектр в ДПС, синяя и зелёная кривые — в фронтальной и тыловой части УВЗ.

Из рис. 5 видно, что спектр нейтронов в зоне УВЗ весьма неоднороден и в нём наблюдается снижение полного потока нейтронов в 2—3 раза от передней к задней стенке корпуса УВЗ. Падающий на поверхность ДПС поток нейтронов в области УВЗ снижается на порядок. При этом средняя энергия гамма-квантов в области УВЗ варьируется от 3 МэВ (передняя стенка УВЗ) до 1 МэВ (задняя стенка УВЗ).

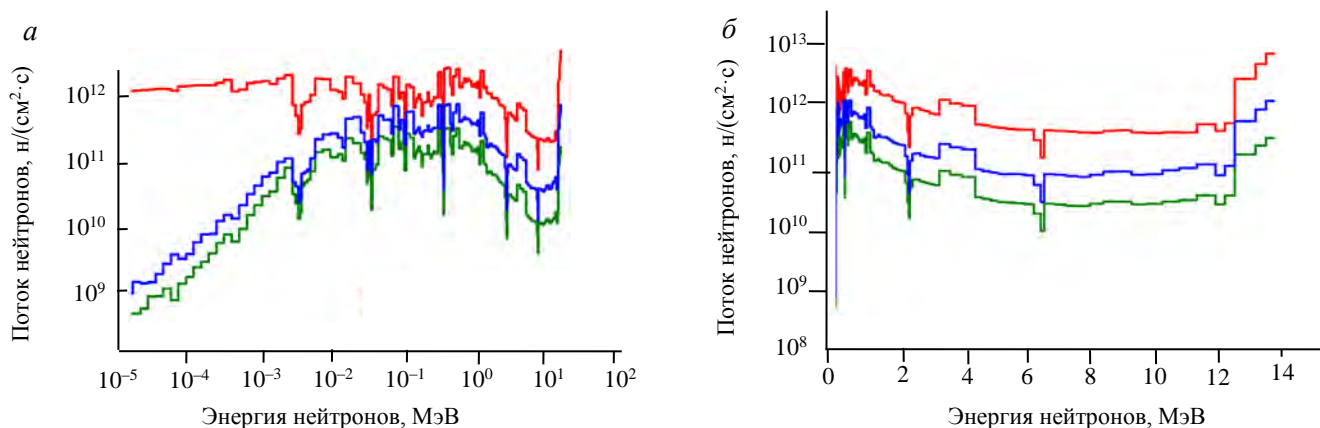


Рис. 5. Спектр нейтронов в зоне УВЗ диагностики СВЛ с логарифмической (а) и линейной шкалой (б) по энергии нейтронов: — ДПС; — задняя стальная плита; — передняя плита корпуса УВЗ

Уровень радиационных повреждений варьируется от 0,09 до 0,3 сна при 0,54 FPY. Среднее значение для передней стенки корпуса УВЗ 0,22 сна. Локально оно увеличивается до 0,3 сна в зоне выреза для оптического пучка. Для сравнения аналогичные расчёты были проведены для различных материалов УВЗ: титан—цирконий—молибден (TZM), вольфрам и нержавеющая сталь (SS316). В табл. 2 приведены средние значения сна в элементах защитного корпуса УВЗ диагностики СВЛ, изготовленных из различных материалов. Также рассчитаны повреждения нейтронами (сна) в молибденовых зеркалах М1 и М2.

Таблица 2. Радиационные повреждения элементов конструкции УВЗ диагностики СВЛ, сна/0,54 FPY

Расчётная точка	Элемент конструкции УВЗ	Радиационные повреждения, сна /0,54 FPY		
		TZM	Вольфрам	SS316
1	Стальная плита крепления УВЗ	0,07	0,02	0,09
2	Передняя стенка корпуса УВЗ	0,22	0,07	0,3
3	Задняя стенка корпуса УВЗ	0,09	0,03	0,13
4	Левая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	0,14	0,04	0,19
5	Правая стенка корпуса УВЗ (вид со стороны плазмы)	0,12	0,04	0,16
Зеркала УВЗ:		Молибден		
6	М1		0,15	
7	М2		0,19	

Все полученные результаты были проверены с помощью программного комплекса FISPACT-II. Выходной файл MCNP содержит спектр нейтронов для интересующего элемента конструкции УВЗ (передняя, задняя, левая, правая стенки корпуса, а также оптические зеркала М1, М2) со 175 энергетическими группами, что позволяет использовать его в FISPACT-II. Сравнение полученных радиационных нагрузок сна/0,54 FPY для компонентов СВЛ с помощью кодов MCNP и FISPACT-II представлено на рис. 6.

Расхождение результатов расчётов, проведённых с помощью кодов MCNP и FISPACT-II, составляет менее 10%.

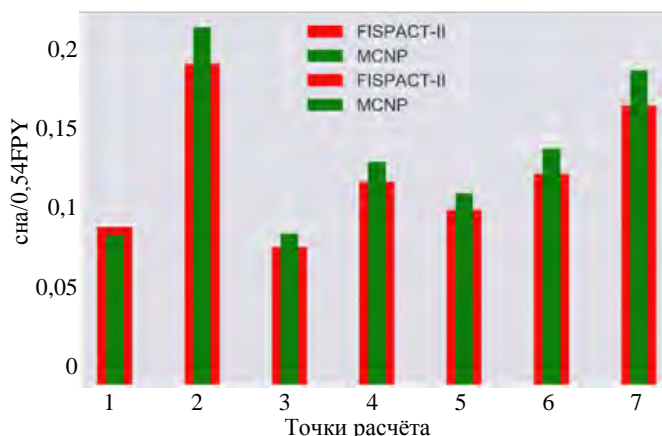


Рис. 6. Сравнение данных кодов MCNP и FISPACT-II по результатам расчёта сна/0,54 FPY нагрузок для компонентов диагностики СВЛ в ЭП № 12 (точки расчёта указаны в табл. 2)

## ВЫВОДЫ

С помощью кодов MCNP и FISPACT-II проведены моделирование переноса нейтронов в модели экваториального порта ИТЭР № 12 и расчёт радиационных нагрузок на компоненты узла входного зеркала диагностической системы СВЛ. Оба метода дают расхождение менее 10% в оценке радиационного повреждения материалов УВЗ. Результаты расчётов свидетельствуют о значительном градиенте потоков в зоне УВЗ с двукратным снижением нагрузок от передней к задней стенке УВЗ. Средний поток нейтронов в зеркале М1 составляет  $2,3 \cdot 10^{13}$  н/(см<sup>2</sup>·с), что близко к значению, полученному для аналогичного положения молибденового зеркала М1, диагностики томсоновского рассеяния в ЭП № 10 [13]. Однако более крупный вырез для конуса обзора диагностики СВЛ позволяет высокоэнергетичному нейтронному потоку проникать глубже в ДЗМ.

Передняя стенка корпуса УВЗ в ЭП № 12 подвержена наибольшему радиационному повреждению — в среднем 0,22 сна/0,54 ФРУ (для молибдена). Локальный максимум достигает ~0,3 сна в небольшой области вокруг выреза для входного зрачка в передней стенке корпуса УВЗ.

Стоит отметить, что при использовании детальной модели внутривакуумной части диагностики СВЛ не наблюдалось проблем с «потерянными частицами» в процессе проведения расчёта. Кроме того, использование детальной модели позволяет получить уточнённую картину нейтронных и гамма-полей в области УВЗ с более высоким разрешением по сравнению с результатами аналогичных работ для ИТЭР [13, 14]. В дальнейшем по мере обновления дизайна конструкции ЭП № 12 в расчётную модель планируется добавить модель всех трёх ДЗМ с сопутствующими диагностиками.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Orlovskiy I., Andreenko E., Alekseev A. Estimation of neutral fluxes on the first mirror of H-alpha diagnostics in ITER. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 146, Part A, p. 827—830; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2019.01.091>.
2. Letellier L., Guillon C. et al. System level design of the ITER equatorial visible/infrared wide angle viewing system. — Ibid., 2017, vol. 123, p. 650—653; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2017.06.005>.
3. X-5 Monte Carlo Team, MCNP. A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 5, vol. I, MCNP Overview and Theory, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-03-1987, April 24, 2003.
4. Flemming M. et al. The FISPACT-II User Manual, UKAEA (18)001. Issue January 2018.
5. Polunovskiy E. C-model R181031 (Revision 190110) (ITER\_D\_XEU24H\_v2). Private communication.
6. Wu Y., Song J., Zheng H. et al. CAD-based monte carlo program for integrated simulation of nuclear system super MC. — Annals of Nuclear Energy, 2015, vol. 82, p. 161—168.
7. Forrest R., Capote R., Otsuka N., Kawano T., Koning A., Kunieda S., Sublet J.-C., Watanabe Y. FENDL-3 Library Summary Documentation, INDC(NDS)-0628, Dec. 2012.
8. ADVANTG. An Automate Variance Reduction Generator ORNL/TM-2013/416.
9. Colling B., Eade T., Joyce M.J., Pampin R., Seyvet F., Turner A., Udintsev, V. Neutronics analysis for integration of ITER diagnostics port EP10. — Fusion Engineering and Design, 2016, vol. 109—111, p. 1109—1113; doi:10.1016/j.fusengdes.2016.01.013.
10. Nordlund K., Sand A.E., Granberg F., Zinkle S.J., Stoller R., Averback R.S., Suzudo T., Malerba L., Banhart F., Weber W.J., Willaime F., Dudarev S., Simeone D. Primary Radiation Damage in Materials, OECD 2015.
11. Was G.S. Fundamentals of Radiation Materials Science Metals and Alloys, 2017; doi: 10.1007/978-1-4939-3438-6.
12. <https://www.plansee.com/en/materials/molybdenum.html>.
13. Mota F., Suarez A. Equatorial Port Plug Core Thomson Scattering Diagnostics Neutronics Evaluations. ITER\_D\_Q8XGBC, version 1.3.
14. Colling B. et al. Neutronics analysis for integration of ITER diagnostics port EP10. — Fusion Eng. Des., 2016; <http://dx.doi.org/10.1016/j.fusengdes.2016.01.013>.



Роман Станиславович Афанасенко, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 2-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; аспирант; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия  
Aphanasenko\_RS@nrcki.ru



Андрей Геннадьевич Алексеев, начальник отдела, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; начальник отдела диагностики СВЛ; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Alekseev\_AG@nrcki.ru



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



Антон Александрович Морозов, конструктор 1-й категории, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; инженер 1-й категории; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Morozov\_AA@nrcki.ru



Дмитрий Константинович Вуколов, инженер-конструктор 1-й категории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; главный конструктор Конструкторского отдела; УТС-Центр, 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
vukolov\_dk@fc.iterru.ru

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2019 г.

После доработки 25 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 39—45.

УДК 621.039.531.546.78

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ТЯР В ПОТОКЕ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ: РАДИАЦИОННЫЕ ПОВРЕЖДЕНИЯ, МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ, ЭРОЗИЯ

*Б.И. Хрипунов, В.С. Койдан, А.И. Рязанов, В.М. Гуреев, С.Т. Латушкин, Е.В. Семенов, В.Г. Столярова*

*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В статье представлены результаты комплексного экспериментального исследования воздействия плазмы на материалы термоядерного реактора. На установке ЛЕНТА (НИЦ «Курчатовский институт») моделируется пристеночная плазма реактора-токамака. Стационарный характер действия установки при плотности плазмы  $10^{12}$ — $10^{13}$  см<sup>-3</sup> обеспечивает полный поток ионов на поверхности  $10^{22}$ — $10^{23}$  см<sup>-2</sup>, что позволяет исследовать воздействие плазмы на материалы стенки в условиях, отвечающих стационарному режиму реактора. Эффект воздействия нейтронов на материалы первой стенки — радиационное повреждение — моделируется с помощью ускоренных ионов МэВ-ного диапазона, полученных на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт». Исследование сосредоточено, главным образом, на изучении вольфрама как кандидатного материала покрытия дивертора реактора-токамака. При облучении материалов на циклотроне ( $10^{21}$ — $10^{23}$  ион/см<sup>2</sup>) получены образцы с высоким уровнем радиационного повреждения, характерным для длительной работы реактора от 0,1 до 80—100 смещений на атом. Для облучения образцов использовались ионы гелия, углерода, азота и протоны, существенно отличающиеся в механизмах генерации дефектов. В статье приведены данные по эрозии вольфрама, облучённого ионами азота высокой энергии в дейтериевой плазме (скорость эрозии, коэффициент эрозии), распуханию и изменению микроструктуры повреждённого поверхностного слоя (профилометрия, СЭМ). В дейтериевой плазме исследовано поведение карбида кремния SiC, облучённого протонами, установлены изменения его микроструктуры.

**Ключевые слова:** термоядерный реактор, дейтериевая плазма, ионы высокой энергии, радиационные повреждения, эрозия, микроструктура, вольфрам.

## IMPACT OF DEUTERIUM PLASMA FLUX ON FUSION REACTOR MATERIALS: RADIATION DAMAGE, SURFACE MODIFICATION, EROSION

*B.I. Khripunov, V.S. Koidan, A.I. Ryazanov, V.M. Gureev, S.T. Latushkin, E.V. Semenov, V.G. Stolyarova*

*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Results of the complex experimental research of plasma impact on a fusion reactor materials are presented. The near-wall plasma of tokamak reactor is simulated on the linear plasma device LENTA (NRC «Kurchatov Institute»). Plasma fluence of  $10^{22}$ — $10^{23}$  cm<sup>-2</sup> to material surface is provided at  $10^{12}$ — $10^{13}$  cm<sup>-3</sup> of plasma density in steady-state operation of the device thus simulating the continuous regime of the fusion reactor plasma-wall conditions. The neutron effect on the first wall material (radiation damage) is also simulated by surrogate irradiation with high-energy ions accelerated on cyclotron to MeV-range energies. The work is centered mainly on tungsten being a candidate for coating of the divertor region in tokamak-reactor. Samples having got irradiated to a high damage level from 0.1 to 80—100 displacements per atom characteristic of a durable operation of the reactor have been produced on the NRC «Kurchatov Institute» cyclotron at  $10^{21}$ — $10^{23}$  ion/cm<sup>2</sup>. Helium, carbon, nitrogen ions and protons whose defect generation mechanisms are very different were used in irradiations. Erosion data (erosion rate, erosion yield), swelling characteristics (profilometry) and microstructure changes (SEM) of the damaged surface layer are given for tungsten pre-irradiated with nitrogen fast ions. Proton-irradiated silicon carbide SiC has been also studied in deuterium plasma, and changes in microstructure were found.

**Key words:** fusion reactor, deuterium plasma, high-energy ions, radiation damages, erosion, microstructure, tungsten.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-1-46-54

### ВВЕДЕНИЕ

Выбор материалов, обращённых к плазме в камере термоядерной системы (реактора-токамака, термоядерного источника нейтронов), в настоящее время выходит в ряд наиболее острых проблем. Мощные тепловые и плазменные нагрузки достигают пределов устойчивости твёрдых материалов под их воздействием. Длительная работа реактора-токамака, основанного на реакции синтеза DT, приведёт к накоплению значительного флюенса нейтронов ( $\geq 10^{26}$  н/м<sup>2</sup>), вызывающих в конструкционных материалах накопление радиационных повреждений и соответственно деградацию их физических и механических свойств. Ввиду отсутствия в настоящее время источника термоядерных (14 МэВ) нейтронов высокой интенсивности экспериментальное исследование нейтронного эффекта на материалах ТЯР проводится с помощью его моделирования нейтронами на реакторах деления, а также с помощью ускорителей тяжёлых ионов. Достижение высоких уровней радиационного повреждения в потоке нейтронов на реакторах деления представляется затруднительным, поскольку требует значительного времени работы реактора. Однако облучение материалов тяжёлыми ионами на ускорителях даёт возможность получать

материалы с высоким уровнем радиационных повреждений за существенно более короткое время облучения. Крайне востребовано экспериментальное и расчётное моделирование, включающее получение и исследование радиационно-повреждённых материалов, в которых накопление дефектов отвечает прогнозам для будущих термоядерных реакторов (ИТЭР, ДЕМО). При бомбардировке быстрыми ионами МэВ-ного диапазона в поверхностном слое материала на глубинах порядка длины пробега иона в результате развития каскадов и субкаскадов генерируются процессы смещения атомов материала из положения равновесия с образованием дефектов структуры. В материале появляются и накапливаются вакансии, межузельные атомы, образуются вакансионные кластеры, дислокации, петли, поры. Корреляционным параметром при анализе развития дефектной структуры выступает количество смещений на атом (сна, dpa), отражающее степень повреждённости материала.

Обширные исследования посвящены изучению вольфрама как материала покрытия стенки (дивертора), причём материал в состоянии радиационного повреждения получают в облучениях различными видами ионов на ускорителях [1—10]. В этих работах применяются различные типы ионов газов и металлов: H (протоны), He, Ar, Fe, Cu, W и др., для которых характерны различные скорости генерации первичных дефектов и накопления повреждений. Работы ориентированы, в основном, на анализ накопления изотопов водорода в облучённых материалах, поскольку особое место в проблемах ТЯР занимает накопление трития [11].

На установках НИЦ «Курчатовский институт» проводится комплексное экспериментальное исследование воздействия ускоренных ионов и высоких потоков плазмы на материалы термоядерного реактора. Облучение тяжёлыми ионами МэВ-ного диапазона проводится на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт». В результате облучения при достижении ионного флюенса  $10^{17}$ — $10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> получают образцы с высоким уровнем радиационных повреждений в поверхностном слое, который отвечает прогнозам для термоядерных реакторов и термоядерных источников нейтронов. Так, экспериментально получены материалы, уровень первичных дефектов в которых находится в диапазоне от 0,1 до 80—100 сна. Для облучения образцов на циклотроне использовались ионы гелия, углерода, азота и протоны, которые существенно отличаются в механизмах образования и генерации радиационных точечных дефектов в материале [12—19].

Нами накоплен значительный опыт получения радиационных повреждений с помощью ускоренных ионов в различных материалах (графиты, вольфрам, карбид кремния). В настоящее время исследование сосредоточено, главным образом, на изучении вольфрама как возможного материала покрытия стенки реактора-токамака, который будет использован в диверторе международного реактора ИТЭР (производства фирмы Plansee, Австрия, и ПОЛЕМА, Россия).

Облучённые на циклотроне материалы изучаются в потоке стационарной плазмы на плазменной установке ЛЕНТА. Поток плазмы создаётся в пучково-плазменном разряде в аксиальном магнитном поле, где реализуются схема дивертора реактора-токамака и условия пристеночной плазмы. Непрерывный характер действия «симулятора дивертора» (divertor simulator) обеспечивает высокие потоки на поверхность образцов исследуемых материалов. На образцы подаётся поток дейтериевой плазмы  $10^{21}$ — $10^{23}$  см<sup>-2</sup>, что соответствует стационарному режиму реактора. Изучались возможность синергии радиационного и плазменного воздействия на материалы и её проявления через эффекты эрозии облучённого материала в плазме, накопления дейтерия в нём, изменения микроструктуры поверхностного слоя [13]. Изучалось также влияние температуры материала на реакцию поверхности облучённого материала в плазме. Проведены эксперименты при температуре поверхности материала 600—1100 °С [16—17].

В статье впервые приводятся результаты исследования, выполненного с использованием ионов азота ( $N^{+3}$ ), для облучения вольфрама. Получены данные по эрозии облучённых и необлучённых материалов в плазме (скорость, коэффициент эрозии), по исследованию распухания и изменения микроструктуры повреждённого поверхностного слоя.

В последнее время проведены также эксперименты с карбидом кремния SiC, который рассматривается как перспективный малоактивируемый конструкционный материал. Образцы карбида кремния облучены в пучке ускоренных протонов. Наблюдались изменения микроструктуры облучённого материала под воздействием дейтериевой плазмы.

## ВОЛЬФРАМ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ

Результаты проведённых ранее экспериментальных исследований вольфрама, облучённого протонами, ионами гелия (3—4 МэВ) и углерода (10 МэВ), представлены в работах [12—19]. В данной работе предложен

метод получения радиационных повреждений с помощью ионов азота  $N^{3+}$  и проведён анализ режимов облучения и возможности получения уровней повреждения, сопоставимых с результатами, полученными ранее. В результате теоретического и расчётного анализа генерации радиационных дефектов с помощью ионов высоких энергий разработана методика облучения образцов вольфрама ускоренными ионами азота на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт» для получения радиационных повреждений высокого уровня 1—10 сна.

Результаты расчётов генерации радиационных дефектов в вольфраме различными ионами по программе SRIM иллюстрируются на рис. 1—3, на которых показаны концентрации первичных радиационных дефектов в поверхностном слое вольфрама на глубине пробега ионов для различных случаев облучения. При моделировании радиационных повреждений в вольфраме значение пороговой энергии образования дефектов было принято равным 60 эВ [20, 21]. Рис. 1 соответствует облучению вольфрама ионами гелия энергией 4,2 МэВ при достижении флюенса ионов  $10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. На рис. 2 показаны соответствующие данные для облучения материала ионами углерода энергией 30 МэВ. Наконец, выбор параметров облучения для ионов азота был сделан в пользу данных, показанных на рис. 3: ионы  $N^{3+}$ , энергия  $E_i = 30$  МэВ, ионный флюенс  $\Phi = 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>. Такой выбор позволяет проводить сравнение экспериментальных данных для радиационно-повреждённого вольфрама, полученных ранее на образцах, облучённых ионами гелия и углерода, с теми данными, которые предполагается получить на образцах при облучении ионами азота в условиях весьма близких значений к средним значениям концентрации первичных радиационных дефектов в повреждённом слое (см. рис. 2, 3, где эти значения составили  $\langle D_C \rangle = 0,93$  сна и  $\langle D_N \rangle = 1,49$  сна).

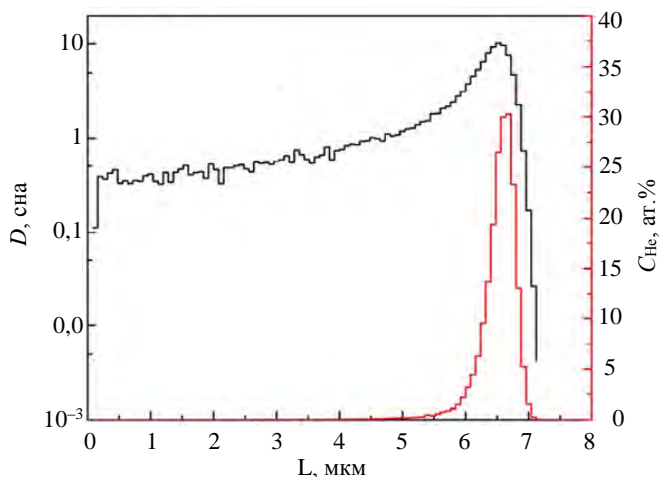


Рис. 1. Распределение первичных радиационных дефектов и концентрации имплантированных атомов гелия в поверхностном слое вольфрама при облучении ионами гелия энергией 4,2 МэВ, флюенс ионов  $10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\langle D \rangle = 1,48$  сна

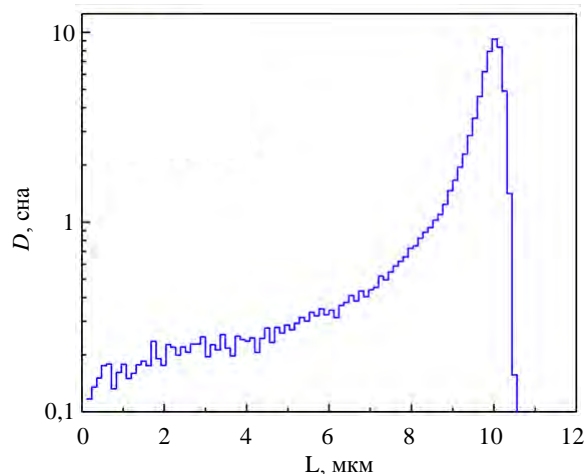


Рис. 2. Распределение концентрации первичных дефектов в вольфраме при облучении ионами углерода энергией 30 МэВ, флюенс ионов  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\langle D \rangle = 0,93$  сна

Мишенный узел, использованный для выполнения облучений ускоренными ионами азота на циклотроне, позволяет измерять полный ток быстрых частиц в ходе облучения (рис. 4) и осуществлять прину-

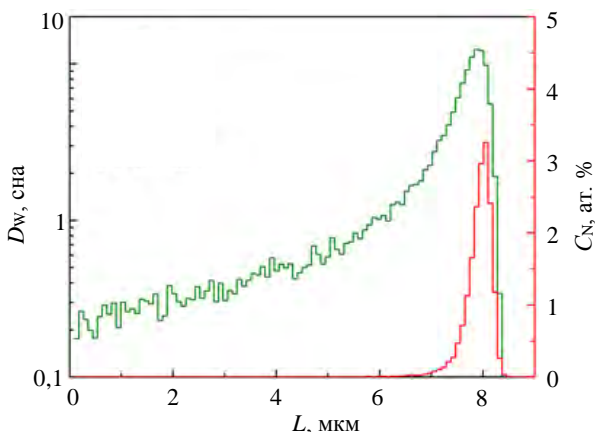


Рис. 3. Распределение концентрации первичных радиационных дефектов в вольфраме  $D_w$  (—) при облучении ионами азота  $N^{3+}$  до дозы  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup> и концентрация имплантированных ионов азота  $C_N$  (—),  $E = 30$  МэВ, флюенс ионов  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>,  $\langle D \rangle = 1,49$  сна



Рис. 4. Мишенный узел для облучения образцов W на циклотроне НИЦ «Курчатовский институт»

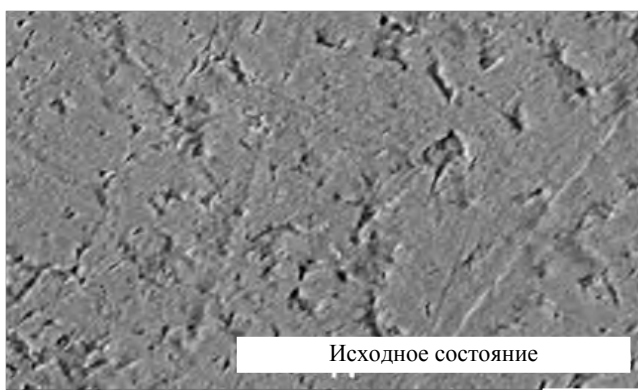
длительное охлаждение мишени. Облучение образцов вольфрама на циклотроне было проведено в режиме, оптимизированном по току пучка быстрых ионов  $N^{3+}$  энергией 28 МэВ до достижения ионного флюенса на поверхности образцов  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>.

Подготовка образцов для исследования включала их механическую полировку и отжиг при температуре 1000 °С в течение 1 ч. На рис. 5 показаны два образца вольфрама Plansee, изготовленных в виде диска  $D = 1$  см,  $h = 2$  мм, после облучения на ускорителе. Тёмные области соответствуют облучённой части поверхности, светлые области находились под маской.

Исследование микроструктуры поверхности образцов после облучения ионами азота показало, что видимых изменений поверхности после облучения не наблюдается. На рис. 6 показаны фотографии поверхности образца вольфрама Plansee в исходном состоянии и после облучения ионами азота.



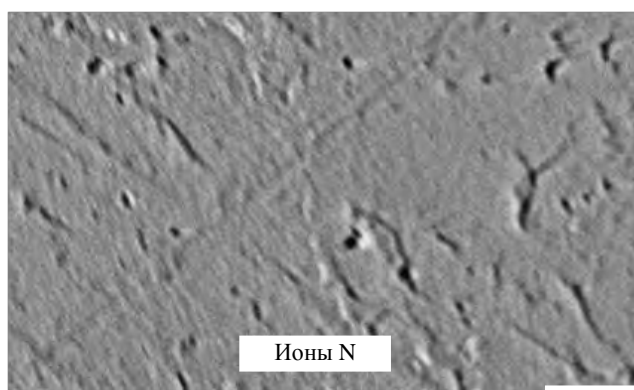
Рис. 5. Образцы вольфрама Plansee после облучения на циклотроне ионами азота  $N^{3+}$  энергией 28 МэВ,  $10^{17} N^{3+}/см^2$



Исходное состояние

1,0 мкм

а



Ионы N

1,0 мкм

б

Рис. 6. Поверхность вольфрама Plansee до (а) и после (б) облучения ионами азота (28 МэВ,  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>)

На облучённых образцах выполнен также экспериментальный анализ радиационного распухания облучённого вольфрама методом профилирования поверхности облучённого материала, который позволил выявить значительный эффект распухания материала в результате накопления в нём радиационных повреждений в слое толщиной до 8 мкм (как это следует из расчёта, показанного на рис. 3). Пример профилометрической кривой поверхности образца Plansee на границе области облучения показан на рис. 7. Кривая представляет собой профиль поверхности (граничная область выделена на рисунке двумя вертикальными линиями) и имеет скачок, показывающий превышение облучённой части вольфрама (находится справа на рисунке) над необлучённой частью (левая часть кривой).

В результате измерений величины превышения по профилю поверхности облучённых образцов получено, что ступенька (величина радиационного распухания) на образцах Plansee составляет от 600 до 1800 Å. Поэтому с учётом глубины повреждённого слоя оценка величины радиационного распухания материала даёт значения от 1 до 2,5%. Аналогичные измерения выполнены на облучённых образцах вольфрама

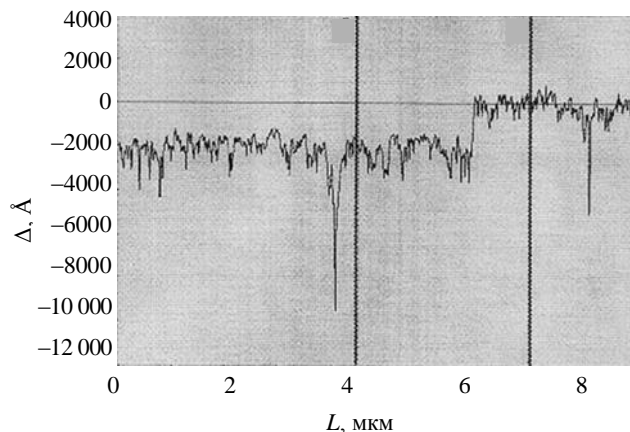


Рис. 7. Профиль поверхности вольфрама Plansee: облучённая поверхность находится справа (ионы  $N^{3+}$ , 28 МэВ,  $10^{17} N^{3+}/см^2$ ), левая часть кривой соответствует необлучённой (замаскированной) поверхности

фирмы «ПОЛЕМА» (Россия) ( $N^{3+}$ , 28 МэВ,  $10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>). В этом случае при переходе на облучённую область поверхности величина скачка составила 2200—2350 Å, что соответствует величине распухания данного материала 2,7—2,9%.

### ОБЛУЧЁННЫЙ ВОЛЬФРАМ В ПЛАЗМЕ

Экспозиция образцов вольфрама в плазме проводилась на установке ЛЕНТА, представляющей собой генератор стационарной плазмы, образующейся в продольном магнитном поле 0,2 Тл с помощью пучка ускоренных электронов [11]. Главное внимание было уделено определению скорости эрозии и коэффициента эрозии исследуемых материалов под воздействием ионной бомбардировки в плазме дейтерия, а также изменению микроструктуры поверхности. В стационарном плазменном потоке экспонировались как материалы, облучённые ионами азота (радиационно-повреждённые), так и необлучённые образцы.

В разрядной зоне установки при давлении дейтерия  $P = (2,5—4)10^{-4}$  мм рт. ст. вдоль магнитного поля на оси камеры образовывался плазменный шнур  $\varnothing = 2$  см с параметрами  $N_e = (2—3)10^{12}$  см<sup>-3</sup>,  $T_e = 2—5$  эВ. Энергия электронов пучка в данной серии экспериментов составляла 4 кэВ, ток ускоренных электронов был равен 1,3 А. Образцы располагались сбоку от плазменного шнура, вводились в плазму и облучались в течение времени, необходимого для получения высоких значений ионного (плазменного) флюенса. Энергия плазменных ионов, падающих на поверхность испытуемого образца, определялась отрицательным потенциалом смещения, который в данной серии экспериментов поддерживался на уровне  $U_{см} = 250$  В, обеспечивая ионам плазмы энергию около ~250 эВ, что соответствует характерной энергии ионов в пристеночном слое реактора-токамака (200—300 эВ). Плотность потока ионов на поверхность достигала  $j = 2 \cdot 10^{17}$  D<sub>i</sub>/см<sup>2</sup>·с. Температура образцов в ходе экспериментов регистрировалась термопарой и находилась в диапазоне  $T = 50—80$  °С.

Совокупность параметров облучения образцов в дейтериевой плазме (ток на мишень, потенциал смещения, плазменный (ионный) флюенс), а также полученные по результатам измерений характеристики эрозии (убыль веса образцов, скорость и глубина эрозии, коэффициент эрозии) приведены в таблице для двух образцов вольфрама ПОЛЕМА и двух образцов вольфрама Plansee.

**Характеристики облучения образцов вольфрама в дейтериевой плазме и полученные параметры эрозии материалов**

Номер образца	Скорость эрозии $G$ , мг/(см <sup>2</sup> ·ч)	Убыль веса $\Delta P$ , мг	Глубина эрозии $\Delta$ , мкм	Ток на мишень $I_{sample}$ , мА/см <sup>2</sup>	$U_{см}$ , В	Коэффициент эрозии $Y_w$ , ат./ион	Ионный флюенс $\Phi_D$ , см <sup>-2</sup>
ПОЛЕМА № 1	0,905	4,14	2,68	32,72	-250	$4,18 \cdot 10^{-3}$	$4,06 \cdot 10^{21}$
ПОЛЕМА № 2	0,883	4,04	2,62			$4,08 \cdot 10^{-3}$	
Plansee № 5	0,853	3,31	3,82	30,29	-250	$4,26 \cdot 10^{-3}$	$3,62 \cdot 10^{21}$
Plansee № 7	0,946	3,67	3,75			$4,72 \cdot 10^{-3}$	

Полученные значения коэффициента эрозии составили  $(4,1—4,7)10^{17}$  ат./ион и не сильно отличаются для этих двух материалов. Похожие значения коэффициента эрозии получены нами также и на образцах, не проходивших предварительное облучение быстрыми ионами, что с учётом пределов точности эксперимента не позволяет выявить связь величины коэффициента эрозии с дефектной структурой поверхностного слоя материала.

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) проведён анализ поверхности испытуемых материалов на всех этапах экспериментов: после облучения быстрыми ионами (см. рис. 6, б) и после обработки образцов в плазме. Показано, что облучение быстрыми ионами азота не приводит к появлению видимых изменений в структуре поверхности. Напротив, после экспозиции повреждённых материалов в дейтериевой плазме и эрозии части повреждённого слоя (до 3 мкм, см. таблицу) обнаруживается существенное изменение микроструктуры поверхности. Этот эффект связан, главным образом, с изменениями в структуре материала, которые отражаются в его эрозионной способности. Под воздействием плазмы происходит протравливание поверхности по границам зёрен, на облучённой поверхности об-

разуются глубокие каверны, также привязанные к этим границам. На рис. 8 показана поверхность образца вольфрама Plansee, на котором эти особенности рельефа отчётливо видны.

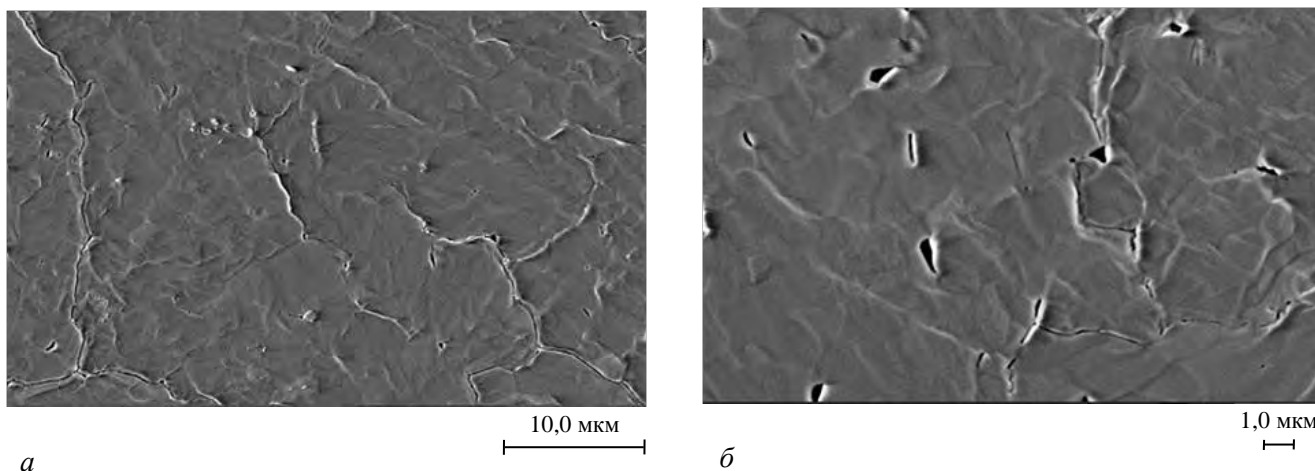


Рис. 8. Поверхность радиационно-повреждённого вольфрама Plansee после экспозиции в дейтериевой плазме до  $\Phi_{D_i} = 3,6 \cdot 10^{21} D_i/cm^2$  ( $E_{D_i} = 250$  эВ): а —  $\times 3000$ ; б —  $\times 6000$

### ОБЛУЧЁННЫЙ КАРБИД КРЕМНИЯ В ПЛАЗМЕ

Для исследования воздействия быстрых ионов и плазмы на карбид кремния SiC эксперименты выполнены также на циклотроне и на установке ЛЕНТА. Радиационное повреждение образцов материала

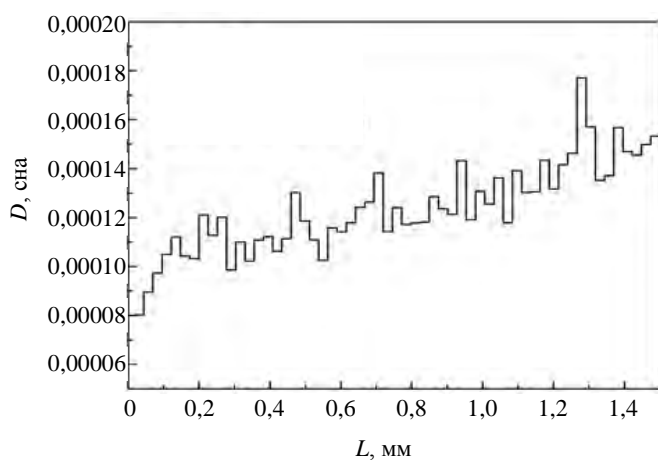


Рис. 9. Профиль радиационных повреждений в образце карбида кремния от протонов со средней энергией 30 МэВ при облучении до дозы  $10^{17} cm^{-2}$ ,  $\langle D \rangle = 1,23 \cdot 10^{-4}$  сна

проведено с помощью ускоренных протонов по схеме, в которой после ускорения до 32 МэВ протоны проходили через алюминиевую фольгу и слой воды, в которых они теряли энергию около 2 МэВ. Толщина образцов SiC была равна 1,5 мм. На рис. 9 представлен профиль радиационных повреждений в карбиде кремния, рассчитанный для флюенса  $\Phi_p = 10^{17}$  протон/ $cm^2$ . Пороговые энергии образования радиационных дефектов равны 35 и 20 эВ для ионов кремния и углерода соответственно. Расчёт показывает, что в этом случае глубина пробега составляет 3,4 мм, поэтому образец SiC имеет повреждения по всей своей толщине (1,5 мм) на уровне  $(1-1,4)10^{-4}$  сна.

Облучённые образцы карбида кремния SiC были подвергнуты экспозиции в дейтериевой

плазме. Обработку в плазме прошли два необлучённых образца и два образца, облучённых протонами (30 МэВ,  $10^{17} cm^{-2}$ ). Условия плазменного эксперимента были следующие: дейтериевая плазма, энергия ионов плазмы на поверхности образца 100 эВ, плотность потока ионов на мишень  $1,2 \cdot 10^{17}$  ион/( $cm^2 \cdot c$ ), полный флюенс ионов дейтерия  $0,4 \cdot 10^{21}$  ион/ $cm^2$ , температура поверхности менее 100 °С, длительность экспозиции 1 ч.

Весовым методом определена глубина эрозии материала, которая составила 0,6—2 мкм, а коэффициент эрозии составил  $(1-2)10^{-2}$  SiC/ион, что согласуется с имеющимися экспериментальными данными по распылению углерода и кремния ионами дейтерия.

Результаты воздействия быстрых ионов и плазмы на поверхность материала были проанализированы с помощью сканирующей электронной микроскопии. Вид поверхности образцов карбида кремния,

предварительно облучённого быстрыми протонами (*a*) и необлучённого (*б*), показан на рис. 10. Для сравнения на рис. 11 показана поверхность образца карбида кремния в исходном состоянии.

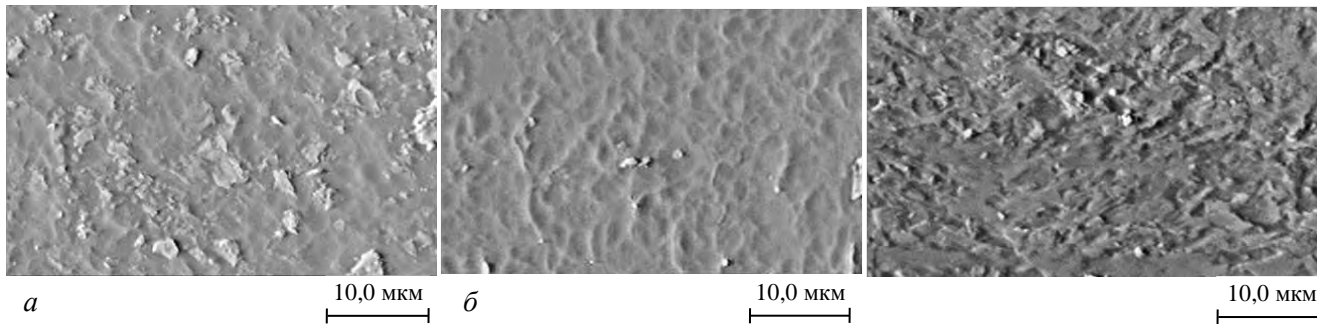


Рис. 10. Поверхность образцов карбида кремния после экспозиции в дейтериевой плазме ( $F_i = 0,4 \cdot 10^{21} \text{ D}_i/\text{см}^2$ ,  $E_i = 100 \text{ эВ}$ ): *a* — облучённый материал; *б* — необлучённый материал

Рис. 11. Поверхность карбида кремния в исходном состоянии

Видно, что образование дефектов при облучении материала быстрыми ионами вызывает существенные изменения структуры поверхности материала, которые при воздействии плазмы в режиме эрозии проявляются выходом на поверхность значительного числа чешуйчатых элементов, что может приводить к ускорению эрозии. Процесс эрозии идёт на фоне образования мозаичной структуры, которая отчётливо проявляется на поверхности необлучённого образца (см. рис. 10, *б*).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования влияния нейтронного фактора на конструкционные материалы термоядерного реактора в настоящее время исчерпываются теми возможностями, которые могут предоставить существующие источники нейтронов и ионов высокой энергии. Для получения материалов с высоким уровнем радиационного повреждения, характерного для длительной работы термоядерного реактора, разработан и применён экспериментальный метод, основанный на использовании ионов высоких энергий, позволяющий получать образцы с первичными повреждениями на уровне, прогнозируемом для реакторов ИТЭР, ДЕМО.

Настоящее исследование посвящено, главным образом, изучению вольфрама с высоким уровнем радиационных повреждений, созданных с помощью ионов высоких энергий. Расчёты генерации первичных радиационных дефектов, проведённые с использованием существующих теоретических методов анализа, обосновывают экспериментальные режимы облучения вольфрама различными ионами (азота, гелия, углерода), выявлены особенности накопления радиационных дефектов высокого уровня и атомов газа в материале, связанных с таким выбором. Профили радиационных повреждений в облучаемом материале характеризуют уровень повреждения поверхностного слоя вольфрама и его толщину.

Приведены результаты использования ионов углерода  $\text{N}^{3+}$  энергией 28 МэВ для получения повреждений в вольфраме в дополнение к ранее проведённым исследованиям с облучением ионами гелия  $\text{He}^{2+}$  (3,5—5 МэВ) и углерода (10 МэВ). Ионами азота облучены образцы вольфрамовых материалов производства ПОЛЕМА и Plansee, в них получены радиационные повреждения до 10 сна на глубину 8 мкм.

Обнаружено радиационное распухание вольфрама после облучения быстрыми ионами азота, свидетельствующее о значительном накоплении повреждений в материале. Получена оценка величины радиационного распухания на уровне до 2,5% (Plansee) и до 2,9% (ПОЛЕМА).

Изучено поведение вольфрамовых материалов в потоке дейтериевой плазмы. Выполнены эксперименты по экспозиции образцов в плазме с достижением полного потока плазменных ионов на поверхности  $0,4 \cdot 10^{22}$  ион/см<sup>2</sup> при энергии ионов дейтерия 250 эВ, что соответствует условиям пристеночного слоя реактора-токамака. Экспозиция облучённого материала в дейтериевой плазме приводит к эрозии повреждённого слоя и изменению его микроструктуры. Глубина эрозии составила 3—4 мкм. Определены скорости и коэффициенты эрозии исследуемых материалов в условиях данной серии экспериментов. Оценка коэффициента эрозии вольфрама даёт значения  $Y_{D-w} \cong (2—4)10^{-3}$  ат./ион. В рамках нашего метода полученный результат не имеет отличия в сравнении с другими вариантами получения повреждений

(He-, C-, N-ионы). Корреляция повреждений на уровне единиц смещений на атом, прогнозируемом для ИТЭР, и метода их получения с характеристиками эрозии в данных условиях не обнаружена.

Выявлены изменения структуры поверхности облучённого материала. Под воздействием плазмы происходит протравливание поверхности по границам зёрен, на облучённой поверхности образуются глубокие каверны, также привязанные к этим границам.

Исследована структура поверхности карбида кремния SiC, предварительно облучённого протонами энергией 30 МэВ. Показано сильное разрушение поверхности с образованием чешуйчатой структуры. Скорость эрозии материала составила  $0,2\text{--}0,6 \text{ мг}/(\text{см}^2\cdot\text{ч}^{-1})$ , что соответствует интегральному коэффициенту эрозии  $(1\text{--}2)10^{-2}$  ат./ион.

Настоящая работа частично поддержана РФФИ, проект № 19-08-00994-а.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Wampler W.R., Doerner R.P.** — Nuclear Fusion, 2009, vol. 49, p. 115023.
2. **Roth J., Schmid K.** — Physica Scripta, 2011, vol. 145, p. 014031.
3. **Hatano Y., Shimada M., Alimov V.Kh. et al.** — JNM, 2013, vol. 438, p. S114—S119.
4. **Hatano Y., Toyama T., Lee H.T. et al.** Defect-hydrogen isotopes interactions in neutron-irradiated tungsten and effects of alloying elements and crystal orientation on defect formation under surrogate irradiation. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 55—68.
5. **Deshpande S.P., Raole P.M. et al.** Simulation of radiation damage and ion-irradiation experiments with tungsten. — Ibid., p. 3—44.
6. **Mayer M., Markina E., Lindig S., Schwartz-Selinger T.** — Physica Scripta, 2011, vol. 159, p. 014045.
7. **Shimada M. et al.** — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 013008.
8. **Gasparyan Yu.M., Ogorodnikova O.V., Pisarev A.A. et al.** Thermal desorption from self-damaged tungsten exposed to deuterium atoms. — JNM, 2015, vol. 463, p. 1013—1016.
9. **Shimada M. et al.** Defect annealing and thermal desorption of deuterium in low dose HFIR neutron-irradiated tungsten. — Ibid., p. 1005—1008.
10. **Li X., Xu Y., Zhang Y., Liu S.** Across-scale self-healing mechanisms for radiation damage in nano-crystal tungsten. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 81—126.
11. **Алимов И.Х. и др.** Удержание дейтерия в радиационно-повреждённом вольфраме. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4, с. 25—39.
12. **Koidan V.S. et al.** — In: IAEA 25th FEC. St Petersburg, 2014, paper MPT/P7-37.
13. **Khripunov B.I., Koidan V.S., Ryazanov A.I., Gureev V.M., Kornienko S.N., Latushkin S.T., Muksunov A.M., Semenov E.V., Stolyarova V.G., Unezhev V.N.** Radiation-damaged tungsten: production and study in a steady-state plasma flux. — Physics of Atomic Nuclei, 2018, vol. 81 (перевод из ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 40, вып. 4, с. 40—49).
14. **Khripunov B.I. et al.** — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 415, p. 649.
15. **Khripunov B., Gureev V., Koidan V. et al.** — Physica Scripta, 2011, vol. 145, p. 014052.
16. **Ryazanov A., Koidan V., Kripunov B. et al.** — Fus. Sci. & Techn., 2012, vol. 61, № 2, p. 107.
17. **Khripunov B., Gureev V., Koidan V. et al.** — J. Nucl. Mater., 2013, vol. 438, p. 1014.
18. **Khripunov B. et al.** — J. Nucl. Mater., 2015, vol. 463, p. 258.
19. **Khripunov B.I., Koidan V.S., Ryazanov A.I.** High-flux plasma effect on tungsten damaged by high-energy ions. — Atomic and Plasma-Material Interaction Data for Fusion, 2019, vol. 18, p. 69—80.
20. **Maury F. et al.** Frenkel pair creation and stage (a) recovery in W crystals irradiated near threshold. — Radiation Eff., 1978, vol. 38, p. 53.
21. **Mason D.R., Yi X., Kirk M.A., Dudarev S.L.** Elastic trapping of dislocation loops in cascades in ion-irradiated tungsten foils. — J. of Physics: Condensed Matter., 2014, vol. 26, p. 376701 (18 p).
22. **Matsunami N., Yamamura Y., Itikawa Y., Itoh N. et al.** Energy dependence of the yields of ion-induced sputtering of monoatomic solids. Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, Japan, 1983.



Борис Иванович Хрипунов, 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  
Khripunov\_BI@nrcki.ru



Василий Семенович Койдан, начальник отдела, д.ф.-м.н., профессор, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Александр Иванович Рязанов, руководитель отделения, д.ф.-м.н., профессор, ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премий И.В. Курчатова и ГК «Росатом», награждён медалью 70 лет Атомной отрасли; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Виктор Михайлович Гуреев, ведущий специалист, лауреат премии им. И.В. Курчатова 1996 и 2001 гг., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Сергей Терентьевич Латушкин, начальник службы ВЧ циклотрона, ветеран атомной энергетики и промышленности, многократный лауреат премии И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Евгений Владимирович Семенов, н.с., лауреат молодежной премии им. И.В. Курчатова 2012 г., лауреат стипендии Президента РФ молодым учёным и аспирантам 2012 г.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



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

Статья поступила в редакцию 30 сентября 2019 г.

После доработки 20 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 46—54.

УДК 621.039.634: 669.884

## СТАЦИОНАРНО РАБОТАЮЩИЕ ЛИТИЕВЫЕ ВНУТРИКАМЕРНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ТОКАМАКА

*И.Е. Люблинский<sup>1,2</sup>, А.В. Вертков<sup>1</sup>, М.Ю. Жарков<sup>1</sup>, А.В. Берлов<sup>1</sup>, М.А. Ладыко<sup>1</sup>, С.В. Мирнов<sup>3</sup>, В.Б. Лазарев<sup>3</sup>, В.А. Вершков<sup>4</sup>, Г.Е. Ноткин<sup>4</sup>, А.В. Захаренков<sup>5</sup>, И.Л. Тажибаяева<sup>2,6</sup>, Ю.В. Понкратов<sup>6</sup>, Ю.Н. Гордиенко<sup>6</sup>*

<sup>1</sup>АО «Красная Звезда», Москва, Россия

<sup>2</sup>Научно-исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

<sup>3</sup>АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва, Россия

<sup>4</sup>НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

<sup>5</sup>Научно-исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия

<sup>6</sup>Институт атомной энергии НЯЦ РК, Курчатов, Республика Казахстан

В работе рассматривается концепция внутрикамерных элементов (ВЭ) стационарного термоядерного токамака-реактора на основе использования неподвижного или медленно протекающего жидкого лития, заключённого в капиллярно-пористую структуру, позволяющую интегрировать преимущества жидкого металла с возможностью его равномерного распределения по поверхности и обеспечения высокой устойчивости при воздействии магнитогиродинамических сил. Отвод тепла обеспечивается за счёт теплопроводности через конструкцию ВЭ к теплоносителю. Отработка конструкции ВЭ предусматривает создание и испытание серии макетов экспериментальных устройств типа лимитер и диверторная мишень с внешними системами подпитки/смены лития и отвода тепла, предназначенных для исследования в моделирующих условиях стендовых установок и токамака Т-11М. В статье приведены конструкции и основные параметры таких устройств.

**Ключевые слова:** литий, токамак, дивертор, лимитер, капиллярно-пористая система, стационарный режим, газодяное охлаждение.

## STATIONARY OPERATED LITHIUM IN-VESSEL ELEMENTS OF A TOKAMAK

*I.E. Lyublinski<sup>1,2</sup>, A.V. Vertkov<sup>1</sup>, M.Yu. Zharkov<sup>1</sup>, A.V. Berlov<sup>1</sup>, M.A. Ladyko<sup>1</sup>, S.V. Mirnov<sup>3</sup>, V.B. Lazarev<sup>3</sup>, V.A. Vershkov<sup>4</sup>, G.E. Notkin<sup>4</sup>, A.V. Zacharenkov<sup>5</sup>, I.L. Tazhibayeva<sup>2,6</sup>, Yu.V. Ponkratov<sup>6</sup>, Yu.N. Gordienko<sup>6</sup>*

<sup>1</sup>JSC «Red Star», Moscow, Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

<sup>3</sup>JSC «SRC RF TRINITY», Troitsk, Moscow, Russia

<sup>4</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

<sup>5</sup>National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia

<sup>6</sup>Institute of Atomic Energy NNC of RK, Kurchatov, Kazakhstan

The concept of plasma facing elements (PFE) of a stationary fusion tokamak-reactor based on the use of stagnant or slow-flowing liquid lithium enclosed in a capillary-porous structure, which allows integrating the advantages of liquid metal with the possibility of its uniform distribution over the surface and ensuring high stability under the influence of magnetohydrodynamic forces is considered in the paper. Heat removal is provided by thermal conductivity through the PFE structure to the coolant. Development of the PFE design includes the creation and testing of a series of models of experimental devices such as limiter and divertor target with external systems of refilling / change of lithium and heat removal, designed for research in modeling conditions of bench installations and tokamak T-11M. The paper presents the design and main parameters of such devices.

**Key words:** lithium, tokamak, divertor, limiter, capillary-pore system, stationary mode, gas-water cooling.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-55-63

## ВВЕДЕНИЕ

Одной из ключевых задач в области управляемого термоядерного синтеза (УТС) является обеспечение стационарного (квазистационарного) режима горения термоядерной плазмы при уровне плотности теплового потока на приёмные внутрикамерные элементы токамака до 10—20 МВт·м<sup>-2</sup>. Существующие технические и материаловедческие решения не позволяют полноценно решить эту задачу. Так, в самом масштабном и успешно реализуемом в настоящее время силами мирового сообщества проекте экспериментального токамака ИТЭР предусматривается периодическая замена приёмных элементов дивертора, способных выдерживать лишь ограниченное время приходящие на них тепловые нагрузки. Альтернативным решением этой проблемы является использование жидких металлов и, в первую очередь, лития в качестве

материала, обращённого к плазме. Это позволит, как показывает накопленный до настоящего времени опыт, создать долговечную, неповреждаемую и самообновляющуюся поверхность внутрикамерных элементов (ВЭ), которая не оказывает фатального воздействия на термоядерную плазму [1—6].

Принципиальным моментом, от которого зависит реализация концепции литиевой стенки, является выбор схемы использования легкоплавкого металла. Существует несколько подходов к защите ВЭ с помощью жидкого металла (ЖМ). Первым достаточно успешным опытом было испытание на токамаке Т-3М капельной защиты на основе применения галлия [7], в котором капли жидкого металла практически не подвержены воздействию магнитогидродинамических (МГД) сил. Несмотря на ряд недостатков, этот подход продолжает быть достаточно актуальным и может быть реализован в варианте применения жидкого лития.

Другой подход, предложенный в США, предполагает отвод тепла и частиц за счёт организации потока толстого слоя (более 1 см) жидкого лития по поверхности ВЭ. Однако, как показывают расчёты, при тепловом потоке из плазмы уровня  $10 \text{ МВт/м}^2$  для этого потребуется слишком высокая скорость (более 10 м/с) потока жидкого металла. Высокое МГД-сопротивление течению жидкого металла в магнитном поле не позволяет реализовать такой подход. Как было показано экспериментально [8], поток лития с начальной скоростью 0,3—1,2 м/с останавливается в поперечном магнитном поле величиной 0,2—0,3 Тл. Кроме того, оказалось практически невозможно организовать равномерное покрытие поверхности ВЭ плёнкой жидкого металла и обеспечить необходимое сопротивление разбрызгиванию под действием МГД-сил. Под влиянием нерешённых проблем развитие этого направления в настоящее время приостановлено.

В США и под их идеологическим влиянием в КНР особенно активно развивается концепция, заключающаяся в организации медленного течения тонкой жидкометаллической (ЖМ) плёнки для защиты и самообновления поверхности ВЭ. При таком подходе тепло от приёмной поверхности передаётся протекающему теплоносителю за счёт теплопроводности конструкции ВЭ [9]. В этом случае стабилизация температуры поверхности сильно зависит от свойств охлаждающей жидкости, конструкции и материалов ВЭ. Основными проблемами для такой концепции являются достижение равномерного покрытия поверхности ВЭ плёнкой ЖМ и её разбрызгивание под действием МГД-сил. Для решения этих проблем разработчикам пришлось использовать российский подход с использованием капиллярного эффекта. В США подпитку и распределение ЖМ по поверхности ВЭ пытаются осуществить за счёт каналов миллиметрового размера, нанесённых на поверхность конструкции (бороздки). В КНР в дополнение к этому применяют тканую сетку. Примером реализации такого подхода является разработка ВЭ для токамаков NSTX-U и EAST [10]. Как показывают эксперименты, относительно положительный результат по равномерному распределению потока ЖМ по поверхности достигается только при использовании капиллярного эффекта (нанесение мелких царапин, канавок или сетки, нанесение пористого порошкового слоя). Вопрос подавления разбрызгивания в достаточной степени пока не решён вследствие недостаточного капиллярного эффекта.

Российская концепция на основе использования неподвижного или медленно протекающего ЖМ, заключённого в капиллярно-пористую систему (КПС) [11], выглядит как наиболее перспективное, продвинутое и экспериментально обоснованное решение для защиты поверхности ВЭ. Эта концепция интегрирует все преимущества лития с возможностью равномерного распределения его слоя на поверхности ВЭ независимо от её ориентации в пространстве при высоком сопротивлении разбрызгиванию в магнитном поле. Отвод тепла в этой концепции обеспечивается за счёт теплопроводности через структуру ВЭ к теплоносителю. Таким образом, способность ВЭ на основе КПС выдерживать тепловые потоки высокой удельной плотности сильно зависит от конструкции, конструкционных материалов и охлаждающей жидкости. Работоспособность варианта использования неподвижного лития в КПС в качестве материала ВЭ успешно подтверждена на отечественных (Т-10, Т-11М) и зарубежных (FTU, TJ-II, КТМ) термоядерных установках.

Для отработки конструкции литиевых ВЭ на основе КПС и их обеспечивающих систем, предназначенных для использования в стационарном токамаке-реакторе, необходимо создание и испытание прототипов таких устройств с системами подпитки/смены лития и теплоотвода как в стендовых условиях, так и на действующих токамаках (например, в Т-11М). Программа модельных испытаний прототипов ВЭ включает в себя следующие задачи:

- исследование процесса течения жидкого лития по поверхности/в структуре КПС;
- исследование процесса очистки поверхности КПС от осаждённых плёнок и продуктов взаимодействия лития с остаточными газами;

- обработка рабочих параметров внешней системы подачи и смены лития для обеспечения заданных параметров течения лития по поверхности/в структуре КПС;
- исследование процесса отведения потоков энергии высокой плотности от приёмной поверхности ВЭ;
- обработка конструкции и определение рабочих параметров систем эффективного отвода тепла.

Полученные результаты исследований и опыт внедрения «литиевых технологий» предполагается использовать при разработке проектов внутрикамерных элементов для российского Т-15МД, европейских токамаков DTT и COMPASS-U.

## КВАЗИСТАЦИОНАРНЫЙ ЛИТИЕВЫЙ ЛИМИТЕР ДЛЯ ТОКАМАКА Т-11М

Одним из прототипов литиевого ВЭ, предназначенного для испытаний в условиях токамака, является литиевый лимитер квазистационарного типа токамака Т-11М. Он представляет собой конструкцию (рис. 1), устанавливаемую на фланец экваториального патрубка камеры токамака, и включает в себя внутрикамерную часть, непосредственно контактирующую с плазмой, и систему подачи/смены лития. Основные параметры квазистационарного литиевого лимитера с системой подачи лития токамака Т-11М:

Материал, контактирующий с плазмой . . .	Мо—Li, W—Li КПС
Габариты устройства Д×Ш×В, мм . . .	1680×200×770
Габариты приёмного элемента Д×Ш×В, мм . . .	80×50×443
Длина приёмной части лимитера, мм . . .	299
Толщина пористого мата, мм . . .	1
Пористость КПС . . .	0,3—0,5
Диаметр приёмной части, мм . . .	32
Площадь открытой литиевой поверхности, см <sup>2</sup> . . .	300,4
Полный объём лития, см <sup>3</sup> . . .	252
Объём лития в КПС лимитера, см <sup>3</sup> . . .	16
Объём лития в баке лимитера, см <sup>3</sup> . . .	19
Объём лития в баке напорном, см <sup>3</sup> . . .	150
Объём лития в жидкометаллическом тракте, см <sup>3</sup> . . .	67
Рабочий температурный диапазон, °С . . .	200—600
Охлаждение приёмной поверхности . . .	Не предусмотрено
Продольный ход приёмного элемента, мм . . .	80
Точность позиционирования приёмного элемента, мм . . .	±1
Электроизоляция приёмного элемента от вакуумной камеры токамака . . .	Есть
Контроль температурного состояния . . .	Термоэлектрические преобразователи типа ТХА

Основным узлом внутрикамерной части лимитера является приёмный элемент, представляющий собой вертикальную трубчатую конструкцию (опорную трубу), на которую установлен пористый мат из КПС, пропитанный литием. На верхнем и нижнем концах приёмного элемента установлены соответственно дозатор и приёмный бак. В приёмном баке находится запас лития для оперативной подпитки литием приёмного элемента в ходе разряда с помощью капиллярных сил. Дозатор предназначен для подачи/смены лития в КПС приёмной поверхности путём его подачи в верхнюю часть приёмного элемента во время технологических перерывов в работе токамака. Литий поступает в дозатор из внешнего источника через питающую трубку, далее просачивается сквозь КПС под действием силы гравитации и собирается в приёмном баке. Наличие отводного тракта из приёмного бака даёт возможность организовать замкнутый контур проливки приёмной поверхности литием и, в добавок, пополнения бака напрямую из внешнего источника. Жидкое состояние лития в лимитере обеспечивается с помощью нагревателя, установленного внутри опорной трубы приёмного элемента.

Для снижения влияния магнитогидродинамических сил, действующих на лимитер в магнитном поле токамака, лимитер электрически изолирован от камеры.

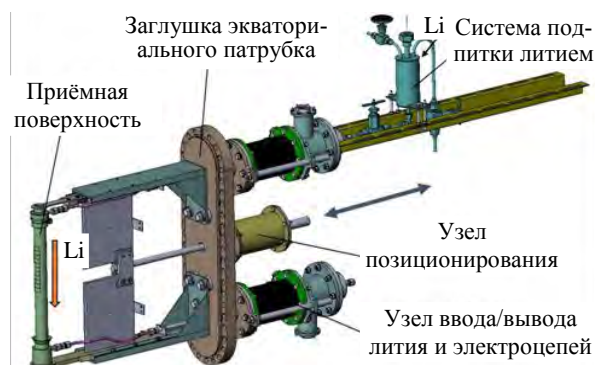


Рис. 1. Квазистационарный литиевый лимитер с системой подачи лития на экваториальном фланце токамака Т-11М

Внешняя часть системы подачи/смены лития (см. рис. 1) включает в себя питающий бак с литием, соединённый с дозатором подающим участком жидкометаллического тракта. При работе системы в режиме подпитки жидкий литий подаётся из бака в дозатор под действием гидростатического давления столба жидкости либо под давлением аргона над поверхностью расплава. Измерение подаваемого количества лития осуществляется электроконтактным уровнемером. Схема разработана таким образом, чтобы тракт жидкого лития мог быть легко модифицирован. С этой целью все его компоненты соединены с помощью разъёмных соединительных элементов. Для обеспечения постоянной циркуляции жидкого металла через приёмный элемент при работе системы в режиме смены приёмный бак соединяется с питающим баком отводящим трактом, оборудованным электромагнитным насосом.

### МАКЕТ ДИВЕРТОРНОЙ МИШЕНИ ТОКАМАКА Т-15МД

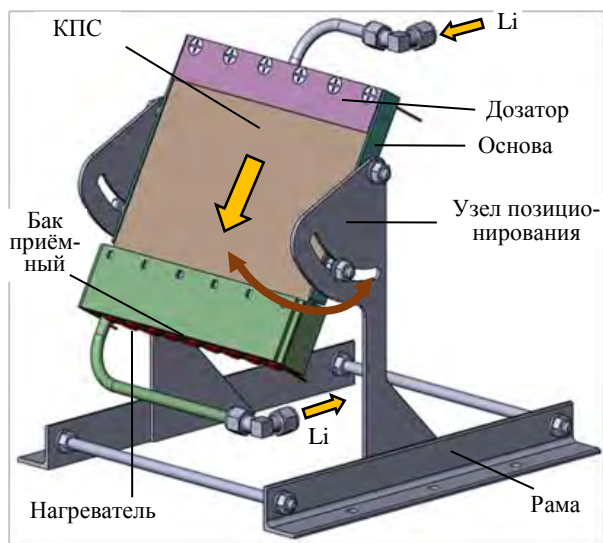


Рис. 2. Внешний облик макета диверторной мишени токамака Т-15МД

Ориентация приёмного элемента в пространстве (изменение угла наклона к горизонту) задаётся с помощью вырезов на стойке рамы. Поддержание температуры приёмного элемента мишени в заданном диапазоне производится с помощью электрических нагревателей. Контроль температуры элементов макета осуществляется с помощью термопреобразователей кабельного типа. Трубки подвода и отведения жидкого лития соединяют приёмный элемент мишени с внешними элементами системы подачи/смены лития. Эта система предназначена для обеспечения подачи лития в КПС приёмной поверхности макета. Внешний вид системы представлен на рис. 3.

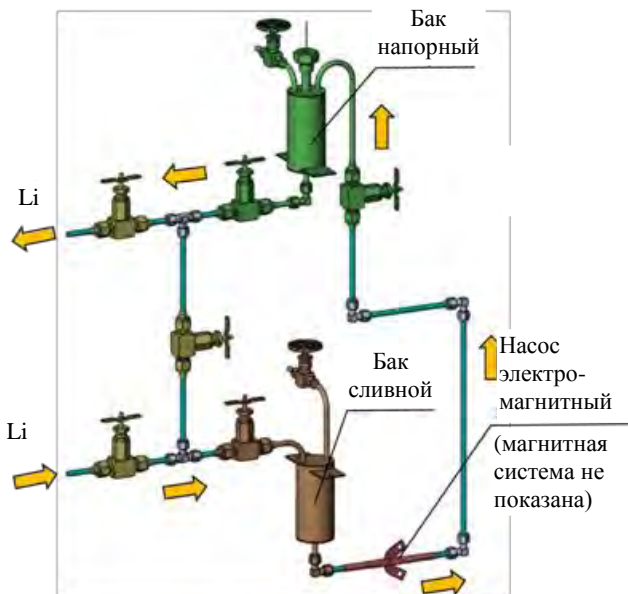


Рис. 3. Внешний облик системы подачи и смены лития

Макет диверторной мишени токамака Т-15МД предназначен для отработки методов организации течения жидкого металла по плоской наклонной поверхности. Он состоит (рис. 2) из собственно макета приёмного элемента диверторной мишени, системы подачи/смены лития и опорной рамы. Основные параметры макета диверторной мишени токамака Т-15МД:

Габариты, мм . . .	197×199×28
Размеры КПС приёмной поверхности, мм . . .	144×191×1
Скорость течения лития, мм/с . . .	0—2
Объёмный расход лития, мм <sup>3</sup> /с . . .	0—240
Температура потока лития, °С . . .	200—500
Угол наклона потока к горизонтали, град. . .	30—90
Общий объём лития в системе, см <sup>3</sup> . . .	300
Давление в полости системы подачи лития, Па:	
вакуум . . .	1·10 <sup>-2</sup>
аргон . . .	0—10 <sup>3</sup>

Макет приёмного элемента (см. рис. 2), включающий покрытую поверхность КПС для организации течения жидкого металла по плоской наклонной поверхности, системы подачи/смены лития и опорной рамы. Основные параметры макета диверторной мишени токамака Т-15МД:

Общий объём жидкого лития в системе составляет не более 300 см<sup>3</sup>, что позволяет считать её лабораторной установкой (вне категорий установок с жидкими щелочными металлами) с соответствующими требованиями к её размещению и условиям эксплуатации. Система обеспечивает широкий

спектр экспериментальных возможностей по организации подачи и замены лития в макете мишени дивертора и представляет собой более сложную систему, чем жидкометаллическая система квазистационарного литиевого лимитера токамака Т-11М (см. рис. 1). Основным режимом подачи и смены лития является организация замкнутого контура потока лития через КПС приёмной поверхности. Циркуляция лития осуществляется с помощью электромагнитного насоса, установленного на линии отвода жидкого лития из макета приёмного элемента. Заправка лития в систему осуществляется из сливного бака. Жидкометаллическая и газовакуумная арматура входит в состав системы для обеспечения управления системой, обслуживания, заправки и организации выбранного контура циркуляции лития. Все элементы системы оборудованы электрическими нагревателями кабельного типа и датчиками температуры и соединяются между собой разъёмными соединениями с уплотнением из нержавеющей стали. Система предназначена для работы в следующих режимах:

- основной режим с постоянной замкнутой циркуляцией лития с помощью прокачки электромагнитным насосом, как показано на рис. 3;
- режим подпитки из верхней точки макета/импульсной проливки КПС приёмной поверхности;
- режим подпитки из нижней точки макета мишени.

Конструкция макета разработана с учётом проведения её испытаний в стендовых условиях. Для этого предполагается использовать универсальный бокс (рис. 4, а), позволяющий проводить испытания в вакууме и среде инертного газа аргона. Расположение макета диверторной мишени с литевой системой в универсальном боксе схематически показано на рис. 4, б.

Конструкция макета разработана с учётом проведения её испытаний в стендовых условиях. Для этого предполагается использовать универсальный бокс (рис. 4, а), позволяющий проводить испытания в вакууме и среде инертного газа аргона. Расположение макета диверторной мишени с литевой системой в универсальном боксе схематически показано на рис. 4, б.



Рис. 4. Универсальный бокс для испытания диверторной мишени: а — внешний вид бокса (режим работы в инертной атмосфере); б — расположение макета диверторной мишени с литевой системой в привязке к универсальному боксу

Поскольку испытания макета производятся в стендовых условиях при отсутствии влияния магнитного поля, конструкция макета не включает в себя узлы электрической изоляции ВЭ от вакуумной камеры.

### СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ЛИТIEВЫХ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В качестве основного подхода к решению вопроса эффективного теплоотвода от тонкостенных энергонагруженных ВЭ рассматривается мелкодисперсный газовойодяной диспергированный поток (водяной спрей в потоке газа) [13]. Основным преимуществом такого теплоносителя является высокая эффективность теплоотвода за счёт теплоты фазового перехода вода—пар в мелкодисперсной жидкой фазе. Скрытая теплота испарения воды составляет 2,4 МДж/кг. Газовая фаза обеспечивает подвод ка-

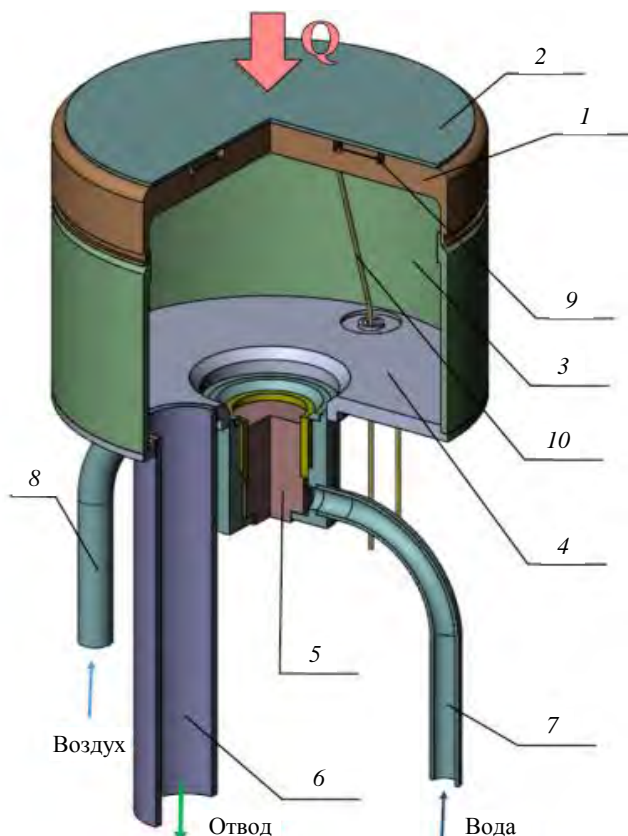


Рис. 5. Конструкция макета литиевого дивертора с КПС и парогазовой системой термостабилизации низкого давления: 1 — макет первой стенки; 2 — макет КПС; 3 — проставка; 4 — дно; 5 — форсунка; 6 — сливная труба; 7 — труба подачи воды; 8 — труба подачи воздуха; 9 — пазы; 10 — термоэлектрические преобразователи для контроля температуры

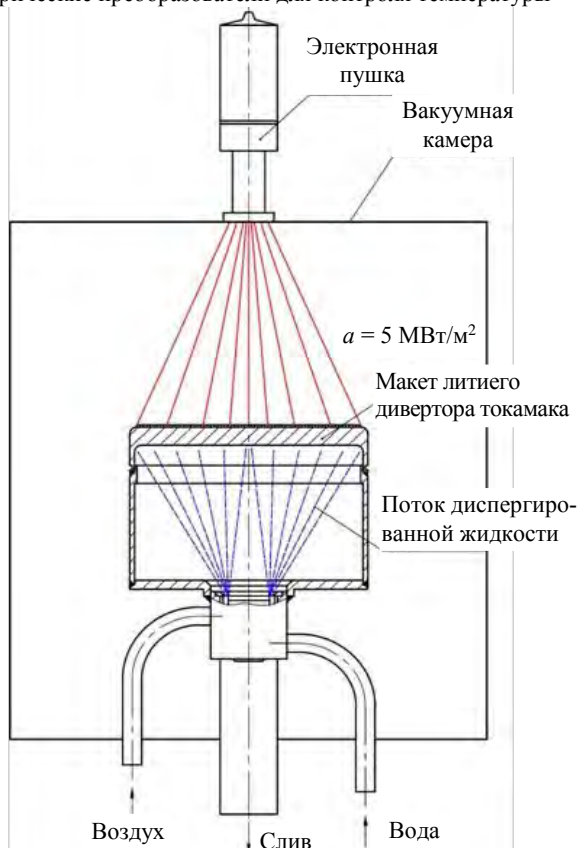


Рис. 6. Схема испытания литиевого макета диверторной мишени токамака на электронно-лучевой установке

пель жидкости к охлаждаемой поверхности и отвод пара. Кроме того, такому теплоносителю не присуще возникновение кризисных явлений при теплоотдаче. Этот теплоноситель на практике был впервые использован в конструкции охлаждаемого жидкометаллического лимитера токамака FTU, основанного на использовании КПС, заполненной оловом [14]. Его использование предусматривается для охлаждения лимитера токамака Т-10 [15] и модуля литиевого дивертора казахстанского материаловедческого токамака КТМ [16]. Эта же система охлаждения рассматривается в качестве основной и для отвода тепла от диверторной мишени токамака Т-15МД.

Для отработки конструкции и режимов работы такой системы охлаждения разработано специальное экспериментальное устройство, моделирующее работу макета литиевого дивертора токамака КТМ и диверторной мишени токамака Т-15МД. Устройство представляет собой полу цилиндрическую конструкцию (рис. 5), приёмную поверхность которой составляют медный толстостенный макет первой стенки 1 и припаянный к нему макет КПС из молибденового листа, моделирующие по теплофизическим характеристикам приёмный ВЭ токамака. Макет первой стенки через стальную проставку 3 соединяется с дном 4, к которому приварены форсунка 5 и сливная труба 6. К форсунке подводится труба подачи воды 7 и воздуха 8. На поверхности макета первой стенки для уменьшения тепловых напряжений выполнены пазы 9, в которые перед пайкой закладывается набивка из медной проволоки для улучшения теплового контакта соединяемых деталей. Контроль теплового состояния макета первой стенки и макета КПС осуществляется с помощью термоэлектрических элементов 10.

При подаче воды и воздуха в форсунке происходит образование мелкодисперсного спрея, который эффективно отводит тепло от макета первой стенки. Толщину макетов первой стенки и КПС выбирают так, чтобы полностью имитировать теплопередачу путём теплопроводности от внешней поверхности макета КПС до внутренней поверхности макета первой стенки, и рассчитывают, исходя из следующего соотношения:

$$\frac{\lambda_m \lambda_p}{h_m h_p},$$

где  $\lambda_m$  и  $\lambda_p$  — теплопроводность материалов макета и рабочих деталей;  $h_m$  и  $h_p$  — толщина макета и рабочей детали.

Разработанное экспериментальное устройство, моделирующее работу системы охлаждения ВЭ токамака (приёмный элемент дивертора), предполагается испытать на электронно-лучевой установке со сканирующим лучом, обеспечивающей тепловую нагрузку на приёмную поверхность не менее 5 МВт/м<sup>2</sup>. Схема эксперимента представлена на рис. 6.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Краткий анализ существующих подходов к реализации концепции «жидкометаллической защиты» ВЭ токамака позволил заключить, что концепция на основе использования неподвижного или медленно протекающего лития, заключённого в КПС, представляет собой наиболее перспективное решение для защиты поверхности ВЭ токамака. Она позволяет интегрировать преимущества лития с возможностью создания равномерно распределённого по поверхности ВЭ слоя жидкого металла и обеспечить его высокую устойчивость при воздействии магнитогидродинамических сил. Отвод тепла обеспечивается за счёт теплопроводности через структуру ВЭ к теплоносителю.

Для разработки конструкции ВЭ стационарного токамака-реактора на основе литиевых КПС предусматривается создание и испытание экспериментальных макетов прототипов таких устройств в вариантах конструкций типа лимитер и диверторная мишень с внешними системами подпитки/смены лития и отвода тепла. В работе приведены конструкции и основные параметры таких устройств, предназначенных для решения поставленных задач, при испытаниях в моделирующих условиях стендовых установок и действующем токамаке Т-11М.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (уникальный идентификатор соглашения RFMEFI58519X0007).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Nygren R.E., Tabarés F.L.** Liquid surfaces for fusion plasma facing components — a critical review. Part I. — *Physics and PSI, Nuclear Materials and Energy*, 2016, vol. 9, p. 6—21.
2. **Tabares F. et al.** Reactor divertor designs based on liquid metal concept. — *Eurofusion WPDTT2-PR(16) 15478*, 2016. 28 p.
3. **Jaworski M.A. et al.** High-temperature, liquid metal plasma-facing component research and development for the NSTX-U. — *Fusion Eng. Des.*, 2016, vol. 112b, p. 93—101.
4. **Mirnov S.V. et al.** Li experiments on T-11M and T-10 in support of steady-state tokamak concept with Li closed loop circulation. — *Nucl. Fusion*, 2011, vol. 51, p. 073044 (9 p.).
5. **Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Evtikhin V.A.** Application of lithium in systems of fusion reactors. Physical and chemical properties of lithium. — *Plasma Devices and Operations*, 2009, vol. 17, № 1, p. 42—72.
6. **Lyublinski I., Vertkov A., Mirnov S., Lazarev V.** Protection of tokamak plasma facing components by a capillary porous system with lithium. — *J. of Nuclear Materials*, 2015, vol. 463, p. 1156—1159.
7. **Mirnov S.V., Dem'yanenko V.N., Murav'ev E.V.** Liquid-metal tokamak divertors. — *Ibid.*, 1992, vol. 196—198, p. 45—49.
8. **Juancheng Y.** Experimental study on liquid metal flows related with nuclear fusion engineering. — In: *Proc. of 5th ISLA. Moscow, 2017*.
9. **Hu J.** Summary of upgrade and experiments of lithium system on EAST tokamak in the last two years — *Ibid.*
10. **Hu J.S. et al.** Development of liquid lithium PFCs on EAST providing an alternative design for DEMO divertor. — *Nucl. Fusion*, 2016, vol. 56, p. 046011.
11. **Evtikhin V.A., Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Pistunovich V.I., Prokhorov D.Yu., Pozharov V.A., Korzhavin V.M., Golubchikov L.G.** Liquid Lithium Tokamak Reactor. — In: *Proc. 16th IAEA Conf. on Fusion Energy. Montreal, 1996*. — Vienna: IAEA, 1997, vol. 3, p. 659—665.
12. **Lyublinski I.E., Mirnov S.V., Komov A.T. et al.** Innovative method of cooling and thermostabilization of tokamak elements with capillary-porous structures. — *J. of Physics: Conf. Series*, 2017, vol. 891(1), p. 012152.
13. **Mirnov S.V., Komov A.T., Varava A.N. et al.** Features of heat transfer with cooling by dispersed flow. — *N. J. of Physics Conference Series*, 2019; doi 10.1088/1742-6596/1370/1/012002.
14. **Vertkov A., Lyublinski I., Mazzitelli et al.** Liquid tin limiter for FTU tokamak. — *Fusion Engineering and Design*, 2017, vol. 117, p. 130—134.
15. **Вертков А.В., Люблинский И.Е., Комов А.Т. и др.** Применение диспергированного газожидкостного потока для охлаждения жидкометаллического лимитера токамака Т-10. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2018, т. 41, вып. 1, с. 57—64.
16. **Вертков А.В., Жарков М.Ю., Люблинский И.Е., Берлов А.В., Тажибаева И.Л., Понкратов Ю.В., Гордиенко Ю.Н.** Новый вариант литиевого дивертора токамака КТМ. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, т. 42, вып. 4, с. 5—13.



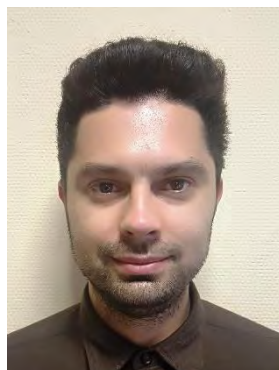
Игорь Евгеньевич Люблинский, начальник отдела, к. техн. н.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия; доцент; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
lyublinski@yandex.ru



Алексей Викторович Вертков, заместитель начальника отдела, к. техн. н.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия  
avertkov@yandex.ru



Михаил Юрьевич Жарков, ведущий инженер-конструктор, лауреат премии в области физики и технологии токамаков им. Э.А. Азизова 2017 г.; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия  
MG-dist@yandex.ru



Александр Вячеславович Берлов, ведущий инженер-технолог; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия



Максим Алексеевич Ладыко, главный специалист; АО «Красная Звезда», 115230 Москва, Электролитный проезд 1А, Россия  
ladyko.maxim@yandex.ru



Сергей Владимирович Мирнов, начальник отдела, профессор, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, член Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперт МАГАТЭ по токамакам; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 142190 Москва, Троицк, ул. Пушкиновых вл. 12, Россия



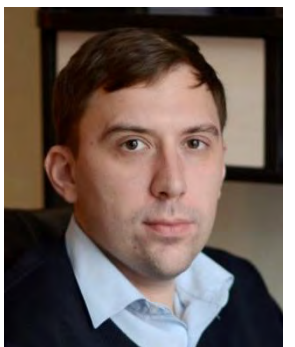
Владимир Борисович Лазарев, к.ф.-м.н., начальник лаборатории; АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», 108840 Москва, г. Троицк, ул. Пушкиновых, владение 12  
V\_lazarev@triniti.ru



Владимир Александрович Вершков, начальник лаборатории, д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
v.vershkov@fc.iterru.ru



Геннадий Евсеевич Ноткин, заместитель начальника отдела; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
Notkin\_GE@nrcki.ru



Александр Валентинович Захаренков, доцент, к. техн. н.; Научно-исследовательский университет «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 17, Россия  
ZakharenkovAV@mpei.ru



Ирина Лашкаровна Тажибаева, д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. Института атомной энергии НЯЦ РК, исполнительный директор Научно-технического центра «Безопасность ядерных технологий»; 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 10, ВКО Республика Казахстан; профессор; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия  
tazhibayeva@ntsc.kz



Юрий Валентинович Понкратов, н.с.; Институт атомной энергии НЯЦ РК, 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 10, ВКО Республика Казахстан  
ponkratov@nnc.kz



Юрий Николаевич Гордиенко, начальник группы лаборатории внутриканальных испытаний; Институт атомной энергии НЯЦ РК, 071100 Курчатов, ул. Красноармейская 10, ВКО Республика Казахстан  
gordienko@nnc.kz

Статья поступила в редакцию 16 декабря 2019 г.

После доработки 25 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 55—63.

УДК 621.039.647

## О ВЫБОРЕ ЧАСТОТЫ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ДЛЯ УСТАНОВКИ Т-15МД

Н.А. Кирнева<sup>1, 2</sup>, Д.А. Кислов<sup>1</sup>, И.Н. Рой<sup>1</sup><sup>1</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Электронно-циклотронный нагрев рассматривается как один из методов дополнительного нагрева плазмы и создания неиндукционного тока в токамаке Т-15МД. Будут использоваться от одного до восьми гиротронов суммарной мощностью до 7 МВт на входе в токамак. Частота используемой СВЧ-волны зависит от параметров режимов, в которых будет использоваться комплекс нагрева, и от физических задач, для решения которых он предназначен. В данной статье приведено обоснование выбора частоты гиротронного комплекса  $f_1 \cong 82,6$  ГГц для стадии физического пуска и начала работы установки, рассмотрена возможность использования этой частоты на стадии полномасштабных экспериментов. Для того чтобы обеспечить гибкость системы ЭЦР-нагрева установки Т-15МД, предлагается рассмотреть возможность создания гиротронного комплекса на основе двухчастотных гиротронов с  $f_1 \sim 82,6$  ГГц и  $f_2$  в диапазоне  $\sim 102$ — $110$  ГГц.

**Ключевые слова:** электронно-циклотронный нагрев, генерация тока, токамак Т-15МД, гиротронный комплекс.

## ON THE SELECTION OF ELECTRON-CYCLOTRON HEATING FREQUENCY FOR T-15MD TOKAMAK

N.A. Kirneva<sup>1, 2</sup>, D.A. Kislov<sup>1</sup>, I.N. Roy<sup>1</sup><sup>1</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia<sup>3</sup>National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Electron cyclotron heating is one of the methods of additional plasma heating and noninductive current drive in T-15MD tokamak. One to eight gyrotrons with a total power up to 7 MW will be used. The frequency of the microwave used depends on the parameters of the experimental scenarios in which the heating will be used and on the physical tasks for which it is intended. This article provides justification for the choice of the gyrotrons' frequency  $f_1 \cong 82.6$  GHz for the start-up phase and for the first plasma experiments, and considers the possibility of using this frequency at the stage of full-scale experiments. In order to provide flexibility of the T-15MD ECRH system, it is proposed to consider the possibility of the development of a gyrotron complex based on two-frequency gyrotrons with  $f_1 \sim 82.6$  GHz and  $f_2$  in the range of  $\sim 102$ — $110$  GHz.

**Key words:** electron cyclotron heating, current drive, T-15MD tokamak, gyrotron complex.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-64-74

### ВВЕДЕНИЕ

Установка Т-15МД — токамак D-образного сечения, который в настоящее время готовится к физическому пуску в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт». Параметры токамака и систем дополнительного нагрева [1]:

Ток плазмы $I_p$ , МА . . .	2
Аспектное отношение . . .	2,2
Большой радиус $R_0$ , м . . .	1,48
Малый радиус $a$ , м . . .	0,67
Вытянутость, $k_{95}$ . . .	1,7—1,9
Треугольность, $\delta_{95}$ . . .	0,3—0,4
Тороидальное магнитное поле $B_T$ , Тл . . .	2,0
Мощность дополнительного нагрева плазмы, МэВ:	
электронно-циклотронный нагрев . . .	~7
нейтральная инжекция . . .	8—10
нижнегибридный нагрев . . .	4
ионно-циклотронный нагрев . . .	6
Магнитная конфигурация . . .	Лимитерная, диверторная (однонулевая)
Рабочий газ . . .	Водород

Основные направления работ на Т-15МД связаны с созданием и поддержанием устойчивых квазистационарных разрядов для решения задач, актуальных для подготовки к пуску международного экспе-

риментального термоядерного реактора ИТЭР [2] и создания физической базы для выбора параметров и разработки сценариев установок следующего поколения — ДЕМО и ДЕМО-ТИН [3].

Электронно-циклотронный нагрев и генерация тока (ЭЦРН и ГТ) рассматриваются как один из методов дополнительного (к омическому) нагрева плазмы в Т-15МД и поддержания неиндукционного тока. Этот метод применяется практически на всех современных токамаках и планируется для применения в установках следующего поколения, поскольку позволяет обеспечить высокую локальность вклада мощности и возможность изменять область вклада даже без существенного изменения параметров плазменного разряда. Важное преимущество ЭЦРН и ГТ заключается в отсутствии материальных элементов, вносимых в плазму (как, например, антенны для ионно-циклотронного нагрева), возможности удаления источника нагрева за биозащиту, а также в отсутствии источника частиц, вносимого в плазму (как это происходит при использовании инжекционного нагрева).

Механизм ЭЦРН и ГТ связан с резонансным взаимодействием волны с электронами плазмы, скорость которых удовлетворяет условию [4]

$$\omega - \frac{s\omega_{ce}}{\gamma} = k_{\parallel}v_{\parallel}, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота волны;  $s$  — номер гармоники;  $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$  — релятивистский форм-фактор;  $v$  и  $v_{\parallel}$  — скорость электронов, на которых происходит поглощение волны (резонансные электроны), и её компонент, параллельный магнитному полю;  $c$  — скорость света;  $\omega_{ce}$  — электронная циклотронная частота;  $k_{\parallel}$  — параллельный направлению магнитного поля компонент волнового вектора СВЧ-волны.

Условие распространения электронно-циклотронной волны в плазме имеет вид

$$\begin{aligned} \omega_{pe}^2 < s^2\omega_{ce}^2 & \text{ — для обыкновенной волны;} \\ \omega_{pe}^2 < s(s-1)\omega_{ce}^2 & \text{ — для необыкновенной волны } (s \geq 2). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота.

Это означает, что применение ЭЦРН и ГТ ограничено по плотности —  $n_e < n_{cut-off}$ , где  $n_{cut-off}$  — плотность отсечки. Для обыкновенной волны на первой гармонике ЭЦР и необыкновенной волны на второй гармонике ЭЦР из условия (2) получаем значения плотности отсечки:

$$\begin{aligned} \text{1-я гармоника, О-мода} & \text{ — } n_{cut-off} = 1,24 \cdot 10^4 f^2; \\ \text{2-я гармоника, Х-мода} & \text{ — } n_{cut-off} = 6,2 \cdot 10^5 f^2, \end{aligned} \quad (3)$$

здесь  $n_{cut-off}$ ,  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ;  $f$  — частота вводимой СВЧ-волны, ГГц.

Если СВЧ-волна вводится в плазму вдоль направления большого радиуса тора, то расхождение пучка, связанное с рефракцией, наблюдается при плотности, близкой к плотности отсечки (2,3). Если же ввод СВЧ-волны осуществляется под углом к большому радиусу, то рефракция наблюдается при более низких значениях плотности [5].

Традиционно ЭЦРН и ГТ используются в режимах с  $n_e < n_{cut-off}$ . Следует, однако, отметить, что экспериментально показана эффективность альтернативной схемы электронно-циклотронного нагрева, основанной на трансформации ЭЦ-волны в бернштейновскую в слое циклотронной отсечки [6, 7].

В данной статье обсуждаются возможности использования нагрева плазмы на частоте  $f = 82,6$  ГГц, выбранной для гиротронного комплекса установки Т-15МД на стадии физического пуска и начала работы установки [8]. Рассматривается возможность использования ЭЦРН и ГТ на частоте  $f = 82,6$  ГГц в последующих физических экспериментах. Обсуждается второй диапазон частот, необходимый в режимах с магнитным полем, близким к проектному значению ( $B_T \sim 2$  Тл). Высказано предложение о создании комплекса ЭЦРН плазмы Т-15МД на основе двухчастотных гиротронов. В статье рассмотрены физические задачи, которые требуют использования ЭЦРН и ГТ в установке Т-15МД, представлена ожидаемая область рабочих параметров установки, обсуждаются ограничения частоты ЭЦРН в установке Т-15МД,

представлено физическое обоснование выбора частоты гиротронного комплекса на разных этапах работы токамака Т-15МД.

### ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ДЛЯ ЭЦР-НАГРЕВА и ГЕНЕРАЦИИ ТОКА в УСТАНОВКЕ Т-15МД

В современных установках нагрев и ГТ с помощью электронно-циклотронных волн используются для решения следующих задач [2, 9]:

- оптимизация условий пробоя газа и стадии роста тока плазмы при вводе СВЧ-мощности на начальной стадии разряда;

- нагрев плазмы и получение разрядов с высоким газокинетическим давлением, включая разряды с высоким  $\beta_p$  ( $\beta_p$  — отношение газокинетического давления плазмы к давлению полоидального магнитного поля);

- ГТ для получения разрядов с высокой долей неиндукционного тока плазмы (вплоть до 100%);

- управление профилем полного тока плазмы с созданием областей слабого или отрицательного магнитного шира;

- управление МГД-активностью плазмы:

- управление частотой и амплитудой пилообразных колебаний;

- управление тиринг-неустойчивостями, включая неоклассическую тиринг-моду;

- управление частотой граничных локализованных мод [10];

- предотвращение срывов;

- изучение процессов переноса энергии и частиц, включая:

- управление профилем плотности основной плазмы и примесей;

- изучение механизма аномальных потерь энергии;

- изучение физики взаимодействия СВЧ-волн с плазмой для увеличения эффективности нагрева и ГТ;

- увеличение эффективности других методов нагрева плазмы (синергетический эффект).

Планируется, что перечисленные задачи будут рассматриваться на установке Т-15МД. Для этого желательно обеспечить возможность изменения области поглощения СВЧ-мощности в широком диапазоне по сечению плазменного шнура — от центра (нормализованный радиус магнитной поверхности  $\rho \sim 0$ ) до периферийной области плазмы ( $\rho \sim 0,95$ ).

Проектируемая система ввода СВЧ-мощности в Т-15МД [8] предусматривает использование зеркал, отклоняющих луч в полоидальном и тороидальном направлении. Система поворота зеркал в тороидальном направлении позволит использовать электронно-циклотронные волны не только в режиме нагрева, но и для создания неиндукционного тока в плазме.

### ОБЛАСТЬ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ Т-15МД

Выбор частоты СВЧ-волны зависит от рабочего диапазона магнитных полей установки и плотности отсечки СВЧ-волны и определяется физическими задачами, в которых будут использованы ЭЦРН и ГТ.

Предполагается, что ввод установки Т-15МД в эксплуатацию будет осуществлён в несколько этапов:

- физический пуск, который должен продемонстрировать работоспособность всех систем установки;

- стадия работы с плазмой круглого сечения с малым радиусом  $a = 0,67$  м (I);

- вытянутая плазма лимитерной конфигурации (II);

- работа в диверторной конфигурации (III).

Рассмотрим возможные границы рабочей области Т-15МД для двух предельных магнитных конфигураций — для круглого сечения шнура и для D-образного сечения с проектными значениями  $k$  и  $\delta$ .

На рис. 1 показаны оценки величины тока плазмы, соответствующего разным значениям фактора запаса устойчивости на границе, при нескольких заданных значениях тороидального магнитного поля в центре вакуумной камеры для круглого (см. рис. 1, а) и вытянутого (см. рис. 1, б) сечения плазменного шнура. Фактор запаса устойчивости определялся по формуле [12]

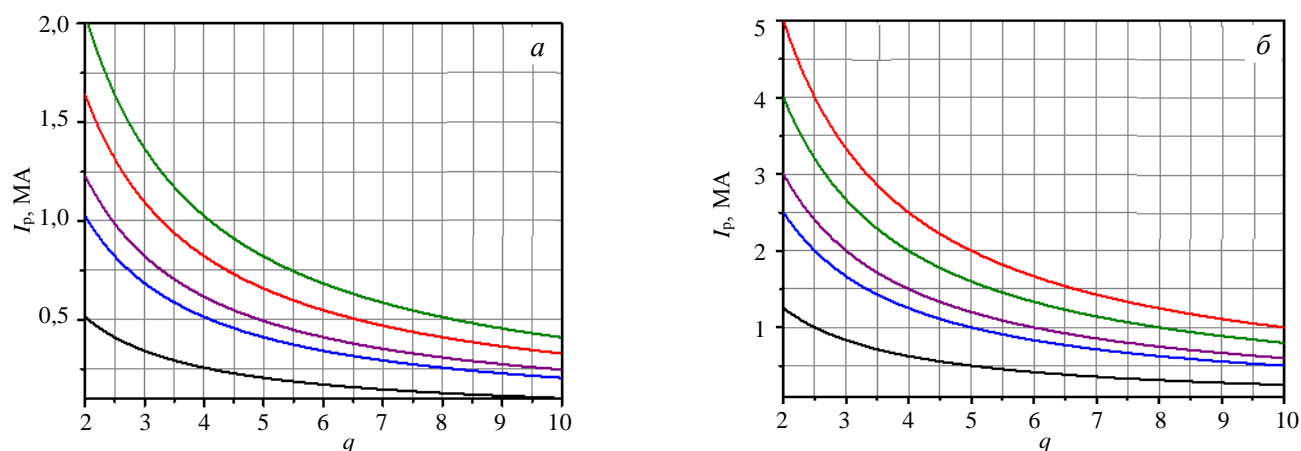


Рис. 1. Зависимость величины тока плазмы от фактора запаса устойчивости на границе плазмы при различных значениях тороидального магнитного поля: а — в круглой плазме; б — в плазме с  $k = 1,8$ ,  $\delta = 0,35$ ;  $B_T = 2,0$  (—),  $1,6$  (—),  $1,2$  (—),  $1,0$  (—),  $0,5$  Тл (—)

$$q = q_{\text{cyl}} F(k, \delta, A); \tag{4}$$

где  $q_{\text{cyl}} = \frac{5a^2 B_T}{I_p R}$ ;  $F(k, \delta, A) = f_1(k, \delta) f_2(A)$  — тороидальная поправка:

$$f_1(k, \delta) = \frac{1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1,2\delta^3)}{2};$$

$$f_2(A) = \frac{1,17 - 0,65/A}{(1 - A^{-2})^2};$$

$$A = \frac{R}{a}.$$

При работе с круглым сечением плазменного шнура (см. рис. 1, а) может быть создана магнитная конфигурация с фактором запаса устойчивости на границе, изменяемым от  $q \sim 2$  и выше во всём рабочем диапазоне магнитных полей и токов плазмы, предусмотренных техническим проектом установки Т-15МД [1]. В конфигурации с D-образным сечением (рассматривалась плазма с  $k = 1,8$ ,  $\delta = 0,35$ ,  $a = 0,67$  м,  $R = 1,5$  м) рабочий диапазон токов плазмы существенно расширяется (см. рис. 1, б) по сравнению с круглой конфигурацией. При величинах тороидального магнитного поля, превышающих 1 Тл, фактор запаса устойчивости  $q = 2$  на границе плазменного шнура достигается при  $I_p \geq 2,5$  МА.

На рис. 2 показана условная область рабочих параметров (диаграмма Хьюгилла) установки Т-15МД

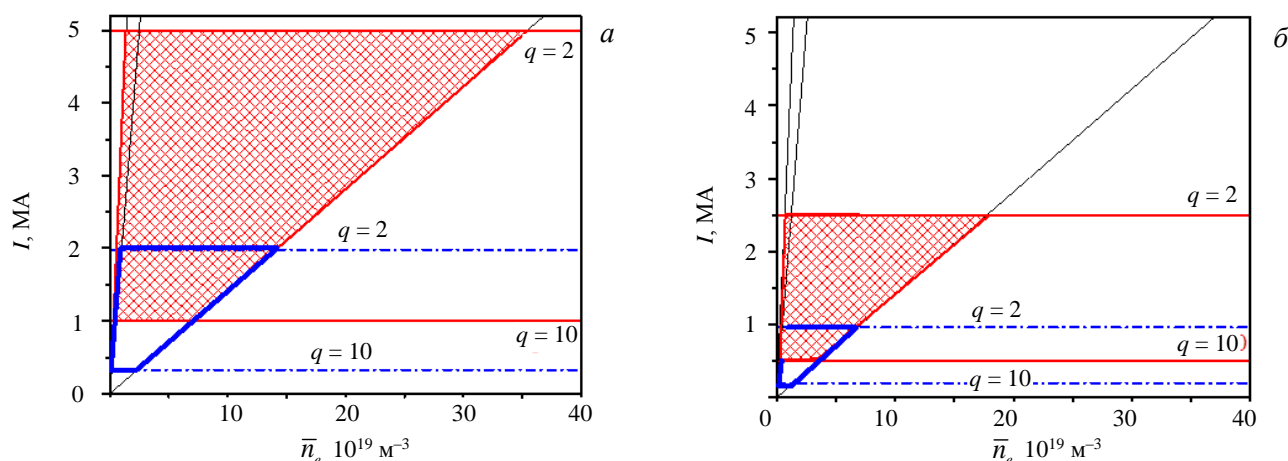


Рис. 2. Расчётная рабочая область установки Т-15МД для двух значений тороидального магнитного поля  $B_T = 2$  Тл (а) и  $B_T = 1$  Тл (б); — рабочая область для плазмы с  $k = 1,8$ ,  $\delta = 0,35$ , синий цвет — для круглой плазмы. Во всех случаях  $a = 0,67$  м,  $R = 1,5$  м

для двух значений  $B_T$ :  $B_T = 2$  Тл (см. рис. 2, а) и  $B_T = 1$  Тл (см. рис. 2, б). Рассмотрена как плазма круглого сечения ( $a = 0,67$  м,  $R = 1,5$  м), так и плазма с вытянутым сечением с  $k = 1,8$ ,  $\delta = 0,35$ ,  $a = 0,67$  м,  $R = 1,5$  м. Границы рабочей области определялись следующим образом:

- ток плазмы ограничен сверху достижением  $q = 2$  на границе плазмы;
- ток плазмы снизу на этих диаграммах условно ограничивался достижением  $q = 10$ ;
- область низких плотностей ограничена пределом по убегающим электронам [12],  $n_{Ra} = 0,07 \frac{I}{\pi k a^2}$ ;
- область высоких плотностей ограничена плотностью Гринвальда [13],  $n_{Gr} = \frac{I}{\pi a^2}$ .

Отметим, что плотность Гринвальда не является абсолютным пределом и может быть превышена при определённых условиях [2, 14], тем не менее она характеризует масштаб максимально достижимых значений плотности в установке.

На рис. 2 видно, что при магнитном поле 2 Тл и токе плазмы 2 МА рабочий диапазон плотности плазмы составляет  $0,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 1,4 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  при D-образном сечении плазменного шнура. В плазме круглого сечения при магнитном поле 2 Тл и токе плазмы 1,65 МА рабочий диапазон плотности плазмы составляет  $1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 1,15 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . При  $B_T = 1$  Тл и  $I_p = 2$  МА ожидаемые границы рабочей области по плотности составляют  $0,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3} \leq \bar{n}_e \leq 2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$  в плазме D-образного сечения.

### ОЦЕНКА ОГРАНИЧЕНИЙ, НАКЛАДЫВАЕМЫХ НА ЧАСТОТУ ГИРОТРОННОГО КОМПЛЕКСА

На рис. 3 показано изменение величины тороидального магнитного поля вдоль большого радиуса токамака Т-15МД при различных значениях  $B_T$  в центре вакуумной камеры установки. Левая граница рисунка соответствует положению стенки камеры на внутреннем обводе тора, правая граница — положению стенки камеры на внешнем обводе тора в экваториальной плоскости установки.

На рис. 4 показаны значения частоты электронно-циклотронного резонанса на первой и второй гармониках в зависимости от величины тороидального магнитного поля.

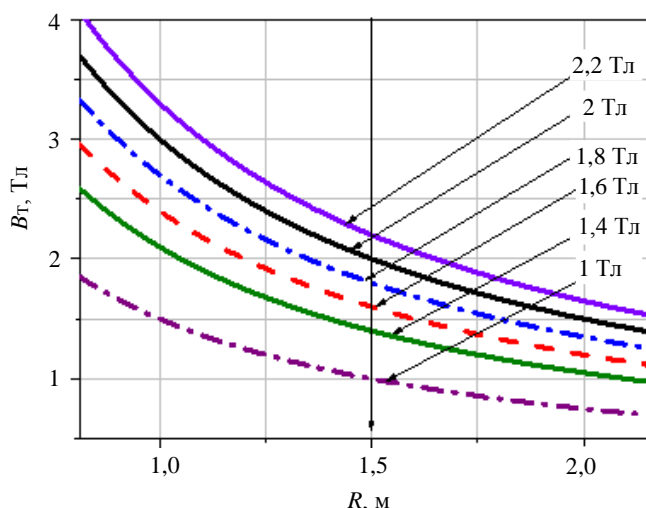


Рис. 3. Изменение значения тороидального магнитного поля вдоль большого радиуса установки Т-15МД для различных значений  $B_T$  в центре вакуумной камеры. Вертикальной стрелкой показано положение центра вакуумной камеры

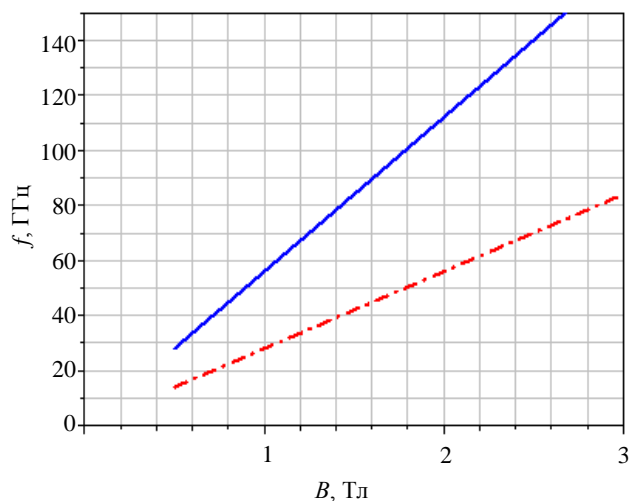


Рис. 4. Значение частоты электронно-циклотронного резонанса для различных значений магнитного поля: — первая гармоника ЭЦР; — вторая гармоника ЭЦР

Магнитному полю  $B_T = 2$  Тл соответствует частота 56 ГГц первой гармоники ЭЦР и  $f = 112$  ГГц второй гармоники ЭЦР. Особенности ЭЦРН и ГТ в Т-15МД на этих частотах подробно рассмотрены в [15]. Для  $f = 112$  ГГц (необыкновенная волна, вторая гармоника ЭЦР) плотность отсечки при вводе волны вдоль большого радиуса составляет  $7,8 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ , для СВЧ-волны с частотой 56 ГГц (обыкновенная волна на первой гармонике ЭЦР)  $n_{\text{cut-off}} \cong 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  — это локальные значения плотности

(рис. 5). Если необходимо обеспечить поглощение СВЧ-волны в центре плазменного шнура, то плотность плазмы по всему сечению должна быть меньше плотности отсечки. Это означает, что среднее хордовое значение плотности заведомо не должно превышать  $n_{\text{cut-off}}$ . Из сопоставления с рис. 2 видно, что эти значения плотности лежат внутри расчётной рабочей области установки.

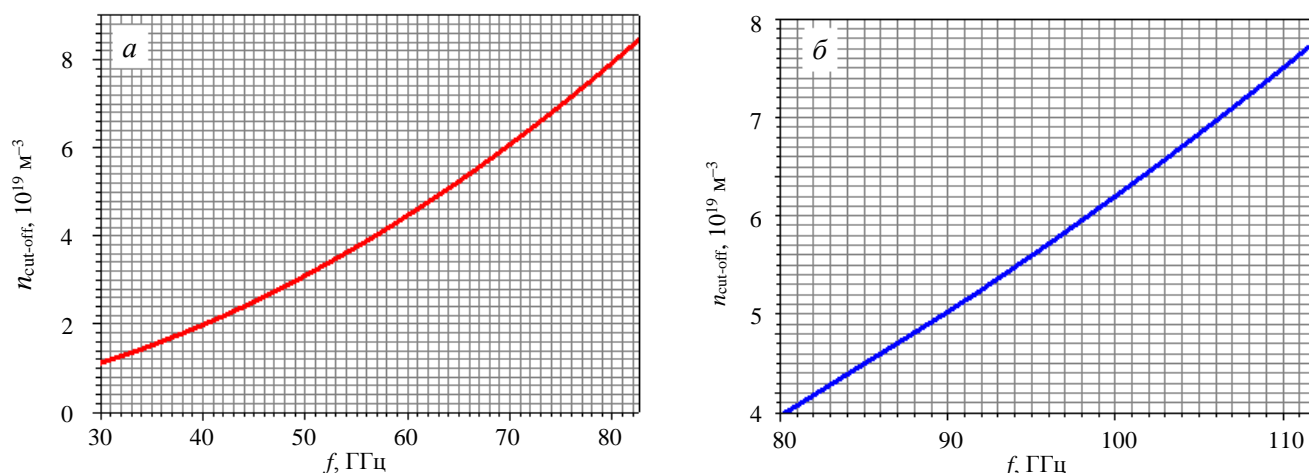


Рис. 5. Зависимость плотности отсечки от частоты для обыкновенной СВЧ-волны на первой (а) и необыкновенной волны на второй (б) гармонике ЭЦ-частоты

Таким образом, для задач, связанных с ЭЦРН плазмы в установке Т-15МД, вблизи центра при  $B_T \sim 2$  Тл использование электронно-циклотронной волны на первой гармонике ЭЦР при традиционной схеме нагрева (не О—Х—В-трансформация) возможно только в режиме относительно низких плотностей. Это ограничивает возможность применения СВЧ-волны на первой гармонике в физических программах установки. Значит, рассматривать частоту 56 ГГц в качестве основной частоты для ЭЦРН в установке Т-15МД представляется нецелесообразным. Существует ряд задач, для которых может представлять интерес нагрев плазмы и генерация ЭЦ-тока со смещением центра камеры в сторону сильного магнитного поля ( $R < R_0$ ). Для таких задач подходит диапазон частот  $f \sim 65\text{—}70$  ГГц. Для этих частот величина резонансного магнитного поля на первой гармонике составляет  $\sim 2,25\text{—}2,5$  Тл. Эти частоты позволяют работать при более высоких плотностях плазмы, чем  $f = 56$  ГГц (см. рис. 5). Однако в условиях Т-15МД ( $B_T \leq 2$  Тл) вклад мощности в центре шнура и на стороне слабого магнитного поля для СВЧ-волны такой частоты будет невозможен.

### ВЫБОР ЧАСТОТЫ ЭЦР-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ Т-15МД НА РАЗНЫХ ЭТАПАХ РАБОТЫ УСТАНОВКИ

**Стадия физического пуска и начала работы установки.** Основная задача для ЭЦРН на стадии физического пуска — обеспечение СВЧ-пробоя.

Для проектного значения тороидального магнитного поля частота, соответствующая вкладу СВЧ-мощности в центре разрядной камеры, составляет 112 ГГц. Однако необходимо учесть, что тороидальное магнитное поле, которое будет получено в первых режимах, возможно, будет ниже проектного значения. Заранее неизвестно, каким будет распределение рассеянных магнитных полей, в какой области (центр камеры, сторона сильного поля, сторона слабого поля) будут достигаться оптимальные для СВЧ-пробоя условия. Поэтому частота гиротрона должна быть такой, чтобы при изменении магнитного поля в рабочем диапазоне вклад мощности мог быть осуществлён в широком диапазоне:  $R - a \leq R_{\text{ECR}} \leq R + a$ .

Этому условию удовлетворяют частоты СВЧ-нагрева  $\sim 80$  ГГц при использовании СВЧ-волны на второй гармонике ЭЦР (рис. 6) и  $\sim 40$  ГГц — на

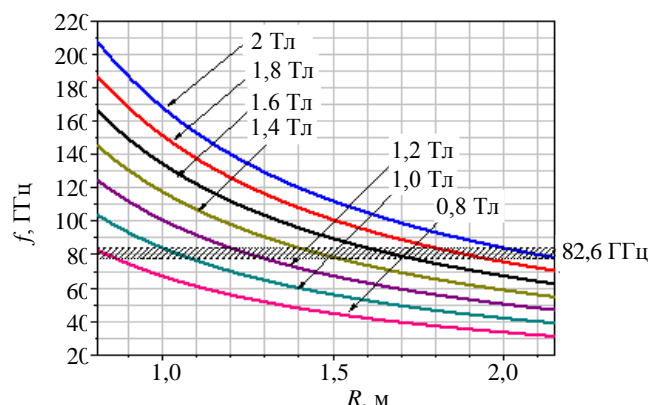


Рис. 6. Распределение частот второй гармонике ЭЦ-резонанса вдоль большого радиуса установки Т-15МД для нескольких значений  $B_T$  в центре камеры. Штриховкой показан диапазон частот, выбранный для гиротронов на стадии физического пуска установки

первой. Для этих частот существует область резонанса внутри вакуумной камеры Т-15МД для режимов с тороидальным магнитным полем, варьируемым в диапазоне 0,8 — 2 Тл. При таком изменении магнитного поля положение слоя ЭЦР сканирует практически весь шнур от  $R_0 - a$  до  $R_0 + a$ .

Однако в силу условия (2) диапазон рабочих плотностей для частоты  $f \sim 80$  ГГц шире (см. рис. 5). Поэтому, учитывая существующие разработки отечественных производителей гиротронов (фирма «ГИКОМ», Нижний Новгород [16]), была выбрана частота 82,6 ГГц.

Отметим, что поскольку установка Т-15МД — токамак с низким аспектным отношением, то при некоторых значениях магнитного поля в плазме одновременно с резонансом на второй гармонике

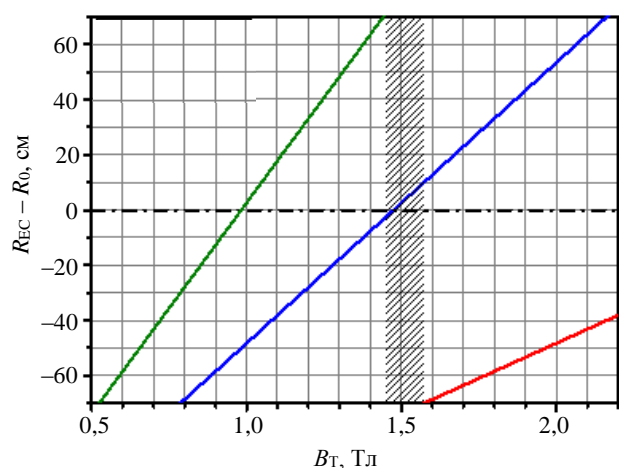


Рис. 7. Расположение областей резонанса на первой (—), второй (—) и третьей гармонике (—) для частоты  $f = 82,6$  ГГц в зависимости от величины магнитного поля в центре вакуумной камеры: ▨ — область магнитных полей, при которых внутри вакуумной камеры находится только резонанс на второй гармонике

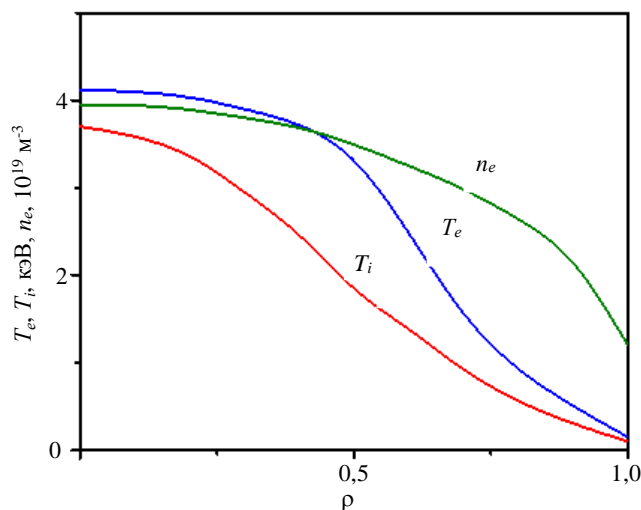


Рис. 8. Профили температуры электронов, ионов и плотности плазмы из [18], для которых выполнялись расчёты по коду OGRAY

нально менялся ток плазмы, чтобы сохранить неизменной величину  $q$  на границе.

В расчётах электронно-циклотронная волна необыкновенной поляризации с частотой  $f = 82,6$  ГГц инжектировалась в плазму в экваториальной плоскости со стороны слабого магнитного поля. Вкладываемая мощность составляла 1 МВт. Результаты расчётов профиля вложенной мощности показаны на рис. 9. Для удобства восприятия пространственная координата умножена на знак разности  $R_{\max} - R_0$ , где  $R_{\max}$  — положение максимума поглощения,  $R_0 = 1,5$  м — положение центра камеры. В этом случае отри-

могут присутствовать области резонанса для первой или для третьей гармоники (рис. 7). Для частоты  $f = 82,6$  ГГц в узком диапазоне магнитных полей  $B_T \sim 1,5$  Тл в камере присутствует только резонанс на второй гармонике. При снижении магнитного поля  $B_T \sim 1,5$  Тл внутри камеры появляется область резонанса для третьей гармоники. При увеличении  $B_T$  появляется слой резонанса на первой гармонике.

**Возможность использования частоты 82,6 ГГц на стадии полномасштабных экспериментов.** Частота 82,6 ГГц обеспечивает центральный нагрев плазмы при  $B_T = 1,4—1,6$  Тл (см. рис. 6). При  $B_T = 2$  Тл вклад мощности будет происходить на периферии плазмы на стороне слабого поля. При  $B_T = 1$  Тл резонансный слой находится на периферии плазмы на стороне сильного магнитного поля.

Для оценки смещения положения зоны ЭЦР при изменении магнитного поля с учётом шафрановского смещения были сделаны расчёты поглощения мощности и величины генерируемого тока по коду OGRAY [17]. Расчёты проведены для модельных распределений параметров плазмы, приведённых в [18] для режима с низкой плотностью плазмы  $\bar{n}_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Используемые профили электронной  $T_e$  и ионной температуры  $T_i$  и плотности показаны на рис. 8. Эффективный заряд плазмы в соответствии с [18]  $Z_{\text{эф}} = 1,6$ . Тороидальное магнитное поле  $B_T = 1,5$  Тл, ток плазмы  $I_p = 1$  МА, расчётное значение шафрановского смещения магнитной оси составило  $\Delta_{\text{ш}} \sim 8$  см. При изменении тороидального магнитного поля пропорцио-

цательная координата соответствует вкладу мощности на стороне сильного поля, положительная — вкладу мощности на стороне слабого поля. При  $B_T = 1,5$  Тл шафрановское смещение приводит к тому, что вклад мощности для гиротрона с  $f = 82,6$  ГГц хотя и остаётся центральным, но оказывается слегка смещённым в сторону сильного поля (см. рис. 9, а). При  $B_T = 2,0$  Тл вклад мощности смещается в сторону слабого поля,  $\rho \sim 0,75$  для данного режима.

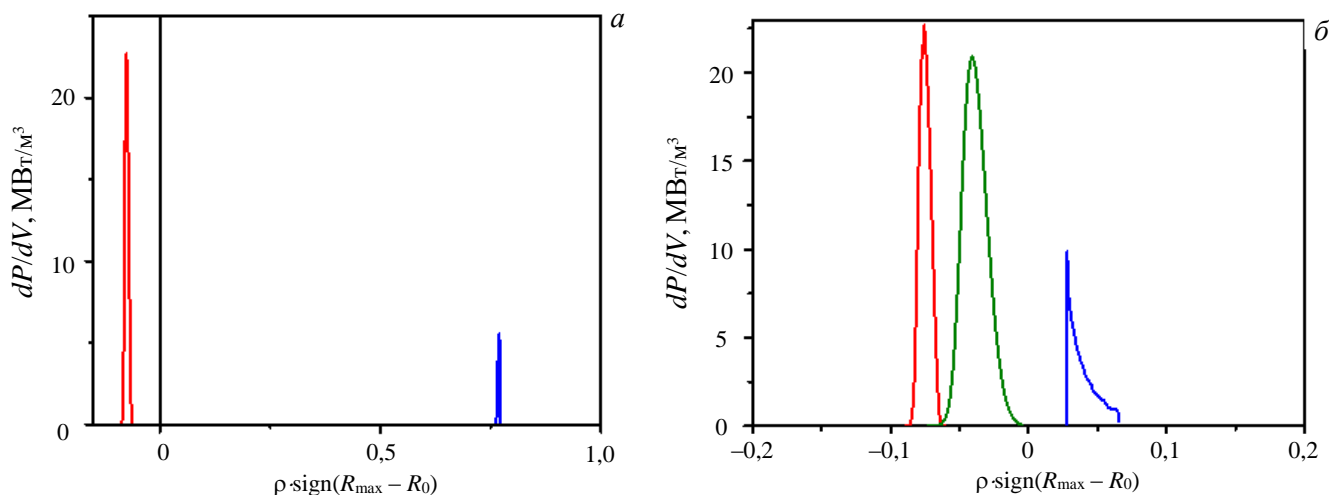


Рис. 9. Расчётные профили вложенной мощности необыкновенной ЭЦР-волны на второй гармонике с  $f = 82,6$  ГГц при вводе мощности вдоль большого радиуса токамака для двух значений тороидального магнитного поля: — 1,5 Тл; — 2,0 Тл (а); для случая с  $B_T = 1,5$  Тл при изменении угла ввода СВЧ-волны по отношению к направлению большого радиуса  $\phi_T = 0^\circ$  (—),  $10^\circ$  (—),  $15^\circ$  (—) (б)

При вводе СВЧ-волны под углом к большому радиусу тора вклад мощности смещается в сторону слабого магнитного поля. На рис. 9, б показано расчётное изменение профиля вложенной мощности для случая  $B_T = 1,5$  Тл при увеличении тороидального угла ввода мощности  $\phi_T$ . Поскольку значение плотности в центре близко к плотности отсечки для данной волны, то при увеличении  $\phi_T$  начинает проявляться рефракция, это приводит к снижению доли поглощённой мощности и уменьшению ожидаемой величины генерируемого тока (рис. 10). При уменьшении плотности плазмы на 20% влияние рефракции (ожидаемое на основании расчётов) становится малым, величина генерируемого тока возрастает до 90 кА (см. рис. 10, б). При вводе мощности вдоль большого радиуса ( $\phi_T = 0^\circ$ ) полное однопроходное поглощение ожидается вплоть до  $n_e \sim n_{\text{cut-off}}$ , что не противоречит результатам, ранее полученным на токамаке Т-10 [5].

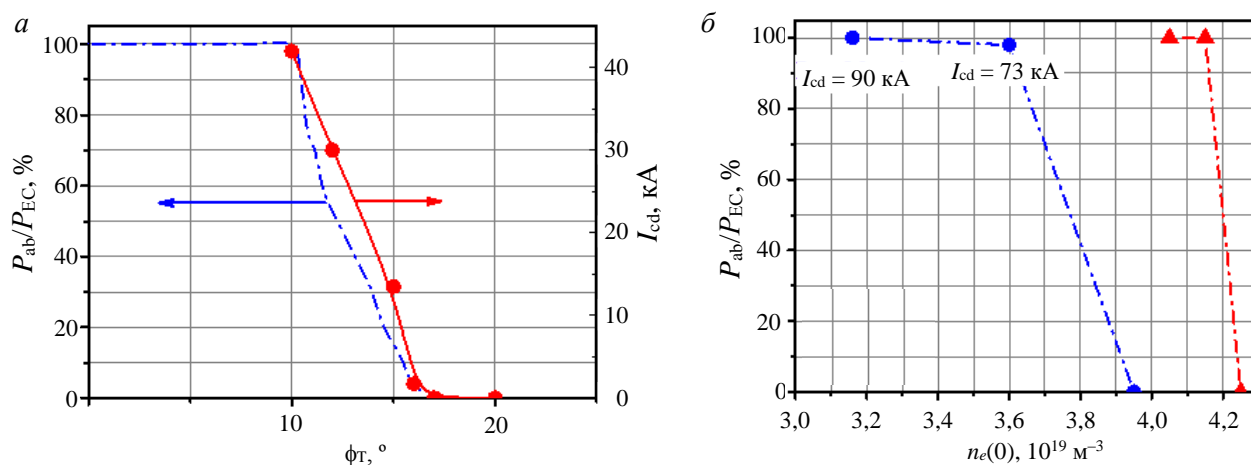


Рис. 10. Влияние рефракции на долю поглощённой мощности и величину генерируемого тока при изменении тороидального угла ввода СВЧ-мощности (а) и при изменении плотности плазмы  $\phi_T = 20^\circ$  (●),  $0^\circ$  (▲) (б). Расчёты, представленные на рис. 10, а, выполнены в предположении профиля плотности, показанного на рис. 8:  $P_{\text{ab}}$  — расчётное значение поглощённой мощности;  $P_{\text{EC}} = 1$  МВт — вводимая в плазму мощность

Таким образом, гиротроны с частотой  $f = 82,6$  ГГц могут быть использованы на стадии полномасштабных экспериментов для нагрева плазмы и генерации тока в центре плазменного шнура в режимах с плотностью  $n_e(0) < 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  при  $B_T \sim 1,5$  Тл. При других значениях магнитного поля (см. рис. 6) смещение вклада СВЧ-мощности позволяет использовать эти гиротроны для нецентрального нагрева и контроля МГД-активности плазмы. Отметим, что в случае получения режимов с высокими полоидальными  $\beta_p$  и  $l_i$  (высокими шафрановскими смещениями) вклад мощности гиротронов с  $f = 82,6$  ГГц может стать близким к центральному даже при  $B_T \sim 2$  Тл.

Использование частоты 82,6 ГГц делает возможными исследования альтернативной схемы нагрева плазмы при плотностях, превосходящих плотность циклотронной отсечки. Речь идёт о так называемой О—Х—В-трансформации ЭЦР-волны [19]. Обыкновенная волна на второй гармонике ЭЦР инжектируется в плазму со стороны слабого магнитного поля под углом к тороидальному магнитному полю, достигает слоя циклотронной отсечки (плотность отсечки  $n_{\text{cut-off}} \cong 8,6 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$  для частоты 82,6 ГГц), в котором превращается в необыкновенную волну. Необыкновенная волна распространяется в обратном направлении до слоя верхнего гибридного резонанса, где преобразуется в электростатическую бернштейновскую волну, которая распространяется к центру плазмы, где поглощается вблизи циклотронных гармоник. На установке TCV в режимах с Н-модой была получена эффективность поглощения мощности (обыкновенная волна, вторая гармоника ЭЦР)  $\sim 60\%$  при вводе СВЧ-волны со стороны слабого поля под углом  $26^\circ$  к направлению магнитного поля [6]. В аналогичных экспериментах на стеллараторе W7-AS оптимальный тороидальный угол инжекции составлял  $40^\circ$  к направлению магнитного поля [7]. Следует отметить, что опыт TCV и W7-AS показывает, что эффективность нагрева плазмы с помощью такой схемы сильно зависит от градиента плотности в области О—Х-трансформации и флуктуаций плотности. Это означает, что реализация схемы нагрева, основанной на О—Х—В-трансформации, — кропотливая задача, требующая достаточного экспериментального времени, соответствующих расчётных кодов и развитых диагностик.

**Выбор второй частоты СВЧ-нагрева.** Существует круг задач, для которых желательно иметь возможность ввода СВЧ-волны на более высокой частоте  $f > 82,6$  ГГц:

— для нагрева плазмы в центральной области ( $\rho < 0,2\text{—}0,3$ ) при тороидальном магнитном поле, близком к проектному значению,  $B_T \sim 2$  Тл;

— для нецентрального нагрева и генерации тока плазмы на стороне сильного поля при  $B_T \sim 1,5$  Тл;

— для ЭЦРН плазмы при плотности  $\bar{n}_e > 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

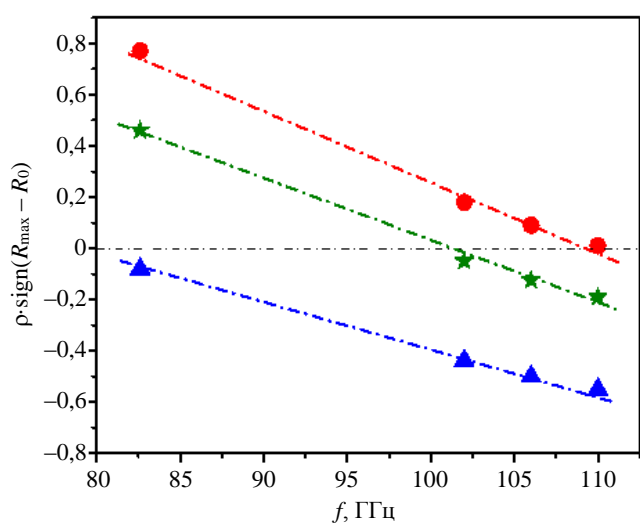


Рис. 11. Результаты расчёта по коду OGRAY положения вклада мощности для различных частот ЭЦ-волны (необыкновенная волна, вторая гармоника ЭЦР, ввод со стороны слабого поля,  $\phi_T = 0^\circ$ ) для модельного режима:  $\blacktriangle$  — 1,5 Тл;  $\star$  — 1,8 Тл;  $\bullet$  — 2 Тл

Отметим, что для одновременного центрального и нецентрального нагрева и генерации тока плазмы желательно иметь две частоты гиротронов.

Тороидальному магнитному полю 2 Тл соответствует частота 112 ГГц (см. рис. 4). Однако необходимо учитывать влияние шафрановского смещения центра плазменного шнура. В рассмотренных режимах при  $\beta_p \sim 1$  и внутренней индуктивности плазмы  $l_i \sim 0,7$  шафрановское смещение составляло 8—10 см. Однако при увеличении  $\beta_p$  и  $l_i$  можно ожидать заметного увеличения шафрановского смещения. В этом случае при частоте ЭЦ-волны  $\sim 112$  ГГц невозможно будет обеспечить вклад мощности вблизи магнитной оси. На рис. 11 показаны результаты расчёта положения области резонанса для различных частот ЭЦРН ( $\phi_T = 0^\circ$ ) при различных значениях  $B_T$  для модельного режима.

Видно, что комбинация частот  $f_1 \sim 82,6$  ГГц и  $f_2$  в диапазоне 102—110 ГГц позволит варьировать вклад мощности в широких пределах, позволяя обеспечить одновременно центральный и нецентральный нагрев плазмы. Кроме того, для частот 102—110 ГГц плотность отсечки  $n_{\text{cut-off}} \cong (6,4—7,5)10^{19} \text{ м}^{-3}$ . Это существенно расширяет плотностной диапазон экспериментов с использованием ЭЦРН и ГТ.

Таким образом, увеличить гибкость системы СВЧ-нагрева в установке Т-15МД могло бы использование двухчастотных гиротронов, которые могли бы работать в двух диапазонах:  $f_1 \sim 82,6$  ГГц и  $f_2$  в диапазоне 102—110 ГГц. В этом случае появляется возможность быстрого (в пределах экспериментального дня) перераспределения мощности центрального и нецентрального нагрева в зависимости от задачи эксперимента. Двухчастотные гиротроны уже используются на токамаках ASDEX Upgrade [20], KSTAR [16], опубликован проект системы для токамака TCV [21]. Особенность комплекса СВЧ-нагрева в этом случае заключается в том, что линия передачи должна пропускать обе частоты с малыми потерями. Перестройка системы (гиротрон + линия передачи) с одной частоты на другую должна происходить за время не более, чем несколько рабочих смен.

## ВЫВОДЫ

В данной статье проведено обоснование выбора частоты  $f = 82,6$  ГГц гиротронного комплекса установки Т-15МД для начального этапа работы (физический пуск, получение первых разрядов).

Показано, что нагрев на частоте  $f = 82,6$  ГГц может быть использован для центрального и нецентрального нагрева плазмы и генерации ЭЦ-тока на стадии полномасштабных экспериментов.

Для того чтобы обеспечить гибкость системы ЭЦРН установки Т-15МД, предлагается рассмотреть возможность создания гиротронного комплекса на основе двухчастотных гиротронов с  $f_1 \sim 82,6$  ГГц и  $f_2$  в диапазоне  $\sim 102—110$  ГГц.

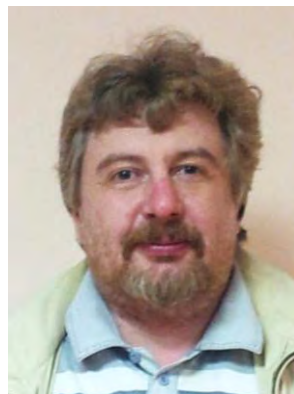
Работа выполнена при поддержке Госкорпорации «Росатом».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н. и др. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15.
2. Progress in the ITER. Phys. Bas. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. S1.
3. Kuteev B.V., Shpanskiy Yu.S. and DEMO-FNS Team. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, p. 076039.
4. Erckmann V., Gasparino U. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1994, vol. 36, p. 1869.
5. Esipchuk Yu.V. et al. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 793.
6. Pochelon A., Mueck A., Curchod L. et al. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 1552—1558.
7. Laqua H.P., Erckmann V., Hartfuss H.J. et al. — Phys. Rev. Lett., 1997, vol. 78, p. 3467.
8. Roy I.N., Anashkin I.O., Kirneva N.A. et al. — EPJ Web of Conf., 2017, vol. 149, p. 03021.
9. Kirneva N.A. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2001, vol. 43, p. A195.
10. Felici F., Rossel J.X., Duval B.P. et al. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 113018.
11. Melnikov A.V., Sushkov A.V., Belov A.V. et al. — Fus. Eng. and Design, 2015, vol. 96—97, p. 306.
12. Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б. Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебн. пособие. — СПб: Изд-во Политехнического ун-та, 2006.
13. Greenwald M. et al. — Nuclear Fusion, 1988, vol. 28, p. 2199.
14. ITER Phys. Bas. — Nucl. Fus., 1999, vol. 39, p. 2137.
15. Minashin P.V., Kukushkin A.B., Harvey R.W. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 65.
16. Компания «ГИКОМ», официальный сайт <http://www.gycom.ru/products/pr1.html>.
17. Zvonkov A.V. et al. — Plasma Phys. Rep., 1998, vol. 24, p. 389.
18. Леонов В.М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 3, с. 73.
19. Hansen F.R., Lynov J.P., Michelsen P. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1985, vol. 27, p. 1077.
20. Wagner D., Stober J., Kircher M. et al. — EPJ Web of Conf., 2017, vol. 149, p. 03004.
21. Alberti S., Genoud J., Goodman T. et al. — Ibid., vol. 157, p. 03001.



Наталья Александровна Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; доцент кафедры Физики плазмы; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия  
Kirneva\_NA@nrcki.ru



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



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

Статья поступила в редакцию 10 декабря 2019 г.  
После доработки 27 декабря 2019 г.  
Принята к публикации 30 декабря 2019 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 64—74.

УДК 533.924

## ПЕРЕНОС РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ, ХАРАКТЕРНЫХ ДЛЯ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ В ТОКАМАКАХ

Ю.В. Мартыненко

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Предлагаемая статья посвящена эрозии поверхности металлов под действием мощных импульсных потоков плазмы, характерных для быстрых процессов в токамаках, ЭЛМов и срывов тока и моделируемых на плазменном ускорителе КСПУ. Рассмотрено образование бугристого рельефа на поверхности расплавленного металла, над которой движется поток плазмы, параллельный поверхности, а также образование струй металла, движущихся в направлении потока плазмы. На основе движения струй объясняются перенос расплавленного металла вдоль поверхности и эрозия такой поверхности.

**Ключевые слова:** токамак, срыв тока, эрозия поверхности, перенос расплавленного материала.

## MOLTEN METAL TRANSPORT ALONG THE SURFACE UNDER THE EFFECT OF PLASMA FLOWS TYPICAL OF TRANSIENT PROCESSES IN TOKAMAK

Yu. V. Martynenko

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper is devoted to metal surface erosion under power plasma flows typical of transient processes in tokamaks and simulated on plasma accelerator QSPA. Bump relief formation on the molten metal surface over which plasma flows parallel to the surface was considered. Formation of metal streams moving along the plasma flow was considered also. Molten metal transport along the surface is explained on the base of streams motion.

**Key words:** tokamak, current disruption, surface erosion, molten metal transport.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-1-75-83

### ВВЕДЕНИЕ

В международном токамаке ИТЭР [1] предусматривается применение вольфрама для приёмных пластин дивертора и бериллия для первой стенки. Эти элементы будут подвергаться воздействию мощных импульсных плазменных потоков во время краевых неустойчивостей ELMов, когда за импульс длительностью 0,1—1 мс выделяется энергия 0,2—5 МДж/м<sup>2</sup> [2], и срывов разряда длительностью 1,5—3,0 мс и выделяемой плотностью энергии 12—70 МДж/м<sup>2</sup> [3]. Такие импульсы плазмы вызывают плавление металлических поверхностей и перемещение расплавленного слоя вдоль поверхности. В результате этого уменьшается толщина облицовочных пластин и, следовательно, сокращается их срок службы. Перенос расплавленного металла вдоль поверхности может привести к сплавлению соседних пластин, контактирующих с плазмой. Поскольку ни на одном из существующих токамаков невозможно воспроизвести условия, характерные для ELMов и срывов разряда в ИТЭР, для испытания защитных покрытий используются плазменные ускорители [4, 5] и электронные пучки [6, 7]. Наибольшее совпадение характеристик плазменных потоков с потоками, ожидаемыми в ИТЭР при ЭЛМах и срывах, имеют плазменные ускорители КСПУ [8]. Импульсы КСПУ имеют необходимую плотность энергии и длительность, однако давление плазменного потока в КСПУ составляет несколько атмосфер, тогда как ожидаемое давление плазменных потоков при ЭЛМах составляет  $\sim 10^2$  Па, при срывах  $\sim 10^3$  Па. Изучение эрозии металлов под действием импульсов КСПУ показало [8], что характер рельефа поверхности после импульсов плазмы можно разделить на два типа. В первом случае образуются волны, которые движутся к периферии области воздействия плазмы (рис. 1).

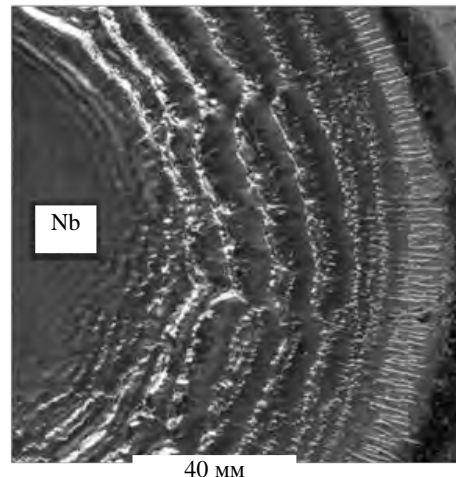


Рис. 1. Поверхность ниобиевой мишени после 25 импульсов КСПУ при 1,9 МДж/м<sup>2</sup> [8]

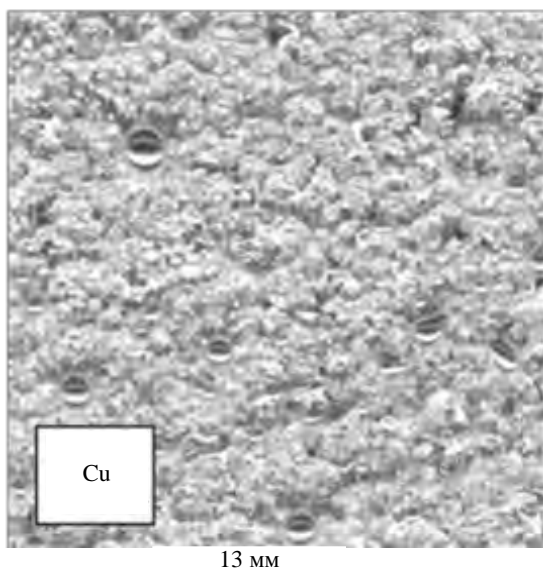


Рис. 2. Поверхность меди после импульсов КСПУ [8]

Во втором случае на поверхности волн не видно, а поверхность покрыта бугорками (рис. 2). Бугристая поверхность преимущественно образуется на легкоплавких материалах Al, Cu.

При этом во многих случаях на рельефе бугристой поверхности не видно перемещение расплавленного металла, хотя картина всей облучённой области показывает образование кратера в месте воздействия плазменного потока и бруствера из перемещённого металла на периферии (рис. 3). В других экспериментах изменение рельефа поверхности при увеличении мощности плазменного потока показало, как из бугров образуются струи, текущие к периферии области воздействия плазменного потока (рис. 4).

Обратим внимание (см. рис. 3), что глубина эрозии максимальна примерно на середине радиуса эродированной области. В самой середине этой области эрозия мала или почти отсутствует.

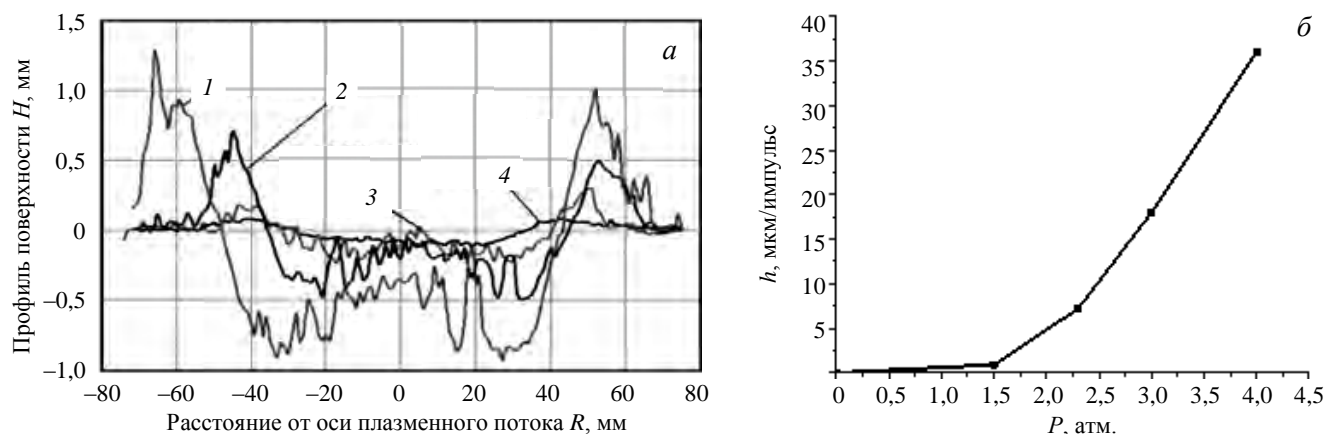


Рис. 3. Профиль поверхности стальной мишени в зависимости от величины плазменной нагрузки: 1 — 2,5; 2 — 1,9; 3 — 1,6; 4 — 1,1 МДж/м<sup>2</sup>; 1 — 4,0; 2 — 3,0; 3 — 2,3; 4 — 1,5 атм.; 1 — 25; 2 — 25; 3 — 25; 4 — 50 пусков (а), зависимость максимальной глубины эрозии от давления первичного потока плазмы (б) [8]

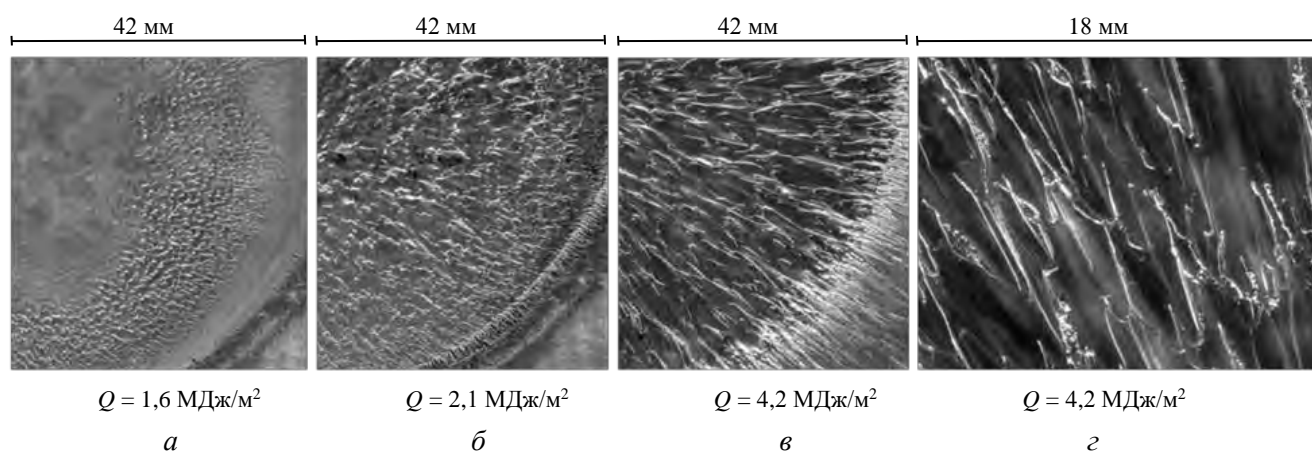


Рис. 4. Развитие рельефа поверхности на ниобиевой мишени при увеличении плазменной нагрузки [8]

Основное внимание в предлагаемой статье уделено образованию бугристого рельефа и переносу расплавленного металла в случае такого рельефа. Поскольку на токамаках такие поверхности не наблюдались, то будем ориентироваться на эксперименты, выполненные на КСПУ, что облегчит прогноз для ИТЭР и других токамаков на основе этих экспериментов. Вначале покажем, почему эрозия в центре области плазменного воздействия КСПУ мала.

## ПРОФИЛЬ РЕЛЬЕФА ОБЛАСТИ ЭРОЗИИ В КСПУ

При достаточно больших давлениях первичного потока плазмы эрозия расплавленного металла определяется не плотностью выделенной энергии и нормальным давлением [8], а движением плазмы, параллельным поверхности. В случае рельефа с волнами Кельвина—Гельмгольца (КГ) это показано в [9], в случае бугристой поверхности — в [10]. В обоих случаях определяющим параметром является динамическое давление движения плазмы вдоль поверхности  $P = \rho' u^2/2$ , где  $\rho'$  — плотность плазмы;  $u$  — скорость плазмы вдоль поверхности. Движение плазмы параллельно поверхности происходит под действием градиента давления  $P$ . Поэтому следует определить динамическое давление плазмы, текущей вдоль поверхности. Плотность энергии плазменного пучка распределена как  $Q(r) = Q_0 \exp(-r^2/R_p^2)$  [11]. Кинетическое давление первичного потока плазмы при нормальном падении также имеет распределение

$$P = P_0 \exp(-r^2/R_p^2), \quad (1)$$

где  $P_0 = \rho_0 u_0^2/2$ ;  $\rho_0$  — плотность первичного потока плазмы в центре;  $u_0$  — его направленная скорость;  $r$  — радиус, отсчитываемый от центра первичного потока плазмы КСПУ;  $R_p$  — радиус первичного плазменного потока.

Градиент давления плазмы создаёт движение плазмы параллельно поверхности мишени от центра плазменного потока к периферии. Плотность плазмы  $\rho'$ , движущейся вдоль поверхности, меняется как вследствие аксиальной симметрии, так и вследствие притока частиц первичного потока плазмы. Уравнение непрерывности для потока плазмы вдоль поверхности имеет вид

$$\operatorname{div}(\rho' u) = r^{-1} \partial(r \rho' u) / \partial r = q_0 \exp(-r^2/R_p^2), \quad (2)$$

где  $q_0 = j_0/d_p$ ;  $j_0$  — плотность потока ионов в центре первичного потока плазмы;  $d_p$  — толщина приповерхностного слоя плазмы, текущей вдоль поверхности, равная нескольким мм [12].

$$\rho' u = (q_0 R_p^2 / 2r) (1 - \exp(-r^2/R_p^2)). \quad (3)$$

Движение плазмы вдоль поверхности  $u$  определяется уравнением

$$\partial(\rho' u) / \partial t = \partial(P) / \partial r = -\operatorname{grad} P = 2P_0 (r/R_p^2) \exp(-r^2/R_p^2), \quad (4)$$

где  $P = \rho' u^2/2$  — динамическое давление плазмы, текущей вдоль поверхности.

Решение уравнения (4)

$$P = P_0 (1 - \exp(-r^2/R_p^2)) \quad (5)$$

показывает, что динамическое давление  $P$  в центре равно нулю и увеличивается к периферии. Из уравнений (3) и (5) видно, что скорость плазмы, параллельная поверхности,  $u = 2rP_0/(R_p^2 q_0)$  также равна нулю и увеличивается к периферии. Поскольку эрозия поверхности, в основном, определяется давлением  $P$ , то, очевидно, эрозия минимальна в центре воздействия первичного плазменного потока и нарастает в периферии вплоть до границы расплавленной области мишени.

Граница расплавленной области находится на радиусе

$$r_m = R_p (\ln(Q_0/F_{\text{HF}} \tau^{1/2}))^{1/2}, \quad (6)$$

где  $F_{\text{HF}} = [Q/\tau^{1/2}]_{\text{cr}}$  — критическая для металла тепловая нагрузка, при которой поверхность за время импульса длительностью  $\tau$  с плотностью энергии  $Q$  нагревается до температуры плавления. На рис. 3 видно, что в соответствии с (6) при увеличении плотности энергии потока плазмы граница области эрозии медленно увеличивается.

Согласно [9] плотность приповерхностного слоя плазмы определяется не только плотностью первичной плазмы, но и продуктами эрозии. В этом случае в правой части уравнения непрерывности (2) надо добавить член  $q(P)$ , функцию определяющую скорость поступления продуктов эрозии, растущую с ростом  $P$ . В правую часть уравнения движения (4) надо добавить градиент давления, обусловленного

тепловой энергией приповерхностного слоя плазмы. Однако продукты эрозии вносят существенный вклад в динамическое давление протока плазмы вдоль поверхности только при малых давлениях первичного потока плазмы [9].

При совсем малых давлениях первичного потока плазмы на расплавленной поверхности не возникает возмущений и неустойчивостей, приводящих к эрозии. В этом случае эрозия обусловлена испарением поверхности. Как видно на рис. 3, при  $Q = 1,1$  МДж/м<sup>2</sup> и  $P = 1,5$  атм. профиль эрозии не имеет бугра в центре, как при бóльших значениях  $Q$  и  $P$ , а зависимость глубины эрозии от давления первичного потока отличается от линейной зависимости, характерной для больших  $Q$  и  $P$ . Это указывает на другой характер эрозии. Далее будет дана оценка давления плазменного потока, ниже которого переноса расплавленного металла не происходит и эрозия обусловлена испарением (см. (16)).

### ОБРАЗОВАНИЕ БУГРИСТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Образование волн на расплавленном металле под действием плазменного импульса наблюдалось ещё в [13] и было объяснено неустойчивостью КГ. Движение волн и перенос расплавленного металла под действием плазменного ветра исследованы в [12]. Образование поверхности, покрытой бугорками, объяснено в [10] другим видом неустойчивости жидкости, над которой движется поток газа, а именно возбуждением стоячих аксиально-симметричных капиллярных колебаний различного размера. Эти колебания имеют вид пульсирующих бугров.

Высота пульсирующих бугров  $H$  описывается уравнением

$$\frac{d^2 H}{dt^2} = \frac{P}{\rho R} - \frac{4H\sigma}{R^3 \rho}, \quad (7)$$

имеющим решение

$$H = H_m(1 - \cos(\omega t)), \quad \omega = \frac{4\sigma}{\rho R^3}. \quad (8)$$

Здесь  $P = \rho' u^2/2$  — давление плазменного ветра;  $\rho'$  — плотность плазмы;  $u$  — её скорость;  $\rho$  — плотность металла;  $R$  — радиус бугра;  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкого металла;  $\omega$  — частота пульсаций бугров. Амплитуда колебаний  $H_m = PR^2/4\sigma$  определяется равенством давления Бернулли (первый член справа в (7)) и давления поверхностного натяжения (второй член справа в (7)). Максимальный размер бугров, возникающих за время импульса  $\tau = 10^{-3}$  с, равен

$$R_{\max} = (\sigma \tau^2 / \rho 2 \pi^2)^{1/3} \approx 1 \text{ мм}. \quad (9)$$

Однако в действительности максимальный размер бугров (о чём будет говориться дальше) определяется их превращением в струи. Минимальный размер возникающих бугров обусловлен вязкостью, которая демпфирует колебания, и равен  $R_{\min} = 4\pi^4 \nu^2 \rho / \sigma$ , где  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкого металла, что составляет несколько сотен нанометров. Однако минимальный размер бугров, видимых после затвердевания, значительно больше и определяется разглаживанием бугров после прекращения импульса плазмы [10].

В работе [10] показано, что волны КГ возникают на поверхности, где размер бугров меньше длины волны КГ  $R < \lambda = 3\pi\sigma/2P$ . Однако если на поверхности изначально имелись бугры, например, от предыдущих импульсов, то на неровной поверхности неустойчивость КГ не развивается, а образуются пульсирующие холмы, возможно, и большего размера,  $R > \sigma/P$ . При малых давлениях плазменного потока, например, таких как ожидают при ЭЛМах и срывах в ИТЭР  $P = 10^2$ — $10^3$  Па, критический размер бугров, не позволяющих развиваться неустойчивости КГ, становится больше максимального размера бугра, который может возникнуть за время импульса  $\tau \approx 1$  мс. Кроме того, область воздействия плазменного потока при ЭЛМах и срывах может перемещаться от одного события к другому так, что в большинстве случаев воздействие приходится на поверхность со следами предыдущих импульсов, не совпадающих как по области воздействия, так и по параметрам самого импульса. Поэтому в ИТЭР следует ожидать образование бугристой поверхности, а не волн КГ.

Предпочтительное образование бугров (а не волн КГ) на лёгких металлах Al и Cu [8] можно объяснить, если учесть медленное нарастание и убывание мощности и давления плазменного потока в КСПУ. Как видно на рис. 5, время нарастания и убывания давления плазменного потока много больше как обратного инкремента неустойчивости КГ, так и периода пульсаций бугров. Рельеф может образоваться в моменты импульса, когда давление плазменного потока меньше и критический размер бугров  $R = \sigma/P$  больше размера, который может образоваться за время существования такого давления.

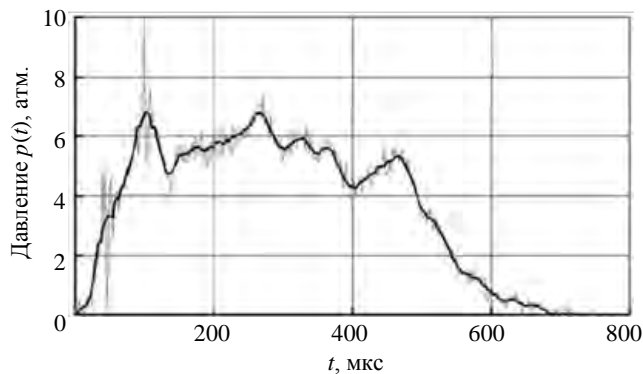


Рис. 5. Динамическое давление потока плазмы при потоке энергии 4,2 МДж/м<sup>2</sup> в зависимости от времени импульса [11]

Для этого надо, чтобы частота  $\omega$ , соответствующая размеру бугра, равному длине волны КГ ( $2R = \lambda/2$ ), была такой, чтобы бугор успевал возникнуть во время существования давления ниже критического  $P < \sigma/R$ . Эта частота равна

$$\omega = [4\sigma/\rho(\lambda/2)^3]^{1/2} \approx 1,56P^{3/2}/\rho^{1/2}\sigma. \quad (10)$$

Таким образом, бугры предпочтительно образуются при минимальном значении параметра  $\rho^{1/2}\sigma$ : для Al ( $\rho = 2700$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,65$  Н/м)  $\rho^{1/2}\sigma = 33$ , для Cu ( $\rho = 8920$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 1,1$  Н/м)  $\rho^{1/2}\sigma = 100$ , тогда как для W ( $\rho = 19\,250$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 5$  Н/м)  $\rho^{1/2}\sigma = 714$ .

Переменный характер временной зависимости импульса КСПУ может служить причиной того, что на одном и том же металле могут наблюдаться как волны КГ (см. рис. 1), так и бугры и струи (см. рис. 4).

В работе [10] показано также, что плазменный ветер сдвигает бугры размером

$$R > 2\pi\sigma/P \quad (11)$$

и образует струи, текущие к периферии области плазменного воздействия. Там же высказано предположение, что именно струи являются причиной перемещения металла. Критерий образования струй  $R > 2\pi\sigma/P$  формально показывает, что при давлениях плазменного потока, ожидаемых в ИТЭР, таких крупных бугров  $R \approx 1$  см образоваться не может.

Однако в работе [12] было показано, что во время импульса плазмы в результате испарения поверхности и вылетающих с неё капель может образоваться плотный приповерхностный слой плазмы с давлением больше давления в первичном потоке плазмы. Этот слой может создать условия для образования струй и переноса расплавленного металла в ИТЭР. Поэтому далее рассмотрим образование и движение струй, а также рассчитаем глубину эрозии, вызываемую переносом жидкого металла струями, которые наблюдались в экспериментах на КСПУ.

## ДВИЖЕНИЕ РАСПЛАВЛЕННОГО МЕТАЛЛА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ

Давление плазменного ветра действует на бугры с силой  $F \approx PHR$ . Ускорение, приобретаемое бугром массой  $\sim \rho R^2 H$  под действием этой силы, равно

$$a = P/\rho R. \quad (12)$$

Смещение бугра происходит только, пока его высота отлична от нуля. Если бугор не сместился на расстояние больше  $R$  за время  $\omega^{-1}$ , то в фазе, когда  $H = 0$ , набранный импульс передаётся всей жидкости, и далее продолжается пульсация бугра. Если же бугор за время  $\omega^{-1}$  сместился на расстояние больше  $R$ , то дальше он будет двигаться как капля, скользящая по поверхности. Это условие выражается как условие (11).

Смещение бугра на величину  $R$  происходит за время  $t_1$ , рассчитываемое из уравнения

$$R = \frac{at_1^2}{2} = \frac{Pt_1^2}{\rho 2R},$$

и равно

$$t_1 = R(2\rho/P)^{1/2}. \quad (13)$$

Подставляя  $t_1$  в (8), находим высоту  $H_1$ , при которой бугор смещается:

$$H_1 = \frac{\pi R}{4}. \quad (14)$$

Таким образом, реально высота бугра не может превышать его радиус, как можно было бы заключить из (2), а поскольку время  $t_1$  не может превышать длительность импульса плазмы, то максимальный размер бугра равен

$$R_{\max} = \tau(P/2\rho)^{1/2}. \quad (15)$$

В дальнейшем для простоты полагаем  $H_1 = R$ . Сопоставляя формулы (11) и (15), получаем пороговое значение давления, при котором струи не образуются и рассматриваемый механизм эрозии не работает:

$$P_{\text{тр}} = 2\pi^{2/3}\sigma^{2/3}\rho^{1/3}/\tau^{2/3}. \quad (16)$$

Для стали и импульсов КСПУ  $P_{\text{тр}} \approx 0,3$  атм. В эксперименте [8] (см. рис. 3, а) при  $P = 1,5$  атм. кольцевое возвышение вокруг области эрозии заметно, но оно мало, и в центре области эрозии возвышения нет, что свидетельствует о сопоставимости испарения и переноса расплавленного металла в процессе эрозии.

Скорость, с которой бугор смещается и начинает движение как капля, равна

$$v_0 = at_1 = (2P/\rho)^{1/2}. \quad (17)$$

За каплей поднимается струя жидкости, движущаяся со скоростью  $v$ . Образование струи может быть обусловлено следующим механизмом. За одним смещённым бугром появляется следующий. Этому способствует поднятие гребня под движущимися каплями, которое видно на рис. 4 и образование которого будет объяснено далее. На высоте бугра давление плазменного ветра больше, и это способствует возникновению нового бугра. Размер бугра  $R$  задаётся размером гребня и равен размеру предыдущего бугра. Бугор у основания «струи» образуется и смещается, превращаясь в каплю, за время  $t_1$ . За это время предыдущая капля смещается на расстояние

$$x = v_0 t_1 + at_1^2/2 = 2R. \quad (18)$$

Расстояние  $x$  может быть даже меньше, чем  $2R$ , поскольку поднимающийся бугор экранирует предыдущий бугор от плазменного ветра. Бугры, следующие один за другим на расстоянии размера бугра, сливаются в струю.

Таким образом, можно считать, что струя непрерывно удлиняется, исходя из места смещения первого бугра, и движется в направлении плазменного ветра. При этом скорость движения струи приобретает только вначале, в течение времени  $2t_1$ , пока на поднимаемую часть струи действует плазменный ветер. На переднюю часть струи плазменный ветер воздействует только касательно и не оказывает давления, способного ускорить струю. Поэтому можно считать, что скорость струи  $v \approx 2v_0$ , а её длина равна  $L \approx vt$ .

Обратим внимание, что сила вязкого трения струи  $F = \rho v L v$  замедляет струю с ускорением

$$a \approx -F/\rho R^2 L = -vv/R^2. \quad (19)$$

Такое ускорение мало и может остановить струю только за время  $t = R^2/v \sim 1$  с, много большее длительности импульса. Поэтому вязким трением можно пренебречь при рассмотрении движения струи.

Как видно на рис. 4, з, струи текут на гребнях, образование которых можно объяснить следующим образом. Под текущей струёй давление понижено на величину  $\Delta P = \rho v^2/2$ , что приводит к потоку жидкости направленному к струе. Сила  $F = \Delta P R$  на единицу длины гребня совершает работу  $(\rho v^2/2)Rh$ , которая затрачивается на кинетическую энергию поднимающегося гребня  $(\rho s/2)(dh/dt)^2$ . Полагая для оценок, что высота гребня равна  $h$ , его основание равно  $2h$ , а площадь сечения гребня равна  $s = h^2$ , получаем уравнение для скорости роста гребня

$$(dh/dt) = v(R/h)^{1/2} \quad (20)$$

и зависимость высоты гребня от времени

$$h = (3/2)^{2/3}(vt)^{2/3}R^{1/3}. \quad (21)$$

Гребень быстрее образуется под большой струёй. Маленькие гребни под мелкими струями находятся в области с меньшим динамическим давлением плазменного ветра, и поэтому струи на них имеют меньшую скорость и гребни растут ещё меньше. В результате мелкие струи исчезают, и в переносе жид-

кого металла участвуют только струи, у которых время образования  $2t_1$  близко к длительности импульса плазмы, а радиус сечения близок к  $R \approx \tau(P/8\rho)^{1/2}$ .

### ГЛУБИНА ЭРОЗИИ МЕТАЛЛА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИМПУЛЬСА ПЛАЗМЫ

В работе [10] полагалось, что эрозия металла при образовании бугристой поверхности обусловлена выносом металла струями, возникающими при «сдувании» бугров плазменным ветром.

Мелкие струи, как было показано в предыдущем разделе, исчезают, и текут лишь наиболее крупные струи, а их возникновение имеет большую вероятность  $\sim \omega^{-1}$  и ограничено лишь конкуренцией друг с другом. Поэтому естественно предположить, что среднее расстояние между струями равно размеру гребня  $2h$ , по которому течёт струя. В этом случае в момент времени  $t$  окружность радиусом  $r$  пересекает  $2\pi r/2h$  струй сечением  $\pi R^2$  со скоростью  $v = 2v_0$  и радиальный поток расплавленного металла равен

$$\mathbf{q} = (2\pi r/2h)\pi R^2 v. \quad (22)$$

Для глубины эрозии  $d$  на радиусе  $r$  имеем уравнения

$$2\pi r \partial d / \partial t = \text{div}(\mathbf{q}); \quad \partial d / \partial t \approx 0,9\tau^{5/3}(P_0/\rho R_p) f(x)/t^{2/3};$$

$$f(x) = x^{-2} \partial(x^2(1 - \exp(-x^2)))/\partial x, \quad (23)$$

где  $x = r/R_p$ . Глубина эрозии за один импульс равна

$$d = 0,9\tau^2(P/\rho R_p) f(x). \quad (24)$$

Функция  $f(x)$  показывает, что эрозия в центре плазменного потока мала, а максимум эрозии находится при  $r \approx 0,8R_p$ , в реальности вблизи края области плавления  $r_{cr}$ . Глубина эрозии пропорциональна динамическому давлению первичного потока плазмы.

При увеличении плотности мощности потока плазмы увеличиваются область плавления  $r_{cr}$  и соответственно область эрозии.

Можно оценить размер кольцевого бугра вокруг эродированной области. Сечение этого бугра равно

$$s = q(r_{cr})dt/2\pi r_{cr} \approx 0,2P\tau^2/\rho. \quad (25)$$

Сравним теперь теоретические оценки на основе предложенной модели и результаты экспериментов. Наилучшее сравнение можно провести для длины струй на ниобии (Nb,  $\sigma = 4$  Н/м,  $\rho = 8570$  кг/м<sup>3</sup>), облучённом потоком плазмы с  $Q = 4,2$  МДж/м<sup>2</sup> ( $P = 6$  атм.), длительность импульса плазмы  $\tau = 0,5$  мс. Видимые на рис. 4,  $z$  длины струй  $L = 0,5—0,8$  см. Рассчитанная длина струи  $L = 2v_0\tau = 1,2$  см. Учитывая все упрощения, сделанные при оценках, согласие можно считать хорошим.

К сожалению, сравнить глубину эрозии сейчас нельзя, поскольку нет адекватных экспериментальных данных. Представленные на рис. 7 [8] глубины эрозии ряда металлов сделаны на основе потери массы  $\Delta m$  в предположении  $d = \Delta m/\rho R_p^2$ . Но в той же работе [8] авторы утверждают, что эрозия вследствие переноса расплавленного металла на порядок больше, чем в результате уноса массы.

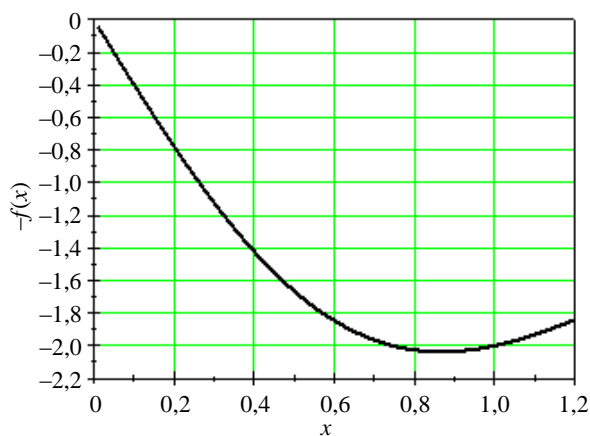


Рис. 6. Функция  $f(x)$ , определяющая профиль эрозии образца

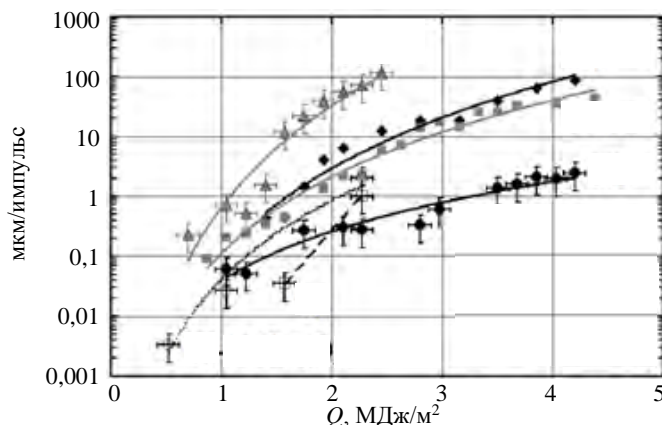


Рис. 7. Удельная скорость эрозии, вычисленная из удельных потерь массы, в зависимости от тепловой нагрузки [8]:  $\blacktriangle$  — Al;  $\blacklozenge$  — Cu;  $\blacksquare$  — сталь;  $\bullet$  — Nb;  $\square$  — W;  $\circ$  — W—1%La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

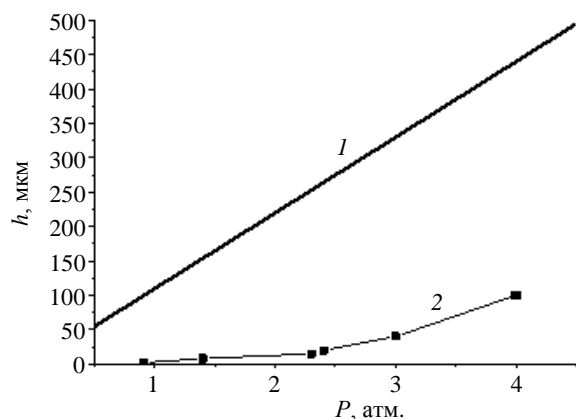


Рис. 8. Глубина эрозии Al, рассчитанная по формуле (24), в зависимости от динамического давления потока плазмы КСПУ (1), и глубина эрозии, рассчитанная из удельных потерь массы по рис. 7 (2)

На рис. 8 показана для сравнения максимальная глубина эрозии алюминия, вычисленная по формуле (25) и построенная по данным рис. 7. Рассчитанная глубина действительно на порядок больше экспериментальной, полученной из потери массы. Однако цена этого сравнения не велика.

Сечение кольцевого бугра вокруг эродированной области, рассчитанное для железа, облучённого потоком плазмы с  $P = 4$  атм., составляет  $s = 2,4$  мм<sup>2</sup>/импульс, тогда как из рис. 3 следует  $s \approx 1$  мм<sup>2</sup>/импульс, что опять следует считать хорошим согласием, учитывая все сделанные упрощения.

Сделанные оценки и общее описание процесса эрозии подтверждают основные положения модели.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, неустойчивость поверхности расплавленного металла, над которым движется поток плазмы, параллельный поверхности, проявляющаяся в виде образования стоячих аксиально-симметричных капиллярных колебаний, переходит к образованию струй жидкого металла, движущихся в направлении движения потока плазмы. Эти струи являются причиной переноса расплавленного металла вдоль поверхности и приводят к её эрозии. Построенная модель образования струй и их движения даёт хорошее качественное и грубое количественное объяснение наблюдаемой эрозии металлов под действием импульсов КСПУ.

Следует подчеркнуть, что рассматриваемая здесь эрозия значительно сильнее той, которая наблюдалась и прогнозируется для ИТЭР. В эксперименте на токамаке JET [14] наблюдалось перемещение расплавленной капли вольфрама под действием силы  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$  ( $\mathbf{J}$  — ток электронной эмиссии,  $\mathbf{B}$  — магнитное поле) на расстояние нескольких сантиметров за время  $\sim 1$  с, т.е. со скоростью  $\sim 0,1$  м/с. В работе [15] утверждается, что сила  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ , наиболее значительная из рассматриваемых в [15], может перемещать расплавленный металл со скоростью до 1,5 м/с. В процессах, рассматриваемых в этой работе и наблюдаемых при импульсах КСПУ, расплавленный металл переносится на расстояние 2—3 см за время импульса 0,5 мс, т.е. со скоростью  $\sim 50$  м/с.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hirai T., Maier H., Rubel M., Mertens Ph. et al. R&D on full tungsten divertor and beryllium wall for JET ITER-like wall project. — Fusion Engineering and Design, 2007, vol. 82, p. 1839—1845.
- Loarte A., Saibene G., Sartori R. et al. Transient heat loads in current fusion experiments, extrapolation to ITER and consequences for its operation. — Physica Scripta, 2007, vol. 128, p. 222—228.
- Pitts R.A., Carpentier S., Escourbiac F. et al. A full tungsten divertor for ITER: physics issues and design status. — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, p. S48—S56.
- Arkhipov N.I., Bakhtin V.P., Safronov V.M. et al. — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220—222, p. 1066.
- Belan V.G., Levashov V.F., Maynashev V.S. et al. — Ibid., 1996, vol. 233—237, p. 763.
- Linke J., Akiba M., Bolt H. et al. — Ibid., 1994, vol. 212—215, p. 767.
- Nakamura K., Suzuki S., Tanabe T. et al. — Fusion Engineering and Design, 1998, vol. 39—40, p. 295.
- Позняк И.М., Климов Н.С., Подковыров В.Л., Сафронов В.М., Житлухин А.М., Коваленко Д.В. Эрозия металлов при воздействии интенсивных потоков плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, т. 35, вып. 4, с. 23—33.
- Martynenko Yu.V. — Physics Procedia, 2015, vol. 71, p. 9—13.
- Мартыненко Ю.В. Эрозия поверхности металлов при воздействии плазменных потоков, характерных для быстрых процессов в токамаках. — Физика плазмы, 2020, т. 46, № 1, с. 84—89.
- Климов Н.С., Подковыров В.Л., Житлухин А.М., Сафронов В.М., Коваленко Д.В., Москачёва А.А., Позняк И.М. Разбрызгивание вольфрама при воздействии интенсивного потока плазмы. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 2, с. 52—61.
- Мартыненко Ю.В. — Физика плазмы, 2017, т. 43, № 3, с. 260—266.

13. **Bakhtin V.P., Vasiliev V.I., Grebenstchikov Yu.B., Konkashbaev I.K., Kucheryavii Yu.V., Myanko V.I., Strunnikov V.M.** Wave generation on melt metal surface by plasma flow. — In: 1st All Union Conf. «Constructive Materials Properties Modification by Beams of Charged Particles». Part I, 1988, p. 108—110.
14. **Coenen J. W. et al.** — Physica Scripta, 2017, vol. № T170.
15. **Pitts R.A. et al.** — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 12, p. 60—74.



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

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2019 г.

После доработки 25 декабря 2019 г.

Принята к публикации 30 декабря 2019 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 75—83.

УДК 533.9.08; 004.771

## ДИСТАНЦИОННАЯ РЕГИСТРАЦИЯ И АНАЛИЗ ЭМИССИОННЫХ СПЕКТРОВ В ИНТЕРНЕТ-ЛАБОРАТОРИИ ПО ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫМ НАНОТЕХНОЛОГИЯМ

*А.М. Зимин<sup>1</sup>, А.В. Шумов<sup>1</sup>, В.И. Тройнов<sup>1</sup>, И.А. Земцов<sup>1, 2</sup>*

<sup>1</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Статья посвящена созданной в МГТУ им. Н.Э. Баумана Интернет-лаборатории по спектральной диагностике плазмы и плазменным нанотехнологиям, в которой удалённый экспериментатор может проводить через глобальную сеть как лабораторные практикумы, так и полноценные научные исследования. Приведена схема организации сетевого управления оборудованием через глобальную сеть. Разработанная автоматизированная диспетчерская система позволяет формировать сценарии экспериментов и выполнять затем в согласованный период времени удалённые опыты. Представлено специализированное программное обеспечение для дистанционной обработки и анализа зарегистрированных спектров. Рассмотрены особенности работы автоматизированного комплекса при проведении учебных практикумов по атомной спектроскопии и исследовательских работ по молекулярной спектроскопии изотопов водорода и нанотехнологиям. На основе технологий, разработанных в Интернет-лаборатории, в НИИЦ «Курчатовский институт» создана система молекулярной диагностики плазмы изотопов водорода на токамаке Т-10.

**Ключевые слова:** диагностика плазмы, Интернет-лаборатория, удалённая обработка эмиссионных спектров, молекулярная диагностика плазмы токамака, плазменные нанотехнологии.

## REMOTE REGISTRATION AND ANALYSIS OF EMISSION SPECTRA IN THE INTERNET LABORATORY FOR PLASMA DIAGNOSTICS AND NANOTECHNOLOGIES

*A.M. Zimin<sup>1</sup>, A.V. Shumov<sup>1</sup>, V.I. Troynov<sup>1</sup>, I.A. Zemtsov<sup>1, 2</sup>*

<sup>1</sup>Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

<sup>2</sup>NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The article is devoted to the created in BMSTU Internet laboratory for spectral plasma diagnostics, in which a remote experimenter can conduct laboratory workshops and full-fledged scientific research via a global network. The scheme of organization of network management of equipment via the global network is given. The developed automated dispatch system allows you to create experiment scenarios and then perform remote experiments in an agreed period of time. Specialized software for remote processing and analysis of recorded spectra is presented. The features of the automated complex during training workshops and research are considered. For registration and analysis of atomic-molecular spectra of T-10 tokamak plasma using the technology developed in the laboratory, a molecular diagnostic system has been created.

**Key words:** spectral plasma diagnostics, Internet laboratory, remote processing of emission spectra, molecular diagnostics of tokamak plasma, plasma nanotechnology.

DOI:10.21517/0202-3822-2020-43-1-84-94

### ВВЕДЕНИЕ

В учебном процессе и научных исследованиях все бóльшую роль играют современные информационные и телекоммуникационные технологии (ИКТ). Для подготовки высококвалифицированных выпускников классических и технических университетов, владеющих навыками работы с современным исследовательским оборудованием и готовых сразу же после окончания обучения включаться в процесс исследований в ведущих НИИ, в настоящее время имеется острая необходимость в индивидуализации лабораторных практикумов и существенном повышении уровня учебно-исследовательской работы студентов. Это требует постоянного расширения перечня доступных им современных, а зачастую и уникальных экспериментальных стендов. Новые возможности в совершенствовании этих сторон учебно-исследовательского процесса предоставляет организация сетевого доступа к сложным научно-учебным установкам [1—4], поскольку при этом оборудование становится доступным студентам сразу нескольких учебных заведений, территориально удалённых друг от друга. С некоторыми современными лабораториями удалённого доступа, созданными в университетах различных стран, можно ознакомиться в коллективной монографии [5], а один из примеров современной учебной физической лаборатории описан в работе [6].

В настоящей статье рассмотрены возможности углублённой подготовки студентов технических университетов, выпускающих для ведущих научно-исследовательских институтов специалистов по физике низко- и высокотемпературной плазмы и её различным техническим приложениям, в области спектральной диагностики плазмы. С этой целью в Московском государственном техническом университете имени Н.Э. Баумана (МГТУ им. Н.Э. Баумана) была создана Интернет-лаборатория [7], которая предусматривала проведение сетевых практикумов с удалённым доступом по спектральному анализу излучения различных разрядов. В системе ИНДУС [2], разработанной авторами с целью всесторонней поддержки удалённых экспериментов, программный комплекс для функционирования Интернет-лаборатории при формировании сценария опыта обеспечивал диалог удалённого пользователя с Web-сервером, а также реализовал выполнение эксперимента с заданными им параметрами и трансляцию результатов на Web-сайт практикума.

На всех этапах выполнения практикума осуществлялась его методическая поддержка с помощью обучающей подсистемы, которая содержала описание стенда и методики измерений, а также различные справочные материалы. В такой конфигурации лаборатория удалённого доступа успешно использовалась в течение нескольких лет в учебном процессе при проведении лабораторных практикумов как по общему курсу физики, так и по диагностике плазмы, пока физически и морально не устарела его аппаратная база, основанная на применении в качестве спектрального прибора монохроматора МДР-23.

В последующем авторами настоящей статьи была создана интегрированная сетевая лаборатория по спектроскопии плазмы, основанная на удалённом управлении современным спектральным прибором с электронной системой регистрации и рассчитанная на проведение не только учебных, но и полноценных научных исследований. С целью расширения возможностей лаборатории с точки зрения анализа всё большей совокупности физических процессов она постоянно совершенствовалась. При этом модернизация не ограничивалась только добавлением новых объектов исследований, но была направлена и на всё более широкое использование ИКТ при проведении удалённых экспериментов и оперативной сетевой обработке первичных результатов. Рассмотрим далее особенности учебно-научной спектроскопической лаборатории при её использовании в различных целях.

### УЧЕБНАЯ ИНТЕРНЕТ-ЛАБОРАТОРИЯ «СПЕКТРОМЕТРИЯ ПЛАЗМЫ»

Для проведения сетевых лабораторных практикумов создан программно-аппаратный комплекс [5, 8] удалённого управления современным экспериментальным оборудованием для спектральной диагностики плазмы (рис. 1). Его основу составляет многоканальный спектрометр AvaSpec-2048, связанный с персональным компьютером посредством USB-интерфейса.

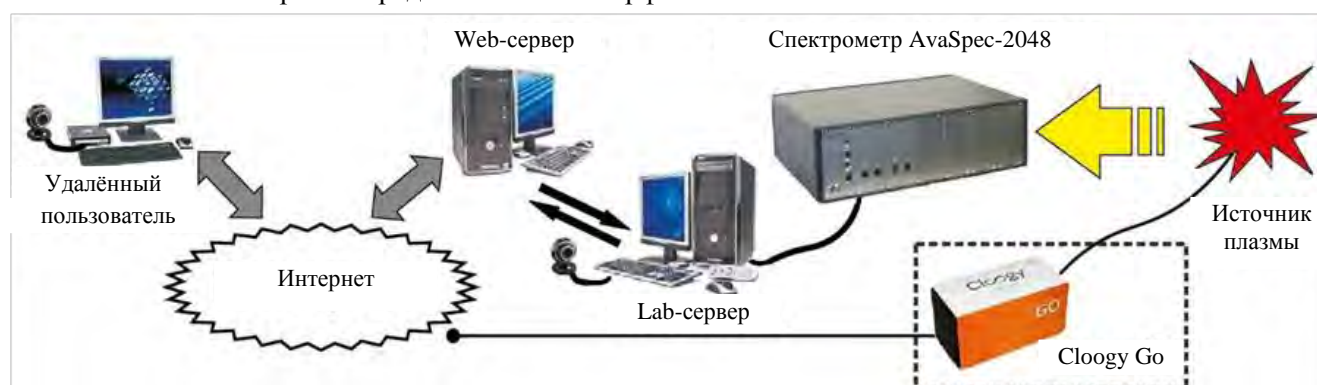


Рис. 1. Поток команд и данных в лаборатории удалённого доступа «Спектрометрия плазмы»

Связь удалённого пользователя с автоматизированным стендом для диагностики плазмы в этом комплексе осуществляется с помощью сетевых средств при использовании различных протоколов обмена данными и командами. При этом с целью обеспечения безопасной работы аппаратуры Web-сервер лаборатории и управляющий работой спектральной аппаратуры компьютер (Lab-сервер) физически разделены. При случайном разрыве связи удалённого клиента с сервером управляющий компьютер продолжает выполнение эксперимента по условиям, заданным пользователем, и режим работы стенда не нарушается.

Управление электронными системами спектрометра осуществляется с помощью встроенного микропроцессора, который поддерживает также обмен командами и данными с Lab-сервером. Используемая нами конфигурация прибора рассчитана на видимый диапазон длин волн и включает четыре канала, различающихся диапазонами регистрации излучения, характеристиками используемых дифракционных решёток, размерами щелей, фильтрами для обрезания гармоник второго порядка.

Управляющий работой спектрометра Lab-сервер связан локальной сетью с Web-сервером, доступным из сети Интернет. При проведении сетевого эксперимента с помощью генерируемого посредством PHP-скриптов интерфейса удалённого управления в виде динамических HTML-страниц задаются режим и параметры работы спектрометра, которые после проверки на корректность заносятся в интегрированную базу данных и затем реализуются.

**Структура и взаимодействие компонентов программно-аппаратного комплекса.** Программное обеспечение комплекса (рис. 2) поддерживает функционирование подсистем регистрации, авторизации, обучения пользователей и контроля их знаний, пользовательские Web-интерфейсы удалённого управления и сетевой обработки результатов проведённых экспериментов, а также включает в себя интегрированную базу данных [9], реализованную под управлением MySQL.

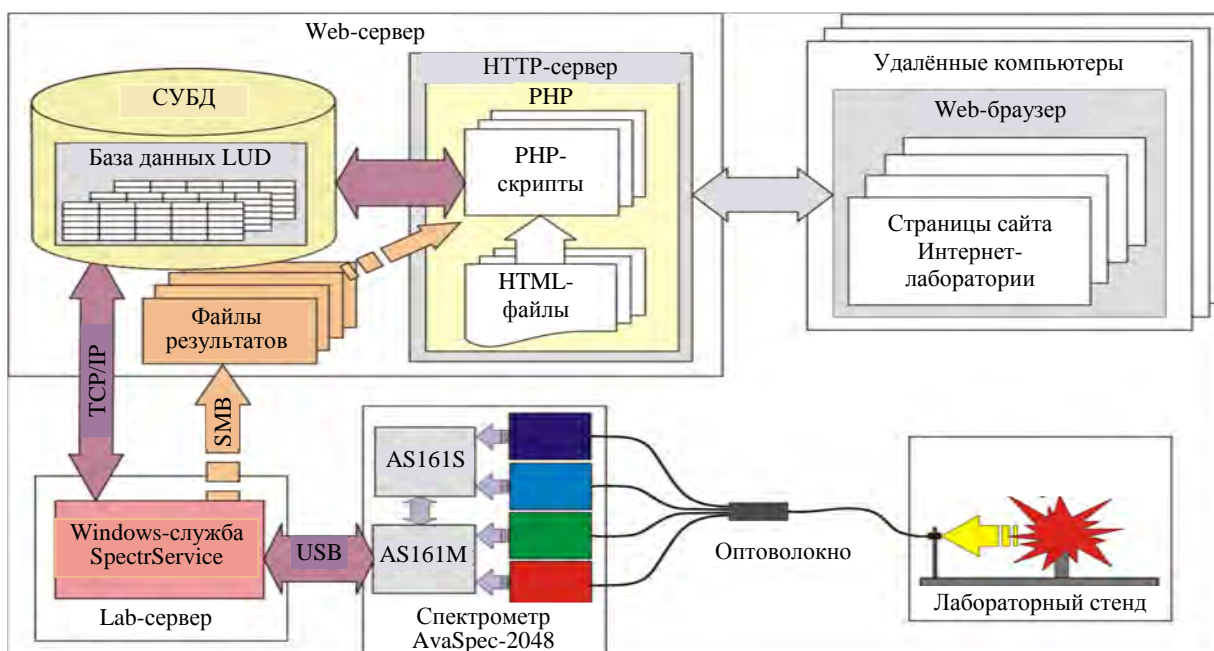


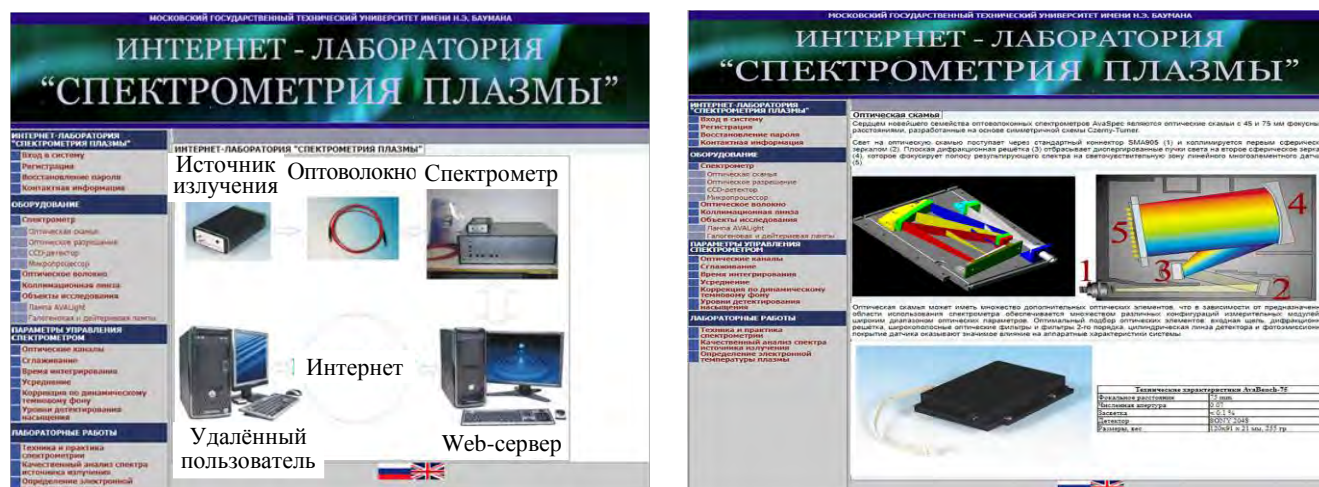
Рис. 2. Схема связей элементов программно-аппаратного комплекса учебной Интернет-лаборатории

Созданная нами Windows-служба SpectrService периодически опрашивает таблицы базы данных, в которых хранится информация об отправленных удалёнными пользователями запросах на регистрацию спектров, и ставит соответствующие сценарии в очередь на выполнение. Удалённому экспериментатору оперативно предоставляются сообщения о ходе проведения эксперимента («сценарий поставлен в очередь на выполнение», «проводится регистрация спектра» и т.п.). Заказ на проведение удалённого учебного эксперимента, поддержка его проведения и анализ результатов также обеспечиваются работой созданной диспетчерской системы [5, 9].

После регистрации на сайте лаборатории и согласования по электронной почте условий проведения практикума пользователь может через свой личный кабинет сформировать заявку на проведение выбранной им лабораторной работы в удобное для него время. При этом предусмотрена также возможность группового выполнения практикумов под руководством удалённого преподавателя. Администратор лаборатории просматривает поступившие заявки и заносит их в график экспериментов, после чего управление их выполнением и сохранением результатов происходит в автоматическом режиме. В обусловленное время система разрешает формирование сценария и задание параметров удалённого эксперимента. При этом доступ к сетевому пульта управления стендом становится возможным лишь после успешного прохождения теста об усвоении опубликованных на сайте ме-

тодических материалов. Контроль за допустимыми значениями условий эксперимента и его осуществимостью также осуществляется автоматически.

**Сайт Интернет-лаборатории.** Web-сервер лаборатории, доступный для регистрации пользователей и подачи заявок на проведение практикумов только в рабочее время по адресу <http://plasma.bmstu.ru>, позволяет проводить в согласованное с администрацией лаборатории время учебные практикумы, исследовательские работы и осуществлять обработку первичных данных. Электронные учебные пособия, опубликованные также и на страницах доступного круглосуточно демо-сайта <http://lud.bmstu.ru> (русскоязычная и англоязычная версии), позволяют студентам подготовиться к проведению практикумов и содержат краткие теоретические основы, необходимую информацию об используемом оборудовании, перечне и пределах изменения параметров управления системой диагностики, методиках и последовательности измерений (рис. 3). Изучение этих материалов даёт возможность пройти входное тестирование, после которого студенты могут быть допущены к проведению удалённого эксперимента.



а

б

Рис. 3. Некоторые страницы сайта Интернет-лаборатории: а — главная страница; б — описание спектрального оборудования

Windows-служба SpectrService по USB-интерфейсу задаёт режим работы спектрометра в соответствии с указанными удалённым пользователем параметрами и по завершении регистрации спектра обеспечивает сохранение результатов на Web-сервере, а в базу данных заносятся только имена файлов с результатами. Такой подход позволяет реализовать на спектрометрическом комплексе многопользовательский режим работы, что особенно важно при проведении учебных практикумов для удалённых групп студентов, находящихся в компьютерных классах своего университета.

По окончании опыта удалённый экспериментатор через личный кабинет получает доступ к его результатам. Он реализован с помощью PHP-скриптов, которые предоставляют пользователю результаты в графическом и табличном видах как во время проведения сеанса управления, так и по его завершении. Созданное программное обеспечение даёт дополнительные возможности для обработки первичных данных с учётом специфики источника излучения.

Интегрированная база данных содержит информацию о перечне и атрибутах практикумов в Интернет-лаборатории, об удалённых пользователях, о сеансах удалённого управления оборудованием конкретным пользователем, а также о статистике загрузки и режимах работы оборудования Интернет-лаборатории.

В лабораторных практикумах используются источники излучения, позволяющие регистрировать сплошные и линейчатые атомные или ионные спектры разрядов. В качестве объектов исследования применяются газоразрядные лампы (AvaLight-CAL, OSRAM, набор ламп ВСБ-2 с различным наполнением), которые широко используются для калибровки спектрофотометрических устройств.

**Удалённое проведение учебных экспериментов.** Сгенерированный с помощью PHP-скриптов интерфейс удалённого пользователя (рис. 4) позволяет изменять основные параметры регистрации спектра — время интегрирования и количество регистраций для усреднения, задавать параметры сглаживания, включать, выключать и настраивать режимы коррекции по динамическому темновому фону и детектирования насыщения.

Задайте параметры сканирования			
▶	Время интегрирования (IT): 100 мс	Уровень детектирования насыщения (SDL): 1	Сглаживание (SM): Master Slave1 Slave2 Slave3
	Количество регистраций спектра для усреднения (AV): 2	<input checked="" type="checkbox"/> Коррекция по динамическому темновому фону (CDD): 100 %	0 0 0 0

Рис. 4. Интерфейс удалённого управления спектрометром

Перечень проводимых удалённых практикумов включает в себя несколько лабораторных работ. Первая из них посвящена освоению методики корректной регистрации спектра исследуемого источника излучения, который затем будет использован при выполнении следующих практикумов.

### МОДЕРНИЗАЦИЯ ПРОГРАММНОЙ ЧАСТИ ИНТЕРНЕТ-ЛАБОРАТОРИИ

В процессе эксплуатации учебной лаборатории она была несколько раз модернизирована. Этот процесс относится как к программному комплексу для поддержки проведения удалённого эксперимента и сетевой обработки результатов, так и к аппаратной части лаборатории.

Принцип построения последовательности выполняемых в лаборатории практикумов и научных исследований основан на движении «от простого к сложному». Если на первых этапах учебно-научных исследований основное внимание уделялось методикам корректной регистрации спектров и получению соответствующих навыков, то на последующих — их оперативному анализу. На завершающих этапах экспериментов при проведении подробного анализа спектров предусматриваются автоматизированная обработка и обобщение результатов. Таким образом, отработанные в предыдущих практикумах операции с учётом полученных студентами навыков занимают в последующем существенно меньшее время, что позволяет сократить длительность проведения удалённого практикума (например, в нашей лаборатории оно составляет 45 мин, включая входное тестирование).

Так, если на первом этапе после регистрации первичных данных предусмотрен лишь анализ спектра с помощью атласа спектральных линий в режиме offline (использование справочника или электронных таблиц [10]), для определения состава при исследовании параметров плазмы разряда было разработано специальное программное обеспечение, позволяющее на более поздних этапах автоматизировать и существенно ускорить этот процесс с учётом ранее полученных навыков «ручного» распознавания.

**Автоматизированное распознавание спектра.** Разработанный интерфейс сетевой обработки результатов предназначен для анализа первичных данных как во всём регистрируемом диапазоне длин волн, так и на отдельных его участках, что особенно актуально при наличии в спектре большого числа спектральных линий. При этом пользователю выводится информация о насыщенных спектральных линиях (длины волн, на которых произошла засветка пикселей CCD-линейки, а интенсивность сигнала определена с ошибкой). При проведении первого практикума «Техника и практика спектрометрии» в его ранних версиях интерфейс обработки данных предусматривал лишь отображение зарегистрированного спектра и табличных спектральных линий некоторых выбранных элементов из атласа (для визуализации линий элементов использовалась база данных Национального института стандартов и технологии США <https://www.nist.gov/>).

**«Качественный анализ спектра источника излучения» и «Определение электронной температуры плазмы».** Последующие практикумы подразумевали определение методами спектральной диагностики плазмы состава исследуемых излучающих сред различных источников излучения, а затем и нахождение параметров самой плазмы. Обязательным условием допуска студента к каждому последующему практикуму является выполнение предыдущего с получением соответствующих практических навыков.

В ходе создания необходимого Web-приложения были разработаны алгоритмы и соответствующие скрипты, поддерживающие следующие функции:

- визуализация и масштабирование спектров;
- работа с базой данных спектральных линий;
- автоматизированный поиск линий по максимумам интенсивности;
- идентификация найденных линий путём сравнения их длин волн с табличными значениями;
- вывод и сохранение информации об идентифицированных линиях с квантовыми характеристиками соответствующих электронных переходов.

На рис. 5 показан Web-интерфейс для визуализации и качественного анализа зарегистрированных спектров.

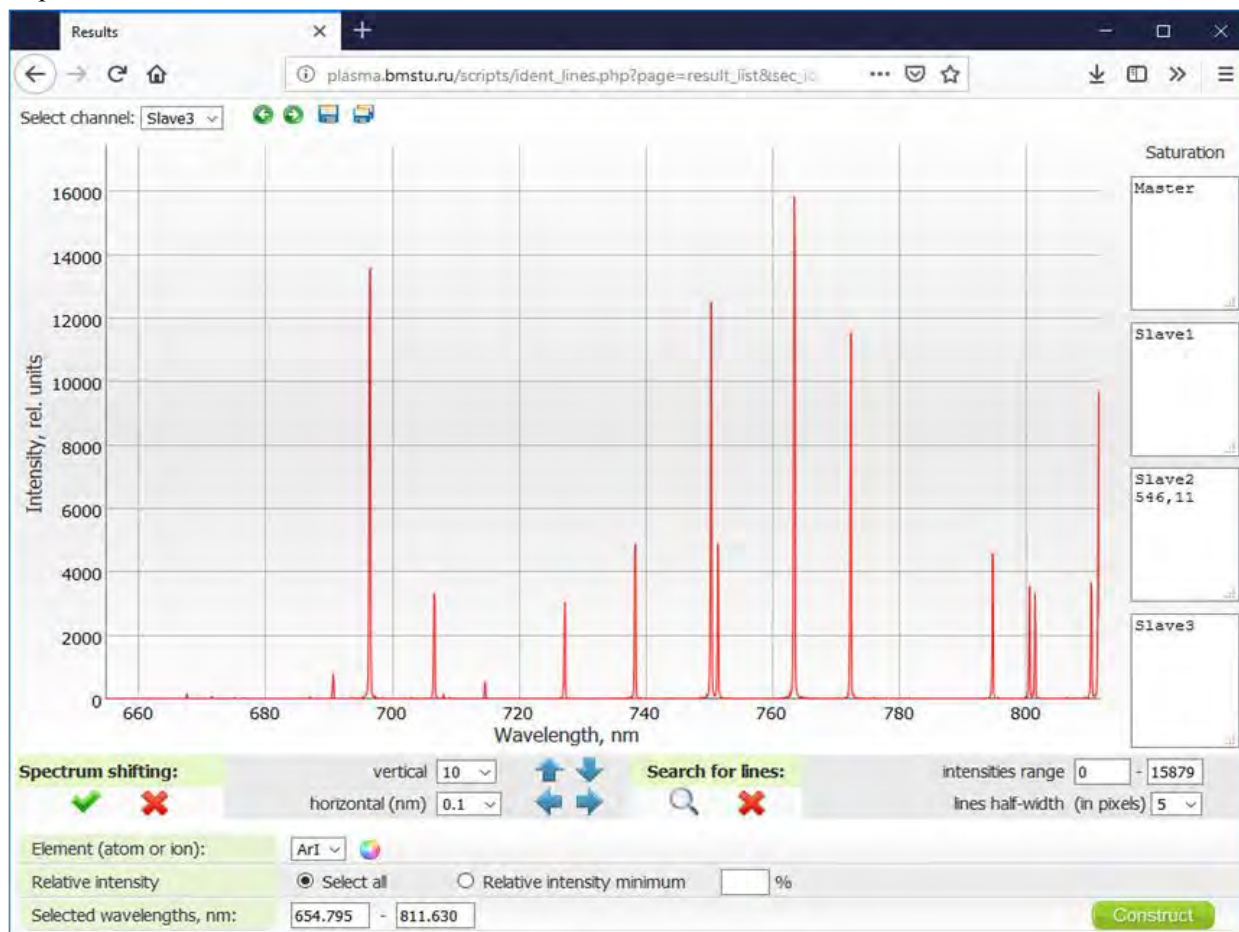


Рис. 5. Web-интерфейс для удалённой обработки и качественного анализа зарегистрированных спектров

Здесь реализована возможность обработки полного (составного) спектра, зарегистрированного с оптимальными для каждого канала спектрометра параметрами при выполнении предыдущего практикума. Удалённому пользователю доступны функции масштабирования спектра для выбора интересующего участка длин волн. Так как для построения графика использованы java-скрипты, масштабирование спектра происходит без обновления всей HTML-страницы и не требует обмена данными с Web-сервером.

Следующим этапом работы с приложением является загрузка характеристик спектральных линий из баз данных. Пользователь в соответствующих разделах страницы выбирает элемент, указывает диапазон длин волн. Также в приложении можно задать минимальную табличную интенсивность линии в процентах от максимума. Это позволяет исключить из рассмотрения слабые спектральные линии с высокими квантовыми числами, которые не наблюдаются в плазме в условиях проводимых экспериментов. После этого, нажав кнопку «Построить», пользователь отправляет запрос на поиск линий в базе данных. Для удобства проведения анализа спектральные линии выбранных элементов из базы данных накладываются поверх зарегистрированного спектра. При наведении пользователем курсора на выбранную спектральную линию она подсвечивается, а в таблице выделяется строка с квантовыми характеристиками электронного перехода, соответствующего выбранной линии.

В разработанном Web-приложении реализован автоматический поиск пиков интенсивности, соответствующих линиям в спектре. С целью возможного проведения последующей корректировки списка линий предусмотрены функции добавления и удаления пиков с помощью кнопок мыши. Если пользователь осуществил загрузку спектральных линий элементов из базы данных, то после поиска пиков интенсивности автоматически запускается функция их идентификации. Для каждого пика интенсивности производится сравнение его длины волны с табличными значениями. Если разность значений длин волн оказывается меньше оптического разрешения спектрометра, линия считается идентифицированной и ей ставятся в соответствие табличные квантовые характеристики данного электронного перехода. На рис. 6 показан участок спектра с идентифицированными линиями. Они помечены большими зелёными кружками. Если же одной линии из зарегистрированного спектра соответствуют несколько линий для выбранного элемента из базы данных, то она считается переналоженной и на спектре отмечается красным кружком.

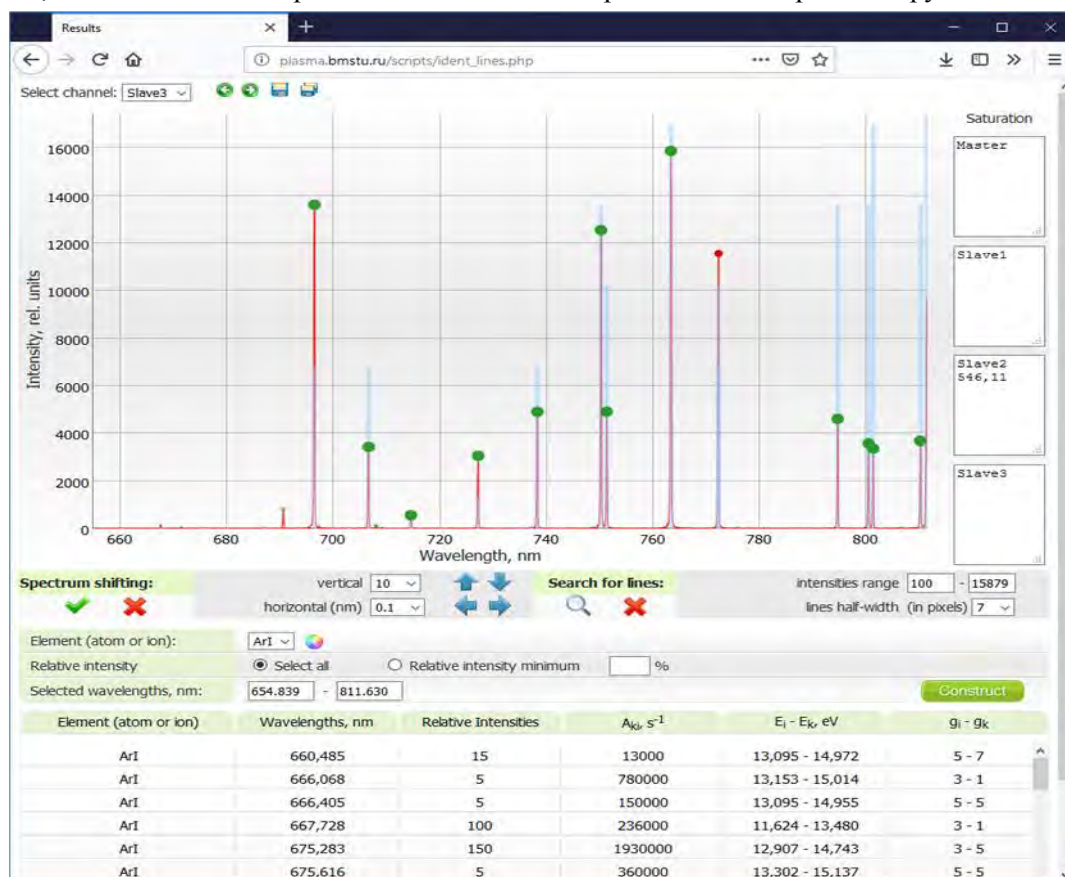


Рис. 6. Идентификация линий в спектре

На рис. 7 показана итоговая таблица результатов распознавания спектра, содержащая список идентифицированных линий.

Wavelengths, nm (in spectrum)	Rel. Intensities (in spectrum)	Element (atom or ion)	Wavelengths, nm	$A_{ki}, s^{-1}$	$E_j - E_k, eV$	$g_j - g_k$
696.57	13615	ArI	696.543	6390000	11.548 - 13.328	5 - 5
703.03	52	ArI	703.025	2670000	13.076 - 14.839	7 - 7
714.68	563	ArI	714.704	625000	11.548 - 13.283	5 - 5
727.31	3062	ArI	727.294	1830000	11.624 - 13.328	3 - 3
737.23	52	ArI	737.212	1900000	13.076 - 14.757	7 - 7
738.43	4911	ArI	738.398	8470000	11.624 - 13.302	3 - 3
750.37	12548	ArI	750.387	44500000	11.828 - 13.480	3 - 3
751.44	4916	ArI	751.465	40200000	11.624 - 13.273	3 - 3
763.49	15878	ArI	763.511	24500000	11.548 - 13.172	5 - 5
772.43	11565	ArI	772.421	11700000	11.723 - 13.328	1 - 1
794.80	4617	ArI	794.818	18600000	11.723 - 13.283	1 - 1
800.60	3585	ArI	800.616	4900000	11.624 - 13.172	3 - 3
801.45	3367	ArI	801.479	9280000	11.548 - 13.095	5 - 5

Рис. 7. Список идентифицированных линий

Таким образом, разработанное Web-приложение позволяет осуществить быстрые автоматизированные поиск и идентификацию спектральных линий. При этом разработанный интерфейс даёт возможность отобразить поверх экспериментального спектра табличные линии, соответствующие различным элементам для данного участка длин волн. Такая визуализация существенно облегчает качественный анализ сложных спектров, содержащих спектральные линии нескольких элементов. Список идентифицированных линий с характеристиками электронных переходов, полученный студентом в результате данной лабораторной работы, позволяет в дальнейшем приступить к оценке электронной температуры плазмы, что составляет основное содержание третьего лабораторного практикума по спектроскопии плазмы.

Отметим, что в дальнейшем предполагается включить в список исследуемых объектов изучения и разряды с молекулярными спектрами. В этом случае к базе данных будут подключены также таблицы и атлас молекулярных полос изотопов водорода [11].

## МОДЕРНИЗАЦИЯ АППАРАТНОЙ ЧАСТИ ИНТЕРНЕТ-ЛАБОРАТОРИИ

Исследовательская работа студентов является очень важным компонентом, характеризующим уровень и эффективность инженерно-физического образования. В этом направлении в дополнение к учебным практикумам прежде всего была существенно расширена научная часть лаборатории, предоставляющая новые возможности для изучения плазменных нанотехнологий как студентам, так и научному персоналу. В частности, удалённые пользователи теперь получили возможность изменять параметры работы исследуемых источников излучения, используемых для плазменного нанесения плёнок и покрытий с требуемыми характеристиками (например, магнетронных распылительных систем).

**Модернизация аппаратной базы, расширяющая исследовательский потенциал Интернет-лаборатории.** Научная часть лаборатории позволяет изучать и удалённо корректировать рабочие параметры некоторых подсистем обслуживания плазменных устройств. Таким образом студентам и научным работникам предоставляется возможность использовать уникальное оборудование и современные экспериментальные методики. Список параметров, присутствующих в учебных сценариях эксперимента, и их диапазоны изменения при выполнении научных опытов существенно расширены, что требует повышенного внимания к обеспечению степени защиты оборудования от возможных неверных действий удалённого пользователя.

Студенты старших курсов, инженерный персонал и научные сотрудники могут получить доступ к индивидуальному пульта для управления режимами работы плазменных устройств и проводить экспериментальные исследования по генерации и ускорению заряженных частиц в магнетронном разряде, который реализуется в широком диапазоне давлений практически любого плазмообразующего газа. На рис. 8 приведён интерфейс для проведения учебно-научных экспериментов по плазменным нанотехнологиям [12]. Такие эксперименты проводятся в течение 10 лет студентами и сотрудниками МГТУ им. Н.Э. Баумана, НИЯУ МИФИ и МЭИ.

В отличие от учебной части лаборатории здесь используется не только спектральное диагностическое оборудование (оно в отличие от [13] оснащено здесь системой двухкоординатного перемещения приёмника излучения в вакууме), но и система динамической откачки вакуумной камеры, где реализуется разряд.

Созданная система дистанционного управления позволяет изучать пространственные распределения параметров плазмы, а также изменять состав и давление плазмообразующего газа и, таким образом, изменять поток и энергетический спектр частиц, поступающих на подложку. Для систем удалённого управления натеканием плазмообразующего газа и двухкоординатного перемещения оптической головки были разработаны отдельные Web-приложения [5, 8].



Рис. 8. Web-страница учебно-научной лаборатории

Сетевой эксперимент проводится с помощью интерфейса удалённого управления, который также генерируется с помощью PHP-скриптов в виде HTML-страницы. В ходе эксперимента устанавливаются параметры разряда и системы регистрации спектра, которые проверяются на предмет осуществимости и безопасности выполнения.

**Модернизация системы удалённого доступа и расширение возможностей преподавателя при выполнении практикумов.** Модернизация Интернет-лаборатории включала в себя и некоторые изменения в организации связи составляющих лаборатории и функций преподавателя в проведении удалённого практикума. Так, на рис. 1 была показана модернизированная схема сопряжения объектов лаборатории [14], где пунктирной линией отмечено добавленное в 2019 г. устройство удалённого управления питанием источника излучения с помощью аппаратуры Cloogy, основанной на использовании технологии ZigBee.

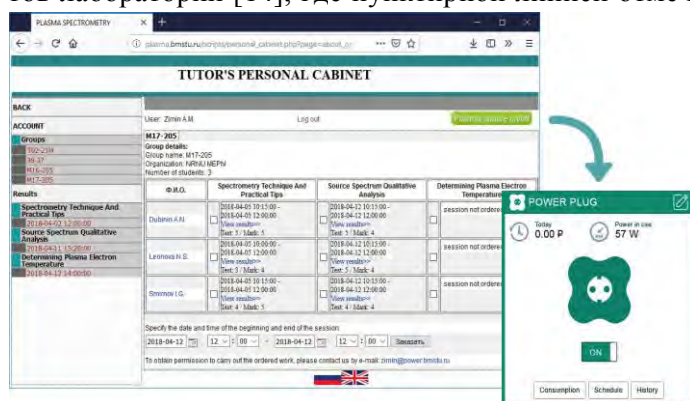


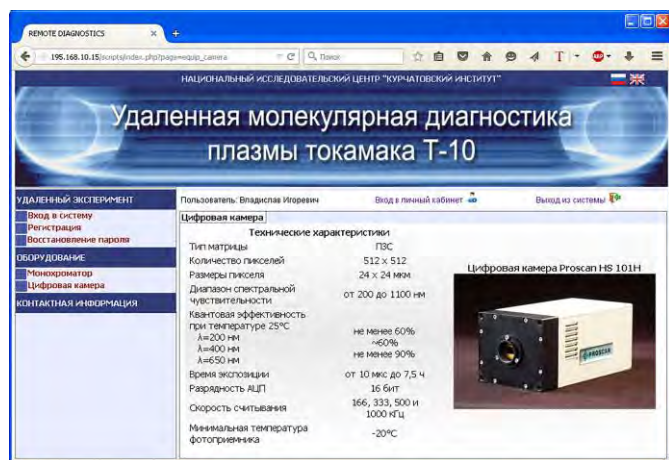
Рис. 9. Личный кабинет преподавателя в модернизированной Интернет-лаборатории

в режиме онлайн, представлен на рис. 9. Отметим, что преподаватель может также включать и выключать источник излучения с любого устройства под управлением операционных систем iOS, Android, Linux, macOS или Windows, используя сайт <https://mydata.cloogy.com> или соответствующие приложения Cloogy.

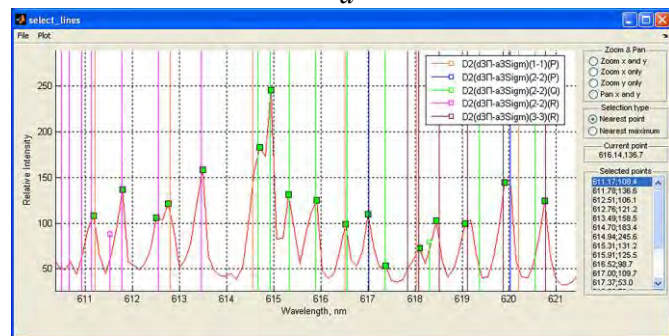
управления питанием источника излучения с помощью аппаратуры Cloogy, основанной на использовании технологии ZigBee.

По сравнению с исходной реализацией, где включение и выключение исследуемого источника излучения проводились на экспериментальной установке оператором вручную, в настоящее время предусмотрена возможность удалённого управления питанием источника излучения с помощью аппаратуры Cloogy. Модернизированный интерфейс личного кабинета преподавателя, дополненный кнопкой включения источника излучения

с помощью аппаратуры Cloogy. Модернизированный интерфейс личного кабинета преподавателя, дополненный кнопкой включения источника излучения



а



б

Рис. 10. Страницы сайта системы удалённой молекулярной диагностики плазмы токамака с описанием оборудования (а) и распознаванием участка молекулярного спектра дейтерия (б)

Описанные новации будут также использоваться и в научной части лаборатории, где основными объектами исследования в настоящее время являются стационарные и нестационарные тороидальные плазменные образования в молекулярных средах (изотопы водорода, воздух).

В заключение отметим, что описанная в настоящей статье Интернет-лаборатория стала прототипом созданной в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт» системы молекулярной диагностики плазмы изотопов водорода на токамаке T-10 [15], которая предоставляет удалённому экспериментатору возможность осуществлять следующие операции:

- регистрироваться в базе данных системы;
- заказывать в своём личном кабинете сеансы на участие в удалённой диагностике плазмы токамака во время проводимых экспериментов;
- формировать сценарии удалённого управления диагностическим оборудованием;
- просматривать и обрабатывать спектры, полученные в результате выполнения сценариев.

На рис. 10 представлены страницы сайта системы удалённой молекулярной диагностики плазмы токамака с описанием оборудования (а) и распознаванием участка молекулярного спектра дейтерия (б).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате организации сетевого доступа к сложному и уникальному оборудованию в МГТУ им. Н.Э. Баумана создана и постоянно совершенствуется Интернет-лаборатория по спектральной диагностике плазмы, используемая в течение ряда лет в учебном процессе нескольких российских университетов. В последние годы проведена её глубокая модернизация, затрагивающая как аппаратную, так и программную часть лаборатории.

Одно из направлений модернизации привело к созданию учебно-исследовательской Интернет-лаборатории по плазменным нанотехнологиям, позволяющей экспериментально изучать пространственные распределения основных параметров плазмы и проводить оптимизацию плазменных устройств.

Доступ к работе в лаборатории может осуществляться не только из РФ, но и из других стран, для чего сайт лаборатории выполнен двуязычным (русский и английский языки). Созданная информационно-диспетчерская система позволяет удалённым пользователям формировать, а затем выполнять индивидуальные сценарии экспериментов, используя технологии удалённой регистрации и обработки первичных данных опытов.

Разработано программно-методическое обеспечение для поддержки проведения практикумов, содержащее наряду с подсистемами обучения и тестирования автоматизированную систему доступа к оборудованию, сбора и обработки результатов экспериментов. Предусмотрена возможность организации групповых практических занятий студентов под контролем преподавателя. Многолетнее проведение практикумов по диагностике плазмы показало достижение студентами ведущих университетов более высокого уровня практических навыков, чем при использовании только традиционных методик выполнения лабораторных работ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Arodzero A.** World Wide Student Laboratory Project. — E-Print archive arXiv, Physics #9806044. February 20, 1995. Revised June 19, 1998. 8 p.
2. **Норенков И.П., Зимин А.М.** Информационные технологии в образовании. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2004. 352 с.
3. **Информатизация образования: направления, средства, технологии.** Под общей ред. С.И. Маслова. — М.: Изд-во МЭИ, 2004. 868 с.
4. **Gomes L., Bogosyan S.** Current trends in remote laboratories. — IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2009, vol. 56, № 12, p. 4744—4756.
5. **Online Experimentation: Emerging Technologies and IoT.** Ed. A. Cardoso, A.M. Lopes, M.T. Restivo. — Barcelona: International Frequency Sensor Association Publishing S.L., 2016. 496 p.
6. **Федорович С.Д., Щербаков П.П., Лукашевский М.В., Крылова Е.В.** Развитие автоматизированной лаборатории механики и молекулярной физики с удалённым доступом. — Планирование и обеспечение подготовки кадров для промышленно-экономического комплекса региона, 2017, т. 1, с. 243—246.
7. **Зимин А.М., Аверченко В.А., Лабзов С.Ю. и др.** Лабораторный практикум по спектральной диагностике плазмы с удалённым доступом через Интернет. — Информационные технологии, 2002, № 3, с. 37—42.
8. **Зимин А.М., Шумов А.В., Кривицкий С.Е., Тройнов В.И.** Автоматизированная сетевая учебно-научная лаборатория по спектроскопии плазмы. — Информационные технологии, 2011, № 6, с. 72—78.
9. **Shumov A.V., Troynov V.I., Zimin A.M.** Dispatch and information system for control and keeping records of remote laboratory experiments. — In: Proc. of 3rd Experiment@ International Conference: Online Experimentation (exp.at'15). Ponta Delgada, Portugal, 2015, p. 187—190.
10. **Зайдель А.Н., Прокофьев В.К., Райский С.М. и др.** Таблицы спектральных линий. — М.: Наука, 1977. 800 с.
11. **Зимин А.М., Тройнов В.И., Нургалиев М.Р.** Электронный атлас электронно-колебательно-вращательных переходов в молекулах дейтерия и протия. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 4, с. 86—91.
12. **Zimin A., Shumov A., Krivitskiy S., Troynov V.** The remote plasma nanotechnologies laboratory for experimental research and practical training — In: Proc. of the 2nd Experiment@ International Conference «Online Experimentation». Portugal, Coimbra, 2013, p. 118—121.
13. **Градов В.М., Зимин А.М., Кривицкий С.Е., Шумов А.В.** Автоматизированный спектрометрический комплекс для диагностики плазмы магнетронного разряда. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, вып. 1, с. 64—71.
14. **Zimin A., Troynov V., Zemtsov I.** Upgraded plasma spectroscopy internet laboratory. — In: Proc. of 5th Experiment@ International Conference: Online Experimentation (exp.at'19). Funchal, Portugal, 2019, p. 204—207.
15. **Zimin A.M., Troynov V.I., Krupin V.A. et al.** Remote network control plasma diagnostic system for tokamak T-10. — J. of Physics: Conference Series, 2016, vol. 747, № 1, p. 012021.



Александр Михайлович Зимин, д. техн. н., профессор; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия  
zimin\_am@bmstu.ru



Андрей Валерьевич Шумов, канд. техн. н., доцент; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия  
shum\_ov@mail.ru



Владислав Игоревич Тройнов, инженер; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия  
Zoff\_vlad@mail.ru



Иван Александрович Земцов, аспирант; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, стр. 1, Россия; лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия  
zemtsov\_ia@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 11 ноября 2019 г.  
После доработки 25 декабря 2019 г.  
Принята к публикации 30 декабря 2019 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 84—94.

**ПАМЯТИ ОЛЕГА ПАВЛОВИЧА ПОГУЦЕ**  
**30.04.1936—21.01.2020**



21 января 2020 года ушёл из жизни Олег Павлович Погуце — один из ведущих физиков-теоретиков в области теории высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза, профессор, лауреат Ленинской премии. Немногим, даже очень известным учёным удаётся вписать своё имя в науку напрямую. Олегу Павловичу это удалось. Система уравнений Кадомцева—Погуце, полученная около полувека назад, и сейчас активно используется теоретиками для исследования динамики плазмы в сильном магнитном поле.

О.П. Погуце стал сотрудником Института атомной энергии им. И.В. Курчатова в 1964 г. после окончания аспирантуры института. Первых крупных научных успехов Олег Павлович добился уже в довольно молодом возрасте. Совместно со своим учителем, академиком Б.Б. Кадомцевым, им был опубликован в сборнике «Вопросы теории плазмы» (т. 5, 1967 г.) фундаментальный обзор «Турбулентные процессы в тороидальных системах», который принёс ему широкую известность. В 1971 г. он защитил диссертацию на звание доктора физико-математических наук. Основными направлениями научных исследований О.П. Погуце стали работы по теории нелинейных колебаний, теории устойчивости плазмы в тороидальных ловушках и теории коллективных переносов.

Широкое международное признание получили скалярные нелинейные уравнения (уравнения Кадомцева—Погуце), позволившие проанализировать нелинейную стадию винтовой неустойчивости («пузыри» в плазме) и послужившие основой успешного численного моделирования МГД-течений плазмы на ЭВМ как в СССР, так и за рубежом. При определённых условиях в плазме магнитных ловушек возникают бурные явления взрывообразного типа, приводящие к срыву тока и опасному выбросу большой энергии на стенки камеры. Ключ к пониманию этих явлений, основанный на аномальном эффекте Доплера, был открыт О.П. Погуце, и им совместно с соавторами была построена теория так называемой веерной неустойчивости, экспериментально подтверждённая на токамаках. Концепция неустойчивости на аномальном эффекте Доплера представляет значительный общезначительный интерес. В теории стохастических явлений получили широкое признание ключевые идеи О.П. Погуце о механизмах аномального переноса в плазме тороидальных систем. В частности, им были предложены объяснение экспериментально наблюдаемой аномальной электронной теплопроводности и теория быстрого торможения тороидального вращения плазмы.

В теории микротурбулентности О.П. Погуце совместно с академиком Б.Б. Кадомцевым впервые в мире была установлена особая роль топологии траекторий частиц в динамике плазмы (так называемые запертые и пролётные частицы) и открыт новый класс диссипативных неустойчивостей, одна из которых — на запертых электронах — основной кандидат на объяснение микротурбулентности плазмы в магнитных ловушках. Эта концепция неустойчивости запертых частиц широко распространилась в УТС и проникла даже в астрофизику.

Значительным вкладом в теорию устойчивости плазмы явились работы О.П. Погуце с учениками, посвящённые выяснению физической природы ограничений на давление плазмы, наблюдаемых на эксперименте, — очень важного явления для термоядерного реактора. В этой связи О.П. Погуце был открыт новый физический эффект дестабилизации плазмы широм (перекрещенностью силовых линий), позволивший объяснить полученные ранее результаты.

О.П. Погуце совместно с учениками открыл и изучал новый класс идеальных нелинейных уравнений, позволяющих описывать разнообразную активность плазменного шнура, в том числе и самоподстройку профилей, за счёт сброса лишней энергии в область мелкомасштабных возмущений. Впоследствии Олег Павлович был увлечён исследованием нелинейных эффектов в периферийной плазме токамака, разрабатывал оригинальные численные коды для описания турбулентной динамики плазмы, в том числе трёхмерные.

О.П. Погуце — автор более 100 научных трудов, среди которых крупные монографические обзоры по теории устойчивости, коллективных переносов и турбулентности плазмы. Он является одним из создателей новой области в физике плазмы — «Теории тороидальной термоядерной плазмы», за которую совместно с соавторами (Б.Б. Кадомцевым, В.Д. Шафрановым, Р.З. Сагдеевым, А.А. Галеевым, Л.М. Коврижных) был удостоен Ленинской премии за 1984 г. Работы О.П. Погуце получили широкое признание как у нас в стране, так и за рубежом. Несколько лет он плодотворно работал в Англии в команде европейского токамака JET.

Многие годы Олег Павлович возглавлял Лабораторию теории турбулентной плазмы в НИЦ «Курчатовский институт», демонстрируя неформальное отношение к обязанностям руководителя. Ему удалось сформировать и сохранить в трудные послеперестроечные годы высокопрофессиональный научный коллектив, члены которого продолжают работать над проблемами термояда. Целую плеяду известных в физике плазмы учёных, среди которых около десятка докторов и кандидатов наук, он вывел «на орбиту» большой науки. Многие из них до сих пор трудятся в НИЦ «Курчатовский институт», некоторые работают в других городах, в том числе за границей. О.П. Погуце долгие годы преподавал в МФТИ, готовя студентов-теоретиков по плазме в специализированной группе.

Олег Павлович обладал редким даром научного предвидения, ясностью мысли и глубиной проникновения в проблему, что, будучи помноженным на совершенное владение математическим аппаратом, придало его научным работам столь узнаваемый коллегами погуцевский стиль. Те же качества позволяли ему безошибочно определять патологию в науке, не терпел он и пустого наукообразного прожектёрства.

Коллеги-термоядерщики, друзья и ученики, а также редколлегия журнала «Вопросы атомной науки и техники. Серия Термоядерный синтез» сохранят память о блестящем физике-теоретике, выдающемся коллеге.

**ПАМЯТИ ВСЕВОЛОДА АНДРЕЕВИЧА БЕЛЯЕВА**  
**09.09.1932—16.01.2020**



Умер Всеволод Андреевич Беляев, ведущий научный сотрудник, к.ф.-м.н., выдающийся исследователь в области атомной физики, лауреат Ленинской премии. После окончания МГУ им. М.В. Ломоносова в 1956 г. по специальности «физика» он пришёл в Сектор 49Б ИАЭ и сразу включился в пионерские исследования по атомным взаимодействиям в области низких энергий. В 1962 г. он предложил, а затем и воплотил метод догоняющих пучков (в зарубежной литературе «метод расщеплённых пучков») для измерения сечений столкновений медленных атомных частиц, что до этого было технически невозможно. Эти работы раскрыли характерные черты талантливого экспериментатора: оригинальность подхода, интуиция, страстная увлечённость работой. За цикл работ «Элементарные процессы и неупругое рассеяние при атомных столкновениях» ему совместно с О.Б. Фирсовым и сотрудниками ленинградского Физтеха присуждена Ленинская премия. В течение всей жизни Всеволодом Андреевичем выполнено много пионерских работ в области атомных столкновений при малых энергиях. Он автор более 70 научных работ. В последние годы при изучении взаимных столкновений отрицательных ионов дейтерия им был впервые зарегистрирован отрицательный молекулярный ион, свойства которого пока не нашли объяснения. При этом для измерения времени жизни иона  $D_2^-$  Всеволод Андреевич нашёл оригинальное решение: не изменяя размеры установки, изменять длину пробега иона с помощью электромагнитных полей.

Всеволод Андреевич — ветеран атомной энергетики и промышленности, почётный работник науки и техники РФ, лауреат премии им. И.В. Курчатова.

Его интересы и знания выходили далеко за пределы физики. Это был человек высокой культуры и широкого кругозора. В.А. Беляев был активным участником различных общественных мероприятий спортивно-познавательного характера, организуемых ячейкой общества «Знание» в ИАЭ им. И.В. Курчатова. На востоке нашей страны этот коллектив в отпускное время организовал в течение нескольких лет цикл лекций о проблемах науки, технологии и экологии в ядерной сфере деятельности. Попутно В.А. Беляев создал серию фильмов и диафильмов о Колыме, Камчатке и других местах нашей страны. Всеволод Андреевич долгие годы работал в редакции газеты «Советский физик». Общение с ним всегда обогащало собеседника. Его эрудиция во многих областях литературы, истории до последних его дней восхищала всех, кто с ним общался. Он был тактичным человеком, который не докучал своей опекой, а приобретал уважение и авторитет силой своего интеллекта и доброжелательной критикой.

Смерть Всеволода Андреевича — тяжёлая утрата для его коллег, друзей, родных и близких. Мы потеряли дорогого друга, выдающегося физика, прекрасного семьянина. Память о его благородном облике, исключительной скромности и обаянии, добром отношении к людям навсегда останется в сердцах его коллег, близких и друзей — всех, кому посчастливилось знать его лично.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Тажигаева И.Л.</i> Достижения в области УТС в 2019 году в Республике Казахстан (краткое сообщение).....	5
<i>Алексеев А.Б.</i> Сооружение реактора ИТЭР (краткое сообщение).....	6
<i>Быков В.А.</i> Подготовка к продолжению физических экспериментов на стеллараторе Вендельштайн 7-Х (краткое сообщение) .....	6
<i>Минаев В.Б.</i> Результаты экспериментальной кампании 2019 г. на Глобусе-М2 (краткое сообщение).....	7
<i>Хвостенко П.П.</i> Подготовка к физическому пуску токамака Т-15МД вышла на завершающую стадию (краткое сообщение).....	8
<i>Хрипунов В.И.</i> Оценка источников и полей излучения на установке Т-15МД.....	9
<i>Афанасенко Р.С., Алексеев А.Г., Кутеев Б.В., Морозов А.А., Вуколов Д.К.</i> Радиационные нагрузки на узел входного зеркала диагностики СВЛ в экваториальном порту ИТЭР № 12.....	39
<i>Хрипунов Б.И., Койдан В.С., Рязанов А.И., Гуреев В.М., Латушкин С.Т., Семенов Е.В., Столярова В.Г.</i> Исследование материалов ТЯР в потоке дейтериевой плазмы: радиационные повреждения, модификация поверхности, эрозия.....	46
<i>Люблинский И.Е., Вертков А.В., Жарков М.Ю., Берлов А.В., Ладыко М.А., Мирнов С.В., Лазарев В.Б., Веригов В.А., Ноткин Г.Е., Захаренков А.В., Тажибаева И.Л., Понкратов Ю.В., Гордиенко Ю.Н.</i> Стационарно работающие литиевые внутрикамерные элементы токамака.....	55
<i>Кирнева Н.А., Кислов Д.А., Рой И.Н.</i> О выборе частоты электронно-циклотронного нагрева для установки Т-15МД.....	64
<i>Мартыненко Ю.В.</i> Перенос расплавленного металла вдоль поверхности при воздействии плазменных потоков, характерных для быстрых процессов в токамаках .....	75
<i>Зимин А.М., Шумов А.В., Тройнов В.И., Земцов И.А.</i> Дистанционная регистрация и анализ эмиссионных спектров в Интернет-лаборатории по диагностике плазмы и плазменным нанотехнологиям.....	84
Памяти Олега Павловича Погуце (некролог) .....	95
Памяти Всеволода Андреевича Беляева (некролог).....	97

## CONTENTS

<i>Tazhibaeva I.L., Belbus I.S.</i> Achievements in the area of controlled thermonuclear fusion in Republic of Kazakhstan in 2019 (brief overview).....	5
<i>Alekseev A.B.</i> Construction of reactor ITER (brief overview).....	6
<i>Bykov V.A.</i> Preparation for continuation of physical experiments in stellarator Wendelstein 7-X (brief overview).....	6
<i>Minaev V.B.</i> Results of experimental campaign of 2019 on Globus-M2 (brief overview).....	7
<i>Khvostenko P.P.</i> Preparation to physical start up of tokamak T-15MD has reached the final stage (brief overview).....	8
<i>Khripunov V.I.</i> Radiation source terms and fields assessment for the T-15MD facility .....	9
<i>Afanasenko R.S., Alekseev A.G., Kuteev B.V., Morozov A.A., Vukolov D.K.</i> Radiation loads on the first mirror unit of H-alpha diagnostic in the ITER equatorial port № 12 .....	39
<i>Khripunov B.I., Koidan V.S., Ryazanov A.I., Gureev V.M., Latushkin S.T., Semenov E.V., Stolyarova V.G.</i> Impact of deuterium plasma flux on fusion reactor materials: radiation damage, surface modification, erosion.....	46
<i>Lyublinski I.E., Vertkov A.V., Zharkov M.Yu., Berlov A.V., Ladyko M.A., Mirnov S.V., Lazarev V.B., Vershkov V.A., Notkin G.E., Zacharenkov A.V., Tazhibayeva I.L., Ponkratov Yu.V., Gordienko Yu.N.</i> Stationary operated lithium in-vessel elements of a tokamak.....	55
<i>Kirneva N.A., Kislov D.A., Roy I.N.</i> On the selection of electron-cyclotron heating frequency for T-15MD tokamak.....	64
<i>Martynenko Yu.V.</i> Molten metal transport along the surface under the effect of plasma flows typical of transient processes in tokamak .....	75
<i>Zimin A.M., Shumov A.V., Troynov V.I., Zemtsov I.A.</i> Remote registration and analysis of emission spectra in the Internet laboratory for plasma diagnostics and nanotechnologies .....	84
In Memoriam of Oleg Pavlovich Pogutse .....	95
In Memoriam of Vsevolod Andreevich Belyaev.....	97

Вопросы атомной науки и техники  
С е р и я: Термоядерный синтез  
Том 43, выпуск 1

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 10.03.20. Формат 60×90/8  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 10. Уч.-изд. л. 11. Тираж 156. Индекс 3648. 7 статей. 5 сообщений. Заказ 6

Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1  
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»  
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1