

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2020

Том 43
Выпуск 2



Следующие статьи, опубликованные в нашем журнале в 2018 г., переведены на английский язык и опубликованы в специальном выпуске журнала *Physics of Atomic Nuclei*, 2019, vol. 82, № 7 (англоязычная версия журнала «Ядерная физика»):

— V.A. Zhil'tsov, V.M. Kulygin. Fusion and space (p. 963—976);

— A.V. Bondarenko, D.V. Vysotsky, S.N. Tugarinov. Concept of an erosion monitor for in-vessel ITER components with the use of a pulsed laser (p. 977—980);

— S.S. Ananyev, E.A. Dlougach, A.I. Krylov, B.V. Kuteev, A.A. Panasenkov. Concept of plasma heating and current drive neutral beam system for fusion neutron source DEMO-FNS (p. 981—990);

— A.V. Vertkov, V.A. Vershkov, M.Yu. Zharkov, A.V. Karpov, I.E. Lyublinski, S.V. Mirnov. Modern diagnostics for investigation of lithium element behavior in tokamaks (p. 991—995);

— A.V. Golubeva, D.I. Cherkez. Hydrogen retention in tungsten alloys developed for fusion facilities (review) (p. 996—1004);

— A.G. Poskagalov, N.S. Klimov, Yu.M. Gasparyan, O.V. Ogorodnikova, V.S. Efimov. Surface structure modification and deuterium retention in tungsten under pulsed plasma loads (p. 1005—1009);

— D.I. Cherkez, A.V. Spitsyn, A.V. Golubeva, O.I. Obrezkov, S.S. Ananyev, N.P. Bobyr, V.M. Chernov. Deuterium permeation through reduced activation V—4Cr—4Ti alloy and V—4Cr—4Ti alloy with AlN/Al coatings (p. 1010—1024);

— D.V. Markovskij. On the history of the development of neutronics codes for CTR analysis at the Kurchatov Institute and the validation of neutron data in integral experiments with 14-MeV neutron sources (review) (p. 1025—1037);

— D.B. Zarva, A.A. Deriglazov, E.G. Batyrbekov, I.L. Tazhibaeva, V.M. Pavlov, A.M. Li, A.A. Mezentsev, S.V. Merkulov, Yu.N. Golobokov. The electrotechnical complex of the KTM tokamak pulsed power supply system (p. 1038—1047);

— V.I. Krauz, V.P. Vinogradov, V.V. Myalton, Yu.V. Vinogradova, A.M. Kharrasov. Study of momentum and energy of plasma flow generated in plasma flow discharge (p. 1048—1054);

— A.N. Perevezentsev, M.B. Rosenkevich, M.L. Subbotin. Concept of the fuel cycle of the IGNITOR tokamak (p. 1055—1059);

— I.V. Aleksandrova, E.R. Koresheva, E.L. Koshelev. Multilevel system for protecting the cryogenic target during its delivery to the focus of high-power laser facility at high repetition rate (p. 1060—1071);

— I.A. Barykov, A.N. Gritsuk, S.A. Dan'ko, V.I. Zaitsev, A.V. Kartashov, S.A. Meshchaninov, N.B. Rodionov, O.V. Terent'ev. Dielectric detector of intense of X-ray radiation fluxes (p. 1072—1075).

Редакция журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез».

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.

Том 43

Выпуск 2

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, NJ, USA

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

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

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

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.: 7-499-196-98-31

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

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

Подписной индекс в каталоге «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.

УДК 533.916

ПЛАЗМОХИМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА РАЗРЯДНЫХ КАМЕР ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВОК С МАГНИТНЫМ УДЕРЖАНИЕМ ПЛАЗМЫ (Обзор)

В.М. Шаранов

Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, Москва, Россия

Создание на поверхности первой стенки термоядерных установок защитных покрытий путём их плазмохимического осаждения с использованием химически активных газов (прекурсоров) остаётся до настоящего времени одним из основных способов защиты плазмы от охлаждающих её примесей. Этот метод эффективен и не требует дополнительного и дорогостоящего оборудования. При использовании в качестве прекурсора боросодержащего газа этот метод известен как «боронизация». В данной работе рассматриваются различные аспекты боронизации с использованием карборана: структура и свойства образующихся бороуглеродных плёнок; сравнение результатов боронизации на разных установках и с использованием разных прекурсоров; влияние боронизации на плазму рабочих импульсов; сравнение боронизации в низкотемпературной плазме тлеющего разряда и в высокотемпературной плазме рабочих импульсов термоядерных установок в режимах с омическим, ЭЦР- и ИЦР-нагревом плазмы; возможность использования боронизации в режиме рабочих импульсов.

Ключевые слова: плазма, боронизация, карборан, токамак, стелларатор, ЭЦР, ИЦР, омический нагрев плазмы, защитное бороуглеродное покрытие стенок камеры.

DISCHARGE CHAMBER PLASMA-CHEMICAL CONDITIONING IN MAGNETIC CONFINEMENT FUSION DEVICES (Review)

V.M. Sharapov

Frumkin Institute of Physical Chemistry and Electrochemistry RAS, Moscow, Russia

Plasma-chemical deposition of a protective coating on the first wall of a fusion device using a chemically active gas (precursor) remains to date one of the primary ways to protect plasma against cooling impurities. This method has proved effective and does not require the use of additional and expensive equipment. The process in which a boron-containing gas is used as a precursor is referred to as boronization. This paper considers various aspects of using carborane for boronization, including the structure and properties of resultant boron-carbon films; boronization results for different fusion devices and different precursors; boronization effect on working plasma pulses; boronization in a low-temperature glow discharge plasma as compared to that in a high-temperature plasma of fusion devices at working pulses with ohmic, ECR and ICR plasma heating; a possibility of using boronization during fusion devices operation.

Key words: plasma, boronization, carborane, tokamak, stellarator, ECR, ICR, plasma ohmic heating, protective coating.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-5-12

Уже в самых первых экспериментах по управляемому термоядерному синтезу выяснилось, что материалы элементов разрядной камеры сильно влияют на температуру и время удержания плазмы и что проблема взаимодействия плазмы со стенкой станет одной из центральных при создании термоядерного реактора. Продукты эрозии материалов стенки и адсорбированных на ней примесных атомов из остаточного вакуума (преимущественно углерода, кислорода, воды), образующиеся в результате распыления стенки ускоренными ионами и нейтралами перезарядки, поступают в плазму и охлаждают её за счёт тормозных и рекомбинационных радиационных потерь. Эти потери пропорциональны Z^2 в первом и Z^4 во втором случае (Z — атомный номер примесного элемента) [1]. В некоторых случаях к этому добавляется процесс дугообразования в результате плазменных неустойчивостей, приводящих к срыву плазмы. Количество распыляемого материала определяется коэффициентом распыления ускоренными ионами и нейтралами перезарядки плазмы S . И поэтому минимальное значение параметров Z и S является основным критерием, ограничивающим круг кандидатных плазмодетактирующих материалов.

Конструктивные решения, такие как использование лимитеров и диафрагм, благодаря которым сокращалась поверхность взаимодействия плазмы со стенкой и в результате этого сокращалось общее поступление примесей в плазму, хотя и привели к уменьшению концентрации примесей в плазме и снижению эффективного заряда плазмы $Z_{эф}$, но кардинально не решали проблему.

Основными методами борьбы с адсорбированными примесями (что необходимо делать при любой конструкции стенки) долгое время были предварительная плазменная обработка стенки гелием и длительный высокотемпературный отжиг (эти методы часто совмещались).

Весьма плодотворным методом защиты плазмы от примесей (как от материала самой стенки, так и от адсорбированных на ней газовых примесей) стал метод плазмохимического осаждения плёнок из исходных веществ с малым атомным номером Z , который стал использоваться в 1980-е годы.

Первая операция по созданию плазмохимическим методом защитных покрытий с использованием смеси метана и гелия, получившая название «карбонизация», была выполнена на токамаке TEXTOR (в Центре ядерных исследований, г. Юлих, ФРГ) [2]. На внутренней поверхности разрядной камеры были осаждены аморфные углеродные а-С:Н-плёнки, что привело к существенному улучшению плазменных характеристик. Был получен разряд с низким и стационарным примесным уровнем кислорода. Металлические примеси были практически подавлены, а радиационные потери значительно уменьшены. Также уменьшился эффективный заряд плазмы $Z_{эф}$.

В нашей стране карбонизация также успешно использовалась в экспериментах по ЭЦР-нагреву плазмы на токамаке Т-10 [3—4]. Существенно увеличивались электронная температура и плотность плазмы в пристеночной области и эффективность ЭЦР-нагрева.

Однако при этом во всех экспериментах (как за границей, так и в нашей стране) отмечалось, что после карбонизации в плазме в значительных концентрациях были зарегистрированы углеводороды и окись углерода — результат химического распыления углеродных плёнок ионами изотопов водорода, что обуславливает недостатки этого метода, несмотря на явное преимущество использования а-С:Н-плёнок по сравнению с незащищённой металлической поверхностью.

Успех карбонизации явился сильным толчком для поисковых исследований в направлении создания защитных покрытий с улучшенными параметрами. В первую очередь внимание привлекали элементы с малым Z и, в частности, бор как добавка к углероду, снижающая его активность по отношению к химическому распылению протонами. В [5] было показано, что легирование пироуглеродных материалов карбидом бора (углеситаллы УСБ-15) существенно уменьшает их химическую эрозию. Исследование карбида бора B_4C в виде толстых плёнок, наносимых на элементы конструкции токамака, также подтвердило перспективность использования бороуглеродных материалов для защиты плазмы от примесей [6]. Аналогичные исследования проводились также за рубежом, и в [7] было предложено использовать бороуглеродные материалы для плазмоконтрактирующих элементов.

Первые эксперименты по боронизации, т.е. по осаждению таких плёнок плазмохимическим методом на стенку разрядной камеры, были проведены на токамаке TEXTOR с использованием диборана B_2H_6 в смеси 80% He, 10% CH_4 и 10% B_2H_6 [8]. В результате боронизации заметно снизилась интенсивность линий углерода и кислорода (до 8 раз) по сравнению с аналогичными параметрами в карбонизованной камере. Вследствие этого уменьшились эффективный заряд плазмы и радиационные потери. Затем эта операция с успехом стала применяться и на других термоядерных установках [9—11] с аналогичными результатами по улучшению параметров плазмы.

Существенным недостатком этого метода является то, что B_2H_6 очень токсичное и взрывоопасное вещество, работа с которым требует особых мер предосторожности и специального оборудования, что приводит к необходимости значительной модификации стандартной газовой и вакуумной аппаратуры и накладывает жёсткие требования на её эксплуатацию.

И уже вскоре в качестве исходного вещества (прекурсора) для боронизации стали использовать бортриметил $B(CH_3)_3$ и бортриэтил $B(C_2H_5)_3$ [12, 13]. Эти вещества гораздо менее токсичны, чем диборан, но и они самовозгораются на воздухе. Поэтому и в этом случае необходимо принимать специальные меры предосторожности при работе с этими веществами, хотя и не такие жёсткие, как при использовании диборана.

Исследование структуры плёнок, полученных с использованием этих прекурсоров, показало, что это аморфные бороуглеродные а-В/С:Н-плёнки с различным отношением бора, углерода и водорода, зависящим от условий осаждения. Были изучены также некоторые свойства плёнок.

В России в Институте физической химии АН СССР (ИФХ) (в настоящее время Институт физической химии и электрохимии РАН) для боронизации в 1990 г. было предложено использовать карбораны. Карбораны — малотоксичные, взрыво- и пожаробезопасные вещества, работа с которыми не требует каких-либо специальных мер безопасности. В их состав входят углерод, бор и водород $C_xB_yH_z$. У различных типов карборанов соотношение бора и углерода может меняться от 1,5 до 5 [14], что, в принципе, позволяет изменять это соотношение и в плёнках. В экспериментах использовались два изомера карборана $C_2B_{10}H_{12}$: орто- и мета-клозе-додекарборан. При комнатной температуре это твёрдые порошкообразные вещества, имеющие высокое давление насыщенных паров [15]. При 370 К оно равно 5 торр для ортокарборана и 10 торр для метакарборана, при 420 К оно равно соответственно 30 и 100 торр, что обеспечивает возможность их использования в камерах с большим объёмом.

Первые эксперименты по плазмохимическому осаждению плёнок с использованием карборанов были проведены в ИФХ на лабораторной установке. Для изучения химического состава, структуры и некоторых физических свойств плёнок были использованы различные аналитические методы. Содержание бора, углерода, кислорода и массовая толщина плёнок определялись методом электронно-зондового микроанализа, распределение элементов по толщине было изучено методом масс-спектрометрии вторичных ионов, для определения линейной толщины были использованы профилометрия, эллипсометрия и просвечивающая электронная микроскопия [16]. Состав покрытий зависит от давления паров карборана. Соотношение В/С в плёнке при увеличении давления от $3 \cdot 10^{-3}$ до $5 \cdot 10^{-2}$ торр возрастает с 1,6 до 3,6, приближаясь к соотношению В/С в исходном веществе (В/С = 5). Масс-спектрометрический анализ состава газовой фазы до и во время осаждения показал, что основным газовым компонентом является водород. Содержание водорода в плёнках, оцененное с помощью метода масс-спектрометрии вторичных ионов, оказалось высоким — 30—40% ат.

В некоторых экспериментах осаждение плёнок проводилось из смеси паров карборана и гелия. Анализ покрытий, полученных из смеси с соотношением давления карборана и гелия 1:1, показал, что содержание углерода и бора в них такое же, как и в плёнках, полученных из чистого карборана при том же давлении. Однако содержание водорода при использовании смеси было ниже.

Структурный анализ плёнок [17—20] показал, что они имеют аморфную структуру. Контраст на плёнках наблюдался только при очень больших увеличениях, когда обнаруживались структурные детали размером 1—3 нм. По мере увеличения отношения В/С преобладающим элементом структуры становится икосаэдр, характерный как для карбидов бора [21], так и для исходного вещества карборана [14]. Анализ химических связей, выполненный методами рентгеноспектрального микроанализа и электронной спектроскопии для химического анализа, привёл к заключению, что ближний порядок в плёнках характеризуется примерно равной вероятностью существования связей С—С, В—С и В—В для плёнок с соотношением В/С = 1. Для плёнок с В/С = 4 наблюдаются, в основном, связи В—В и В—С. Анализ формы рентгеновских эмиссионных спектров показал, что независимо от соотношения В/С в плёнках между атомами бора и углерода устанавливаются sp^3 -связи. Такой тип связи атомов углерода характерен для алмазоподобных углеродных плёнок и определяет их химическую инертность.

Боруглеродные плёнки обладают высокой устойчивостью к химической эрозии. В работе [22] для а-В/С:Н-плёнок, осаждённых с использованием карборана, при распылении дейтериевой плазмой с энергией ионов 50 эВ и ионным потоком $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ получены коэффициенты эрозии $(5—6)10^{-4}$ ат./ион, не зависящие от температуры в диапазоне 370—820 К.

Эти коэффициенты почти на порядок ниже, чем для графита УСБ-15, легированного бором. Возможно, это связано с тем, что в боруглеродных плёнках содержание бора может превышать содержание углерода вплоть до 4 раз, тогда как в УСБ-15 количество бора только ~15%. Близкие результаты приводятся в работе [23] для плёнок, полученных с использованием диборана. В этой работе исследовалась зависимость скорости эрозии от соотношения бора и углерода в диапазоне $2 < \text{В/С} < 6$. Коэффициенты эрозии оказались минимальными для плёнок состава B_3C . Они почти в 40 раз меньше скорости эрозии чисто углеродных материалов и в 3 раза меньше скорости эрозии чистого бора.

Плёнки имеют заметную микропористость (~40%) с размером пор в диапазоне от 10 до 100 нм. Их плотность зависит от давления паров прекурсора и параметров разряда и обычно составляет 1,5—1,6 г/см³. Высокая пористость плёнок способствует также подавлению плазменного распыления [24].

Электрическое сопротивление плёнок велико и в зависимости от условий осаждения меняется в диапазоне 10^9 — 10^{11} Ом·см. Оптические измерения показали, что коэффициент поглощения в видимой области мал 0,01 для плёнок с соотношением В/С = 2 и увеличивается с ростом содержания бора [17].

Проведённый анализ показал, что получаемые с помощью карборана плёнки по структуре и свойствам аналогичны тем, которые получаются другими способами и с другими прекурсорами.

Использование для боронизации малотоксичного и невзрывоопасного вещества — карборана сделало метод получения бороуглеродных покрытий экспрессным, широкодоступным и сравнительно дешёвым, и он стал применяться для боронизации российских токамаков. Первая операция боронизации была выполнена в ТРИНИТИ на токамаке Т-11М и в НПО «Энергия» на токамаке Т-3М [25]. Затем эта обработка первой стенки и других элементов разрядной камеры была проведена на токамаках Т-10 в РИЦ «Курчатовский институт» (Москва) [26] и ТУМАН-3 в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН (С.-Петербург) [27]. Результаты этих экспериментов были представлены на 11-й Международной конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью в установках термоядерного синтеза (PSI-11, Япония, 1994 г.) и обобщены в работе [28].

Позже боронизация была успешно проведена на токамаке «Глобус-М» в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН [29, 30] и стеллараторе Л-2М в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН (Москва) [31, 32].

Процедура боронизации была одинаковой для всех установок. Сначала в разрядной камере зажигали тлеющий разряд в гелии, а затем постепенно открывали вентиль, соединяющий камеру с контейнером, содержащим карборан. Контейнер подогревался до 330—390 К в зависимости от размера камеры, чтобы создать в ней необходимое давление паров карборана. Отношение давления гелия к давлению паров карборана изменялось от 1 до 0, когда разряд горел только в парах карборана. Наилучший результат был получен, когда это отношение было около 1.

Для контроля за образующимся покрытием в камеру помещались зонды, которые после окончания процедуры боронизации извлекались из камеры, и их состав анализировался методом рентгеновского микроанализа. Анализ осаждённых в термоядерных установках а-В/С:Н-плёнок показал, что они аналогичны плёнкам, полученным в лабораторных условиях. Плотность плёнок была 1,5—1,6 г/см³, отношение В/С изменялось в пределах 2,0—3,7. Скорость осаждения плёнок была около 150 нм/ч. При времени боронизации 1—2 ч (обычно столько времени занимала процедура боронизации на всех токамаках) получались покрытия толщиной 150—300 нм.

Стойкость покрытий к воздействию плазмы оценивалась с помощью аналогичных зондов, которые исследовались после определённого количества рабочих импульсов. На всех токамаках покрытия сохранялись в течение нескольких сотен импульсов. Деградация покрытия коррелирует с деградацией параметров плазмы.

Водород, выделяющийся из покрытия во время первых (после боронизации) рабочих импульсов, затрудняет контроль плотности плазмы. Но этот водород может быть легко удалён из покрытия. Нагрев стенок камеры во время боронизации и обработка стенок после боронизации тлеющим разрядом в гелии уменьшают содержание водорода и улучшают контроль плотности.

Наилучший результат был достигнут при температуре стенок камеры во время боронизации 420—470 К и последующем их нагреве до 570—620 К и обработке тлеющим разрядом в гелии в течение 1—2 ч.

Основным результатом боронизации является уменьшение концентрации примесей в плазме за счёт снижения их поступления с энергонапряжённых узлов (лимитеров, диафрагм) и стенок камеры. Это относится как к тяжёлым (металлическим), так и к лёгким (углерод, кислород) примесям. Снижение поступления примесей приводит к следующим изменениям рабочих характеристик плазмы:

- существенному уменьшению радиационных потерь плазмы;
- уменьшению эффективного заряда плазмы $Z_{эф}$;
- снижению напряжения на обходе;
- увеличению критической плотности плазмы, обычно в 1,5—2 раза;
- расширению диапазона устойчивой работы токамака в сторону больших плотностей плазмы и меньших значений параметра q ;

— подавлению примесных потоков, появляющихся после включения дополнительного нагрева плазмы, что позволяет увеличить предельную мощность, идущую на нагрев, в несколько раз и таким образом увеличить эффективность нагрева плазмы с помощью ионного и электронного циклотронного резонанса.

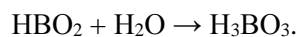
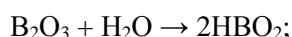
Важным следствием боронизации является также существенное уменьшение времени очистки камеры токамака до её рабочего состояния.

Как было сказано, уже в первых экспериментах по боронизации в TEXTOR отмечалось значительное (в 6—8 раз) уменьшение содержания примесного кислорода в плазме, что отмечалось и на других токамаках после боронизации, и это является замечательным свойством бороуглеродных плёнок. В [3—34] при анализе бороуглеродных плёнок с различным содержанием кислорода методом электронно-зондового микроанализа были рассмотрены вопросы механизма захвата кислорода и его влияния на стабильность и время жизни плёнок, а также возможный механизм их деградации. Показано, что кислород не оказывает влияние ни на форму, ни на положение максимума эмиссионной рентгеновской линии углерода, что указывает на то, что кислород не оказывает влияние на химическое состояние углерода. В то же время рентгеновский спектр бора претерпевает существенные изменения. С увеличением содержания кислорода в плёнке происходят уширение линии и смещение её максимума в направлении линии оксида бора B_2O_3 . Это говорит о том, что в процессе плазменного осаждения образуются окислы бора с использованием кислорода из остаточного вакуума.

Этот вывод косвенно подтверждается данными об образовании окислов бора при облучении боросодержащих материалов ускоренными ионами кислорода [35]. В работе [36] при исследовании карбидов бора было установлено, что эти материалы не взаимодействуют с молекулярным водородом, но интенсивно захватывают кислород во время их плазмохимического осаждения. Было показано, что захват кислорода в условиях взаимодействия с плазмой происходит даже в ультравысоких вакуумных условиях, когда при общем давлении углеводородов, используемых при осаждении плёнок, в ионном источнике $1 \cdot 10^{-3}$ мбар парциальное давление кислорода составляло $2 \cdot 10^{-7}$ мбар, т.е. на четыре порядка меньше. При этом плёнки содержали 4% ат. кислорода.

Эти данные согласуются с приведённым в [34] результатом, что при хранении плёнки на воздухе при комнатной температуре в течение года содержание кислорода в ней постепенно возрастало с 3 до ~20% ат., а содержание бора и углерода и их соотношение при этом не менялись, т.е. никаких химических превращений в этом случае не происходило, а кислород накапливался в порах.

В [37, 38] при исследовании взаимодействия боронизованных графитов и карбида бора с водяным паром было установлено, что при высокой температуре сначала образуется оксид бора B_2O_3 , который затем при реакции с молекулами воды образует летучую метаборную кислоту HBO_2 , которая также при взаимодействии с водой превращается в ортоборную кислоту H_3BO_3 :



В нашем случае окись бора образуется при плазменном воздействии и для этого не требуются высокие температуры. А затем при взаимодействии окиси бора с молекулами воды, которые присутствуют либо в адсорбированном виде на стенке камеры, либо в газовой фазе остаточного вакуума, образуются летучие молекулы борной кислоты. Такая эволюция происходит с бороуглеродной плёнкой после длительной работы, включающей в себя неоднократные процедуры боронизации, рабочие импульсы и открывание вакуумной камеры на воздух для выполнения различных процедур, что и приводит к её постепенному разрушению. Таким образом, кислород, захватываемый бороуглеродной плёнкой во время работы термоядерной установки, в итоге её и разрушает.

В выполненном исследовании фрагментов разрушенных бороуглеродных плёнок, собранных со стенок термоядерной установки стелларатор Л-2М [39], обнаружено, что действительно в них присутствует фаза ортоборной кислоты, что доказывает справедливость такого механизма разрушения бороуглеродных плёнок.

В настоящее время боронизацию используют, в основном, для предварительной очистки камер термоядерных установок от примесей, загрязняющих плазму. На отечественных установках для этого применяют обычный тлеющий разряд, когда анодом является выдвижной электрод, а катодом — внутренняя

стенка камеры. На зарубежных токамаках часто используются комбинированный тлеющий и радиочастотный разряды. Это различие практически не сказывается ни на процедуре, ни на качестве плёнок. Время жизни таких покрытий обычно составляет несколько сотен рабочих импульсов, что вынуждает проводить операцию боронизации довольно часто.

В работе [40] для боронизации токамака TEXTOR впервые была использована высокотемпературная плазма рабочих импульсов с омическим нагревом в дейтерированном бортриметиле $B(CD_3)_3$. На основе выполненных экспериментов был сделан вывод о возможности восстановления бороуглеродных покрытий *in situ* в режиме рабочих импульсов путём контролируемого впрыскивания бортриметила в камеру в моменты, когда параметры плазмы начинают деградировать. При этом «ремонтные» импульсы были совместимы с рабочими импульсами в дейтерии.

В нашей стране первая боронизация в режиме рабочих импульсов с омическим нагревом плазмы в карборане была выполнена на токамаке T-11M [41]. Позже боронизация в рабочих импульсах была проведена на стеллараторе Л-2М сначала также в омическом режиме [42], а затем в режиме ЭЦР-нагрева плазмы [43]. В [44] для боронизации была использована плазма, полученная с помощью ионного циклотронного резонанса (ИЦР) в парах карборана. Во всех работах отмечается, что покрытия, полученные в высокотемпературной плазме, отличаются от покрытий, формирующихся в тлеющем разряде, более высокой адгезией и большим временем жизни (большим количеством рабочих импульсов до следующей боронизации). В плане влияния на параметры дейтериевой плазмы эффект от боронизации в обоих случаях оказался примерно одинаковым.

В [45] были выполнены эксперименты по осаждению бороуглеродных покрытий в плазменной установке PISCES-B, параметры плазмы которой близки к аналогичным параметрам диверторной плазмы токамака DIII-D. На разных подложках были получены покрытия толщиной от 0,2 до 20 мкм при времени осаждения от 2 до 30 мин. По сравнению с боронизацией в тлеющем разряде скорость осаждения оказалась очень высокой — до 30 нм/с. Авторы связывают это с тем, что в высокотемпературной плазме PISCES-B (электронная температура ~ 40 эВ) степень ионизации и диссоциации карборана значительно выше, чем в плазме тлеющего разряда ($T_e < 1$ эВ).

Все эти результаты подтверждают сделанный в [40] вывод о возможности контролируемого возобновления боросодержащих покрытий непосредственно во время работы термоядерных установок.

Несмотря на то, что уже в течение нескольких лет в Кадараше (Франция) ведутся работы по строительству международного термоядерного экспериментального реактора ИТЭР и определены обращённые к плазме материалы, в материаловедческой программе остаётся много нерешённых вопросов, связанных со сроком службы материалов и их заменой.

Использование защитных бериллиевых тайлов первой стенки предполагает их замену по мере разрушения. Из-за высокой токсичности бериллия, а также радиоактивности при использовании трития для этих целей планируется использовать сложную роботизированную технику с остановкой работы реактора и, возможно, с размораживанием сверхпроводящих обмоток магнитного поля. Конструкция дивертора, элементы которого планируется изготавливать из вольфрама и углеграфитовых композитов, более сложная, и ремонтные работы здесь будут более трудными и длительными.

Развиваемая в настоящее время концепция использования для защиты элементов первой стенки капиллярно-пористой литиевой системы [46] также потребует создания для этой цели специального оборудования.

В отличие от этих способов защиты первой стенки боронизация, проводимая *in situ* в режиме рабочих импульсов, не требует какого-либо дополнительного оборудования, располагаемого в разрядной камере, и остановки работы реактора.

При боронизации с использованием диборана — токсичного и взрывоопасного вещества, необходимо соблюдение жёстких мер и использование специального оборудования по технике безопасности. При использовании карборанов — малотоксичных и взрывобезопасных веществ требования к технике безопасности минимальны.

Поэтому вполне возможно, что идея использования плазмонапыляемых плёнок для защиты элементов разрядной камеры токамаков может быть востребована в будущем пусть даже в качестве временной вспомогательной меры. Например, при использовании вместо токсичного бериллия тайлов из карбида бора [6]

плазмохимическая боронизация с использованием карборана на стадии дейтериевого эксперимента стала бы естественным и неконфликтным способом поддержания первой стенки в рабочем состоянии без пере-рыва в работе токамака.

В заключение хотелось бы поблагодарить активного инициатора боронизации отечественных термо-ядерных установок С.В. Мирнова за дискуссию и полезные замечания по работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Диагностика** плазмы. Под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонардо. — М.: Мир, 1967. 516 с.
2. **Winter J., Waelbroeck F., Wienhold P. et al.** Surface conditioning of liners and limiters of TEXTOR by plasmachemical carbon deposition. — *J. Nucl. Mater.*, 1984, vol. 122—123, p. 1187—1192.
3. **Грашин С.А., Ноткин Г.Е., Соколов Ю.А. и др.** Карбонизация лайнера для экспериментов по ЭЦР-нагреву на токамаке Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 1988, вып. 2, с. 68—69.
4. **Chicherov V.M., Esipchuk Yu.V., Grashin S.A. et al.** Carbonization of the T-10 Tokamak liner for ECRH experiments. — *J. Nucl. Mater.*, 1989, vol. 162—164, p. 737—742.
5. **Бушаров Н.П., Гусев В.М., Гусева М.И.** Распыление и блистеринг инконеля, сплава SiC + C и углеситалла при облучении ионами H⁺ и He⁺. — *Атомная энергия*, 1977, т. 42, с. 486—489.
6. **Buzhinskij O.I., Semenets Yu.M.** Thick boron carbide coatings for protection of tokamak first wall and divertor. — *Fusion Engineering and Design*, 1999, vol. 45, p. 343—360.
7. **Veprek S., Hague M.R., Oswald H.R.** — *J. Nucl. Mater.*, 1976, vol. 63, p. 405.
8. **Winter J., Esser H.G., Könen L. et al.** Boronization in TEXTOR. — *J. Nucl. Mater.*, 1989, vol. 162—164, p. 713—723.
9. **Schneider U., Paschenreider W., Bessenrodt M. et al.** Boronization of ASDEX. — *J. Nucl. Mater.*, 1990, vol. 176—177, p. 350—356.
10. **Hollenstein Ch., Duval B.P., Dubok de Wit T. et al.** Cold boronization in TCA. — *Ibid.*, p. 343—350.
11. **Dylla H.F., Bell M.G., Hawryluk R.J. et al.** Effects of boronization of first wall in TFTR. — *Ibid.*, p. 337—342.
12. **Winter J., Esser H.G., Reimer H. et al.** Borontrimethyl B(CH₃)₃ — a less hazardous substance for boronization. — *Ibid.*, p. 486—490.
13. **Esser H.G., Fielding S.J., Hanks S.D. et al.** Boronization of COMPASS. — *Ibid.*, 1992, vol. 186, p. 217—226.
14. **Граймс Р.** Карбораны. — М.: Мир, 1974. 264 с.
15. **Westrum E.F. Jr., Henriquez S. Jr.** Interphase transitions and thermophysics of ortho- and meta-carboranes. — *Mol. Cryst. and Liquid Cryst.*, 1976, vol. 32, N 1/4, p. 31—35.
16. **Канаев А.И., Шарапов В.М., Захаров А.П. и др.** Структура и состав бороуглеродных пленок, полученных плазмохимическим осаждением. — ДАН СССР. Сер. Техническая физика, 1991, т. 318, № 2, с. 342—344.
17. **Sharapov V.M., Kanaev A.I., Zakharov A.P., Gorodetsky A.E.** Plasma deposited boronized carbon films. — *J. Nucl. Mater.*, 1992, vol. 191—194, p. 508—511.
18. **Zakharov A.P., Kanaev A.I., Sharapov V.M., Gorodetsky A.E.** Plasma assisted deposition and characterization on a-B/C:H films. — *Le Vide, les Couches Minces*, 1992, № 261, p. 103—111.
19. **Alimov V.Kh., Bogomolov D.B., Churaeva M.N. et al.** Characterization of a-B/C:H films deposited from different boron containing precursors. — *J. Nucl. Mater.*, 1992, vol. 196—198, p. 670—675.
20. **Zalavutdinov R.K., Gorodetsky A.E., Zakharov A.P.** Study of chemical bonds in a-B/C:H films by Electron Probe Microanalysis. — *Mikrochimica Acta*, 1994, vol. 114/115, p. 533—537.
21. **Бор.** Получение, структура, свойства. Материалы симпозиума. Под ред. Ф.Н. Тавадзе. — Тбилиси: Мецниереба, 1974. 173 с.
22. **Sharapov V.M., Kanaev A.I., Rybakov S.Yu., Gavrilov L.E.** Erosion of a-B/C:H films under deuterium plasma irradiation. — *J. Nucl. Mater.*, 1995, vol. 220—222, p. 930—933.
23. **Veprek S., Rambert S., Heitze M. et al.** Development of plasma CVD and feasibility study of boron carbide in-situ coatings for tokamaks. — *J. Nucl. Mater.*, 1989, vol. 162—164, p. 724—731.
24. **Шарапов В.М., Канаев А.И., Рыбаков С.Ю., Гаврилов Л.Е.** Влияние пористости бороуглеродных пленок на эрозионные и диффузионные процессы. — ЖФХ, 1996, т. 70, № 1, с. 145—148.
25. **Buzhinsky O.I. and T-11M team, Kanaev A.I. and IPC RAS team, Vasilyev A.A. and T-3M team.** A simple boronization technique for T-3M and T-11M tokamak chamber. — *J. Nucl. Mater.*, 1992, vol. 191—194, p. 1413—1416.
26. **Grashin S.A., Bogdanov V.F., Vasin N.L. et al.** The effective plasma charge and density limit in boronized and unboronized T-10 vessel. — In: *Proc. 20th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.* Lisboa, 1993, vol. 17C, part I, p. 331—334.
27. **Askinazi L.G., Golant V.E., Kanaev A.I. et al.** Transport studies in ohmic H-mode before and after boronization in TUMAN-3. — *Ibid.*, part IV, p. 1509—1513.
28. **Sharapov V.M., Mirnov S.V., Grashin S.A. et al.** Boronization of Russian tokamaks from carborane precursors. — *J. Nucl. Mater.*, 1995, vol. 220—222, p. 730—735.
29. **Gusev V.K., Aleksandrov S.V., Burtseva T.A. et al.** Plasma formation and first OH experiments in Globus-M tokamak. — In: *Proc. 18 th IAEA Fusion Energy Conf.* Sorrento, Italy, 4—10 October 2000. IAEA-CN-77/EXP1/03.
30. **Gusev V.K., Burtseva T.A., Dech A.V. et al.** Plasma formation and first OH experiments in the Globus-M tokamak. — *Nucl. Fusion*, 2001, vol. 41, № 7, p. 919—925.
31. **Meshcheryakov A.I., Fedyanin O.I., Akulina D.K. et al.** ECRH experiments with boronization in the L-2M Stellarator. — In: *Proc. 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys.* St. Petersburg, 7—11 July 2003. ECA, vol. 27A, P-4.4.

32. Мещеряков А.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М. и др. Влияние боронизации вакуумной камеры на параметры плазмы в стеллараторе Л-2М. — Физика плазмы, 2005, т. 31, № 6, с. 496—505.
33. Rybakov S.Yu., Sharapov V.M., Gavrilov L.E. Oxygen effect on the stability of PECVD boron-carbon films. — J. de Physique IV, 1995, vol. 5, p. C5-921—C5-926.
34. Шарапов В.М., Рыбаков С.Ю., Гаврилов Л.Е., Канаев А.И. Разрушение бороуглеродных пленок в присутствии кислорода. — ЖФХ, 1997, т. 71, № 12, с. 2153—2156.
35. Refke A., Philipps V., Vietzke E. et al. Interaction of energetic oxygen with boron/carbon materials. — J. Nucl. Mater., 1994, vol. 212—215, p. 1255—1259.
36. Zehringer R., Künzli H., Oelhafen P., Hollenstein C. Oxidation behaviour of boron carbide. — J. Nucl. Mater., 1990, vol. 176—177, p. 370—374.
37. Woodley R.E. The reaction of boronated graphite with water vapor. — Carbon, 1969, vol. 7, p. 609—613.
38. Litz L.M., Mercuri R.A. Oxidation of boron carbide by air, water and air-water mixtures at elevated temperatures. — J. Electrochem. Soc., 1963, vol. 110, p. 921—925.
39. Мещеряков А.И., Шарапов В.М., Логвиненко В.П., Летунов А.А. Изменение состава и структуры бороуглеродной плёнки в процессе работы стелларатора Л-2М. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2012, вып. 2, с. 109—113.
40. Esser H.G., Winter J., Philipps V. et al. Wall treatment by reactive gas fuelling into TEXTOR plasma discharges. — J. Nucl. Mater., 1994, vol. 212—215, p. 1546—1551.
41. Buzhinskij O., Otroshchenko V., Barsuk V. Renewable boron carbide coating in plasma shots of tokamak T11-M. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 390—391, p. 996—999.
42. Мещеряков А.И., Бережецкий М.С., Логвиненко В.П. и др. Осаждение борокарбидных плёнок в омическом разряде стелларатора Л-2М с использованием карборана. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 65—69.
43. Мещеряков А.И., Шарапов В.М., Гришина И.А. и др. Взаимодействие плазмы с защитным бороуглеродным покрытием вакуумной камеры стелларатора Л-2М. — Успехи прикладной физики, 2016, т. 4, № 3, с. 248—255.
44. Li J., Zhao Y.P., Gu X.M. et al. ICRF boronization — a new technique towards high efficiency wall coating for superconducting tokamak reactors. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, № 8, p. 973—977.
45. Buzhinskij O.I., Otroshchenko V.G., Whyte D.G. et al. Plasma deposition of boron films with high growth rate and efficiency using carborane. — J. Nucl. Mater., 2003, vol. 313—316, p. 214—218.
46. Вертков А.В., Люблинский И.Е. Опыт разработки жидкометаллических элементов, обращённых к плазме стационарного токамака (Обзор). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 3, с. 5—13.



Валерий Михайлович Шарапов, в.н.с., д.ф.-м.н.; Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, 119071 Москва, Ленинский пр-т 31, корп. 4, Россия
sharapov_v_sh@mail.ru>

Статья поступила в редакцию 15 апреля 2020 г.
После доработки 17 апреля 2020 г.
Принята к публикации 15 мая 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 5—12.

УДК 544.022.341, 544.022.382

ТРАНСПОРТ ВОДОРОДА И ЕГО НАКОПЛЕНИЕ В ВАКАНСИЯХ В ПРОЦЕССЕ ПОВРЕЖДАЮЩЕГО НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ В ОЦК-МЕТАЛЛАХ Fe и W*С.С. Ананьев, Д.Н. Демидов, С.В. Суслин**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Разработана модель, позволяющая рассчитывать транспортные характеристики водорода и его накопление в вакансиях в ОЦК-металлах Fe и W при непрерывном повреждении нейтронным облучением. Модель позволяет учитывать такие эффекты, как влияние концентрации водорода на рекомбинацию вакансий в области низких температур, за счёт образования комплексов $n\text{Hv}$, образование и распад комплексов $n\text{Hv}$ за счёт термической диссоциации, влияние различных комплексов $n\text{Hv}$ на коэффициент диффузии водорода в материале. Получены температурные зависимости концентрации комплексов $n\text{Hv}$, содержащих до четырёх атомов водорода в Fe и W. Показано, что концентрация комплексов, содержащих более четырёх атомов водорода, является пренебрежимо малой. Рассчитаны отношения коэффициентов диффузии без учёта взаимодействия водорода с ловушками (комплексами $n\text{Hv}$) в Fe и W и с учётом взаимодействия с ловушками в широком температурном диапазоне (250—1200 К для Fe и 500—1800 К для W). Показано, что в вольфраме в области температур 600—800 К происходит существенное замедление диффузии водорода за счёт взаимодействия с ловушками, возникающими в результате непрерывного нейтронного облучения, в то время как в железе этот эффект значительно слабее. Показано, что в рассматриваемых температурных диапазонах концентрация удерживаемого водорода в Fe в среднем на 2—3 порядка больше, чем в W, что объясняется значительно меньшей растворимостью водорода в вольфраме в указанных температурных диапазонах.

Ключевые слова: водород, накопление водорода, вольфрам, железо, численное моделирование, диффузия, проницаемость, нейтронное повреждение, собственные точечные дефекты, термоядерный реактор.

HYDROGEN TRANSPORT AND INVENTORIES IN VACANCIES IN THE DAMAGING NEUTRON IRRADIATION PROCESS IN BCC METALS Fe AND W*S.S. Ananyev, D.N. Demidov, S.V. Suslin**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

In the present work, a model has been developed that allows one to determine hydrogen transport characteristics and hydrogen accumulation in vacancies in bcc Fe and W undergo neutron radiation damage. The model considers the effect of hydrogen concentration on the recombination of vacancies at low temperatures, due to the formation of $n\text{Hv}$ complexes, the formation and decomposition of $n\text{Hv}$ complexes due to thermal dissociation, and the effect of various $n\text{Hv}$ complexes on the hydrogen diffusivity in Fe and W. The temperature dependences of the $n\text{Hv}$ complexes concentrations containing up to 4 hydrogen atoms in Fe and W have been obtained. It has been shown that the concentration of complexes with an amount of hydrogen exceeding the indicated values is negligible. The ratios of hydrogen diffusivities calculated with and without interaction with traps ($n\text{Hv}$ complexes) have been calculated in a wide temperature range. The effect of significant slowdown in hydrogen diffusivity in W due to interaction with traps has been detected. In iron this effect is much weaker. It has been shown that in iron this effect is noticeably less, than in tungsten. It has been shown that in the considered temperature ranges (250—1200 K for Fe and 500—1800 K for W), the concentration of retained hydrogen in Fe is on average 2—3 orders of magnitude higher than in W. This effect is explained by the significantly lower solubility of hydrogen in tungsten in the said temperature ranges.

Key words: hydrogen, hydrogen inventory, tungsten, iron, numerical simulation, diffusion, permeability, neutron damage, self-point defects, fusion reactor.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-13-24

ВВЕДЕНИЕ

Для перспективных энергетических установок (термоядерных реакторов), а также физических установок, использующих изотопы водорода для получения коммерческой электроэнергии или для демонстрации и отработки технологий термоядерного синтеза, существенным вопросом является обращение с изотопами водорода. Топливные изотопы в виде газа или плазмы взаимодействуют с конструкционными и функциональными материалами установки, приводя к их внедрению и захвату или выделению из материалов, распылению материалов с образованием пыли и плёнок, содержащих водород, а также утечкам в теплоноситель и т.д. Требования радиационной безопасности накладывают жёсткие ограничения на количество радиоактивного изотопа водорода — трития в элементах установок (в том числе вакуумной камере) и его утечки по различным каналам (например, для установки ИТЭР количество трития, которое допустимо в любом виде в вакуумной камере, равно 700 г при нормативе 100 г для каждой из технологических систем [1] и общем количестве до 4 кг [2]). При этом накопление изотопов водорода

будет значительно меняться со временем эксплуатации установки за счёт воздействия потоков термоядерных нейтронов на конструкционные и функциональные материалы с изменением их свойств.

Накопление водорода в материалах внутрикамерных элементов, в том числе обращённых к плазме, будет приводить к некоторому сокращению количества термоядерного топлива в топливном цикле установки. В аварийных ситуациях и при воздействии потоков плазмы на материалы, обращённые к плазме, при резком нагреве водород, содержащийся в различном виде в материалах, может выделиться в значительном количестве, приведя к потере устойчивости плазмы. Аварийное нарушение вакуума в установке может привести к попаданию летучих соединений трития в окружающую среду, поэтому контроль количества трития на площадке установки и безопасность обращения с ним являются приоритетными вопросами проектирования и эксплуатации термоядерной установки.

Захват изотопов водорода в конструкционные материалы является наиболее сложным вопросом, поскольку водород легко проникает в кристаллическую решётку любых материалов. Как уже было отмечено, под воздействием нейтронного облучения в кристаллических решётках конструкционных материалов образуются собственные точечные дефекты (СТД) и вакансионные поры, которые могут захватывать и накапливать водород (в том числе тритий). Также облучение обращённых к плазме и конструкционных материалов термоядерными нейтронами и нейтронами высокой энергии приводит к образованию в них радиогенного гелия и водорода [3], что приводит к ухудшению механических свойств материалов.

В качестве перспективных обращённых к плазме материалов гибридных систем синтеза деления и термоядерных реакторов (ТЯР) в настоящее время рассматриваются вольфрам [4, 5], бериллий [6, 7], а также углерод и коррозионно-стойкая сталь в сочетании с бронзовой подложкой [3, 4, 7, 9] в качестве конструкционных материалов. Актуальной задачей является исследование кинетических свойств изотопов водорода и механизмов его накопления в приведённых металлах и сплавах.

На коэффициент диффузии изотопов водорода в металле оказывает существенное влияние его взаимодействие с разнообразными по своей физической природе ловушками, в которых он может накапливаться или задерживаться на время, определяемое энергией связи водорода с данной ловушкой [10]. В качестве ловушек могут выступать как одиночные вакансии и их комплексы, так и образующиеся вакансионные поры. Водород способен взаимодействовать с упругими полями дислокаций, границ зёрен и границ раздела фаз, образуя атмосферы Коттрелла и задерживаясь в областях атмосфер в процессе диффузии. Также важно отметить, что границы зёрен и ядра дислокаций могут изменять коэффициент диффузии водорода и, возможно, служить каналами ускоренной диффузии [11—13]. Наличие в материале радиогенного гелия может оказывать влияние на кинетику изотопов водорода и его накопление в материале за счёт конкурентного замещения ловушек, в которые мог бы попасть водород [14]. Также конкурирование за замещение ловушек может происходить и между различными изотопами водорода [15]. Отметим, что повреждающее нейтронное облучение может менять микроструктуру материала за счёт образования дислокационных петель, которые могут также служить ловушками для изотопов водорода.

Данные о нейтронном повреждении позволяют оценивать плотность ловушек, захватывающих водород. Для этого необходимо учитывать влияние наличия дефектов на диффузионные параметры. В ряде работ приводятся результаты численного моделирования (молекулярно-динамическое моделирование), описывающие параметры взаимодействия вакансий с атомами водорода. Например, в работе [16] приводится расчёт энергии взаимодействия водорода с вакансией и вычисляются транспортные параметры комплексов вакансия—водород. А в работе [17] приведён расчёт диффузионных параметров для водорода в железе для ряда концентраций вакансий. В работе [18] приводится подход к решению обратной задачи вычисления параметров ловушек, удерживающих водород в процессе ТДС.

В настоящей работе для ОЦК-металлов α -Fe и W, являющихся основами перспективных конструкционных материалов для термоядерных установок (ферритно-мартенситная сталь для материала вакуумной камеры и вольфрам как один из материалов для первой стенки), разработана модель, описывающая влияние радиационной повреждаемости металлов, а именно образования радиационных вакансий на кинетические характеристики водорода (протия) — коэффициент диффузии, поток через стенку вакуумной камеры и его накопление в материале.

В статье описана модель, при этом последовательно рассмотрены заполненность вакансий и их концентрация, приведены полученные при моделировании данные. Обсуждаются результаты, в заключении сформулированы выводы.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Заполненность вакансий. Для первичной оценки влияния облучения на транспорт изотопов водорода в материале можно предположить, что существенное влияние на их захват и диффузию оказывают образующиеся радиационные вакансии, поскольку именно данные типы дефектов имеют наибольшие энергии связи с любыми изотопами водорода.

Рассмотрим систему, в которой имеются фиксированная концентрация вакансий C_V (изначально пустых) и некоторое количество свободного (не связанного вакансиями) водорода C_H^0 . C_H^0 фиксировано, так как определяется равновесием свободного водорода с внешней атмосферой H_2 . В процессе взаимодействия водорода с вакансиями текущая концентрация водорода в вакансиях может изменяться в ходе следующих двух типов процессов:

— за счёт попадания водорода в вакансию или в комплексы, уже содержащие несколько атомов водорода;

— за счёт выхода водорода из комплексов или из вакансий.

Выход водорода из комплекса происходит со скоростью

$$\left(\frac{dC_{nHv}}{dt}\right)_{out} = k_{nH}^{out} C_{nHv}. \quad (1)$$

Попадание свободного водорода в комплекс

$$\left(\frac{dC_{nHv}}{dt}\right)_{in} = -k_{nH}^{in} C_H^0 C_{n-1Hv}, \quad (2)$$

где n — количество атомов водорода в вакансии; C_{nHv} — концентрация комплексов вакансий, содержащих n атомов водорода; C_H^0 — концентрация свободного водорода. При этом константу реакции выхода водорода из комплекса k_{nH}^{out} и константу реакции попадания водорода в комплекс k_{nH}^{in} можно определить как

$$k_{nH}^{out} = \vartheta \exp\left(-\frac{E_d^n}{k_B T}\right); \quad k_{nH}^{in} = \vartheta \exp\left(-\frac{E_H^m}{k_B T}\right), \quad (3)$$

где E_H^m — энергия миграции свободного водорода, вычисленная с помощью аррениусовской аппроксимации соотношения, определяющего коэффициент диффузии водорода в железе [19]; E_d^n — энергия диссоциации комплекса вакансия—водород, уже содержащей $n - 1$ атомов водорода (равна сумме энергии диссоциации комплекса и энергии миграции водорода в матрице); T — температура; k_B — постоянная Больцмана в электрон-вольтах; ϑ — частота атомных колебаний.

Комплекс, содержащий n атомов водорода (nHv), может возникнуть из-за потери атома водорода $(n + 1)Hv$ -комплексом или из-за захвата атома водорода $(n - 1)Hv$ -комплексом. Уменьшение количества nHv -комплексов происходит либо в результате захвата, либо в результате потери им атома водорода. Соответственно концентрация комплексов с n атомами водорода (C_{nHv}) меняется со временем так

$$\frac{dC_{nHv}}{dt} = \vartheta \left(C_{n+1Hv} \exp\left(-\frac{E_d^{n+1}}{k_B T}\right) - C_{nHv} \exp\left(-\frac{E_d^n}{k_B T}\right) + C_H^0 \exp\left(-\frac{E_H^m}{k_B T}\right) (C_{n-1Hv} - C_{nHv}) \right). \quad (4)$$

Отметим, что для «пустых» вакансий (C_{0Hv}) отсутствуют слагаемое, определяющее выход из них водорода (процесс *a*), и слагаемое, отвечающее за изменение их концентрации в ходе процесса присоединения водорода (процесс *b*).

Для стационарного случая уравнения (4) примут вид

$$C_{n+1Hv} \exp\left(-\frac{E_d^{n+1}}{k_B T}\right) - C_{nHv} \exp\left(-\frac{E_d^n}{k_B T}\right) + C_H^0 \exp\left(-\frac{E_H^m}{k_B T}\right) (C_{n-1Hv} - C_{nHv}) = 0. \quad (5)$$

Если записать уравнения (5) в систему и добавить соотношение для сохранения полной концентрации вакансий C_v , можно получить систему линейных уравнений, определяющих и стационарную концентрацию комплексов C_{nHv} , и концентрацию водорода, удерживаемого во всех типах комплексов:

$$C_v = C_{0Hv} + \sum_{n=1}^N C_{nHv}; \quad C_H^r = \sum_{n=1}^N n C_{nHv}. \quad (6)$$

Здесь и далее N определяет максимальное количество атомов водорода в вакансии. Для расчётов этот параметр можно определять как наибольшее число, при котором концентрация комплексов, содержащих столько атомов водорода, сравнима с общей концентрацией вакансий (как пустых, так и содержащих в себе водород). Иначе параметр N может быть определён исходя из энергии выхода водорода из комплекса вакансия—водород. Тогда N — максимальное количество атомов водорода в ловушке, при котором энергия выхода одного атома значительно превышает энергию миграции свободного водорода. В этом случае количество комплексов, содержащих $N + 1$ атомов водорода, окажется пренебрежимо мало.

Концентрация вакансий. Чтобы корректно определить концентрацию вакансий C_v в соотношении (6) и концентрацию собственных межузельных атомов C_i в металле под действием повреждающего нейтронного облучения, необходимо также учитывать влияние водорода на концентрацию вакансий за счёт образования комплексов C_{nHv} .

Будем предполагать, что C_v изначально не фиксирована, тогда в соответствии с [6, 12, 13] можно записать систему уравнений химической кинетики, описывающей изменение концентрации вакансий и собственных межузельных атомов (СМА):

$$\begin{cases} \frac{\partial C_v}{\partial t} = K_0 - K_{vs} C_s \sum_{n=1}^N C_{nHv} - K_{iv} C_v C_i - K_{3v} C_v C_H + K_{4v} C_v \sum_{n=1}^N C_{nHv}; \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} = K_0 - K_{iv} C_v C_i - K_{3i} C_i C_H - K_{5i} C_i \sum_{n=1}^N C_{nHv}. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь K_0 — количество пар Френкеля, приходящихся на один атом (фпна), создаваемых облучением, за секунду, фпна/с; K_{iv} — константа рекомбинации межузельных атомов и вакансий; $K_{3v, i}$, $K_{4v, i}$ — константы скорости образования и распада соответствующих комплексов; K_5 характеризует рекомбинацию дефекта на комплексах nHv ; под концентрацией стоков C_s будет подразумеваться плотность винтовых дислокаций в материале. K_{vs} и K_{iv} — константы скорости выхода nHv -комплексов и nHi -комплексов соответственно на дислокационные стоки (будем предполагать, что они одинаковы для любого числа n).

В качестве упрощения будем пренебрегать концентрацией nHi -комплексов, поскольку энергия связи атома водорода с ними предполагается значительно меньшей, чем внутри nHv -комплексов.

Константы скоростей реакций, входящих в систему (7), можно записать в виде

$$\begin{aligned} K_{iv} &= \frac{4\pi r_{iv}}{\Omega} (D_i + D_v) = W(D_i + D_v); \\ K_{3v, 3i} &= \frac{4\pi r_{vH, iH}}{\Omega} D_{v, i} = W D_{v, i}; \\ K_{4v, 4i} &= \frac{D_{v, i}}{a^2} \exp\left(-\frac{E_{vH, iH}^b}{k_B T}\right); \\ K_{5i} &= \frac{4\pi r_{iH}}{\Omega} D_i = W D_i, \end{aligned} \quad (8)$$

где $D_{v, i}$ — коэффициент диффузии вакансий и димежузлий соответственно; r_{vi} — радиус рекомбинации вакансий и межузельных атомов; $r_{vH, iH}$ — радиусы рекомбинации C_{nHv} комплексов с собственными межузельными атомами; a — параметр решётки материала (здесь и далее); Ω — объём, приходящийся на атом.

Как показано в работах [13—15], существует ситуация, при которой уравнения (7) для кинетики отжига дефектов в металле с примесями сводятся к уравнениям для чистого металла с эффективным значением константы скорости рекомбинации $K_{iv}^{\text{эф}}$. Это возможно в случае, когда время жизни комплекса невелико и распад комплекса может произойти раньше, чем произойдёт рекомбинация комплексов $n\text{Hv}$

$$\frac{K_{5i}}{K_{4v}} \ll 1. \quad (9)$$

Учитывая соотношение (9) в системе (7), можно прийти к системе уравнений значительно более простого вида

$$\begin{cases} \frac{\partial C_v}{\partial t} = K_0 - K_{iv}^{\text{эф}} C_v C_i - K_{vs} C_v C_s; \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} = K_0 - K_{iv}^{\text{эф}} C_v C_i - K_{is} C_i C_s. \end{cases} \quad (10)$$

Если пренебречь концентрацией комплексов $n\text{Hi}$, $K_{iv}^{\text{эф}}$ будет иметь вид [14—15]

$$K_{iv}^{\text{эф}} = W \left(D_i + z C_H \left(D_i \sum_{n=1}^N \exp\left(\frac{E_b^n}{k_B T}\right) + D_v \right) \right), \quad (11)$$

где z — координационное число (в случае $\alpha\text{-Fe}$ и W , $z = 8$).

Тогда можно получить решения для C_v и C_i в стационарном приближении в виде [20], при этом C_v уже является величиной, не зависящей от времени, как и требуется в соотношении (6):

$$C_v = \frac{F(\eta)K_0}{K_{vs}C_s}; \quad C_i = \frac{F(\eta)K_0}{K_{is}C_s}. \quad (12)$$

При этом

$$F(\eta) = \frac{2}{\eta} [\sqrt{1+\eta} - 1], \quad (13)$$

где

$$\eta = \frac{4K_0K_{iv}^{\text{эф}}}{K_{vs}K_{is}C_s^2}. \quad (14)$$

Здесь $K_{vs} = \xi^+ D_v$, $K_{is} = \xi^- D_v$, где ξ^+ , ξ^- — эффективность дислокационных стоков для СМА и вакансий соответственно, значения которых получены в работе [21] на основе расчётов кинетическим методом Монте-Карло с учётом взаимодействия между упругими полями дислокаций и точечных дефектов (упругих диполей) в рамках анизотропной теории упругости. ξ^+ , ξ^- слабо зависят от температуры и в ОЦК-металлах Fe и V близки по значению. В настоящей работе положено $\xi^+ = \xi^- = 2,2$.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эффективный коэффициент диффузии водорода в металле в поле ловушек (в качестве ловушек в настоящей работе будем иметь в виду как незаполненные вакансии, так и вакансии с несколькими атомами водорода внутри) можно записать в виде выражения [10]

$$D_{\text{эф}}^H = D^H \left(1 + \frac{1}{\mu} \sum_{n=1}^N C_{n\text{Hv}} \exp\left(\frac{E_d^n}{k_B T}\right) \right)^{-1}. \quad (15)$$

Здесь D^H — коэффициент диффузии водорода в металле без учёта взаимодействия с ловушками; $\mu = 9a^2/D_v^0$; a — параметр решётки; D_v^0 — предэкспоненциальный множитель для коэффициента диффузии водорода в металле.

В соотношении (15) учитываются комплексы, содержащие до четырёх атомов водорода в железе и вольфраме ($N = 4$), поскольку, как было показано для железа и вольфрама, концентрации комплексов вакансий с большим количеством водорода пренебрежимо малы (рис. 1).

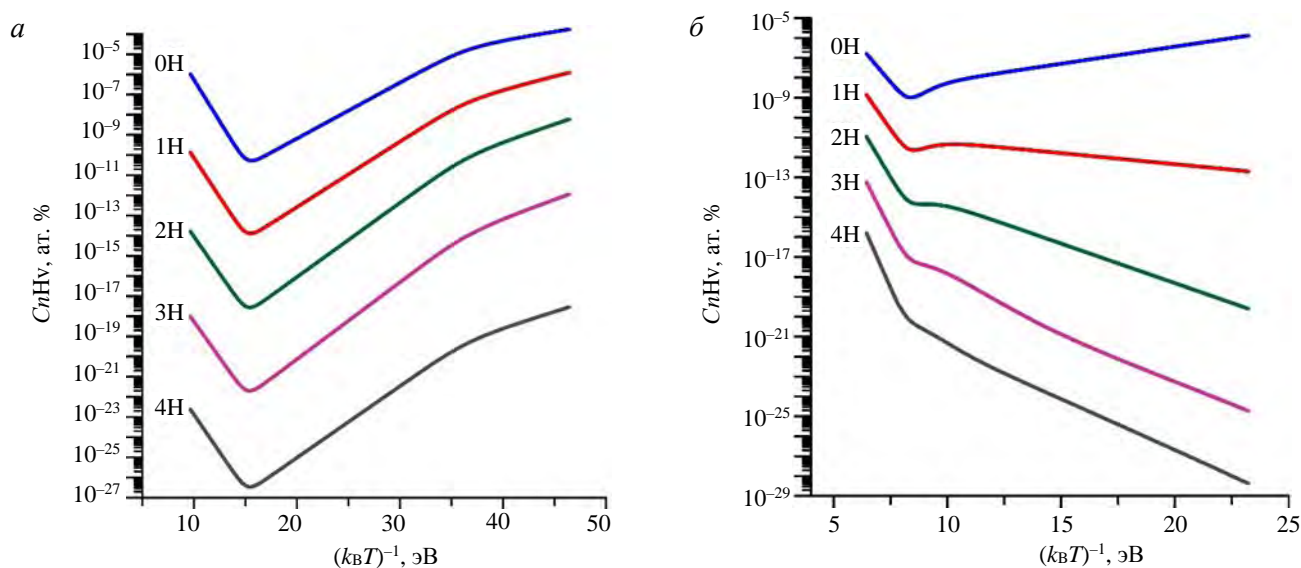


Рис. 1. Температурные зависимости концентрации комплексов C_{nHv} в Fe (а), в W (б): nH означает количество атомов водорода в комплексе вакансия—водород

Для определения D^H , E_d^n , μ можно воспользоваться литературными данными, уже рассчитанными для Fe и W. Диффузия водорода в железе имеет неаррениусовский характер, и, как показано в работе [19], её можно определить из соотношения

$$D_{Fe}^H(T) = (2,431 \cdot 10^{-5} + 1,498 \cdot 10^{-7} T + 7,890 \cdot 10^{-11} \cdot T^2) 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}, \quad (16)$$

D^H для вольфрама можно определить из соотношения [22]

$$D_W^H(T) = 4,585 \cdot 10^{-7} \exp(-0,24/k_B T) \text{ м}^2/\text{с}. \quad (17)$$

В таблице приведены энергии диссоциации E_d^n комплексов C_{nHv} . Указанные энергии диссоциации определены с помощью приведённых в работах [19, 23] (для железа и вольфрама соответственно) энергий связи различных комплексов атомов водорода с вакансиями.

Энергия (эВ) диссоциации комплексов nHv в Fe и W (по данным работ [19, 23])

Металл	1	2	3	4	5	6	7
Fe	0,539	0,531	0,461	0,368	0,390	0,367	0,150
W	2,040	1,110	0,890	0,770	0,620	0,580	–

В данной работе мы не рассматривали проникновение изотопов водорода в металл из плазмы. По этой причине мы ограничились диапазоном давлений, релевантным для внутрикамерных элементов, например, стенок вакуумной камеры. В этом диапазоне концентрацию свободного водорода C_H^0 в Fe и W можно рассчитать исходя из закона Сивертса, определяющего концентрацию растворённого водорода в металле в зависимости от температуры и его парциального давления P^H . В случае железа $C_H^0 = 7,1 \exp(-0,27/k_B T) \sqrt{P^H}$, в случае вольфрама $C_H^0 = 28,1 \exp(-1,03/k_B T) \sqrt{P^H}$ [24].

Далее, решив систему уравнений (5) с учётом C_v и C_i , рассчитанных с помощью системы (7), можно получить решения для концентраций комплексов C_{nHv} в Fe и W. Для проведения численных оценок K_0 принято равным $2,5 \cdot 10^{-8}$ фпна/с на основании результатов [25] о скорости радиационной повреждаемости материалов первой стенки и данных [26] о каскадной эффективности в ОЦК-металлах $C_s = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$ [27, 28].

На рис. 1 представлены полученные температурные зависимости концентраций комплексов в температурном диапазоне 250—1200 К для Fe и 500—1800 К для W. Расчёт проводился для парциального давления $P^H = 40 \text{ Па}$.

Зная концентрацию комплексов C_{nHv} , можно, исходя из формулы (15), рассчитать эффективный коэффициент диффузии водорода $D_{эф}^H$ с учётом взаимодействия водорода с ловушками. На рис. 2 представлены температурные зависимости отношений $D^H/D_{эф}^H$ в Fe и W. Отметим, что изменение парциального давления P^H в диапазоне 0,4—80 Па не приводило к значимой разнице для соотношений, представленных на рис. 2, поэтому там приведены температурные зависимости $D^H/D_{эф}^H$, рассчитанные для $P^H = 40$ Па. Можно отметить существенное различие во влиянии ловушек на коэффициент диффузии водорода в Fe и W.

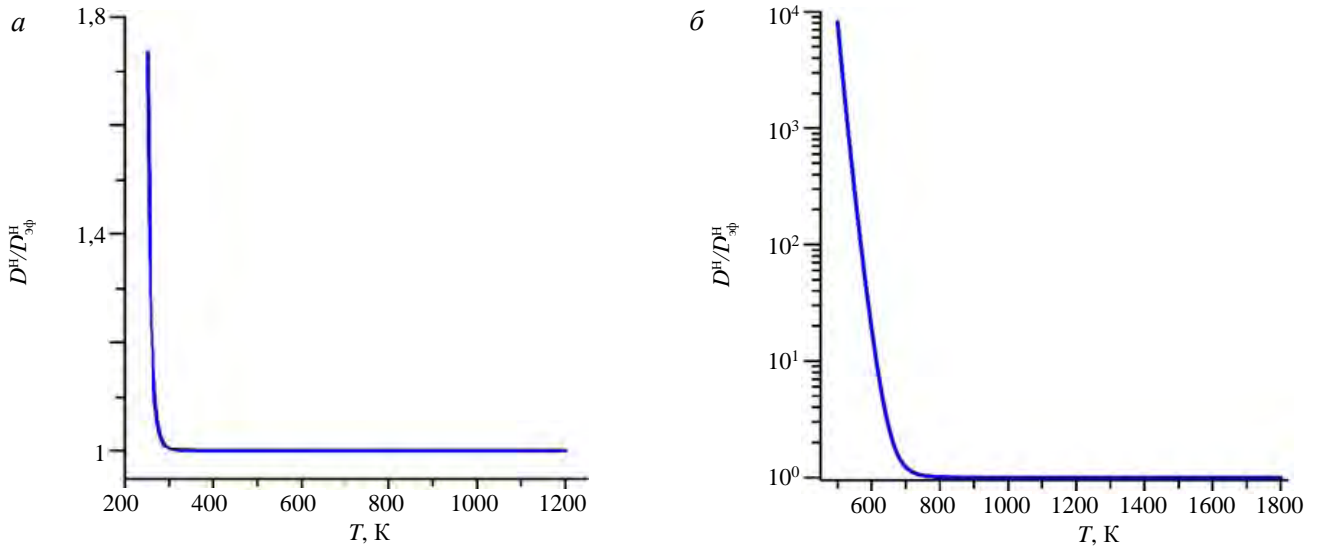


Рис. 2. Температурные зависимости отношений $D^H/D_{эф}^H$ для Fe (а) и для W (б)

Просуммировав количество водорода, содержащегося в комплексах C_{nHv} , можно рассчитать концентрацию водорода, которая содержится в комплексах при различных температурах и парциальных давлениях P^H . На рис. 3 представлены температурные зависимости концентрации удерживаемого водорода в

комплексах $C_H^r = \sum_{n=1}^N n C_{nHv}$ (см. соотношение (6)).

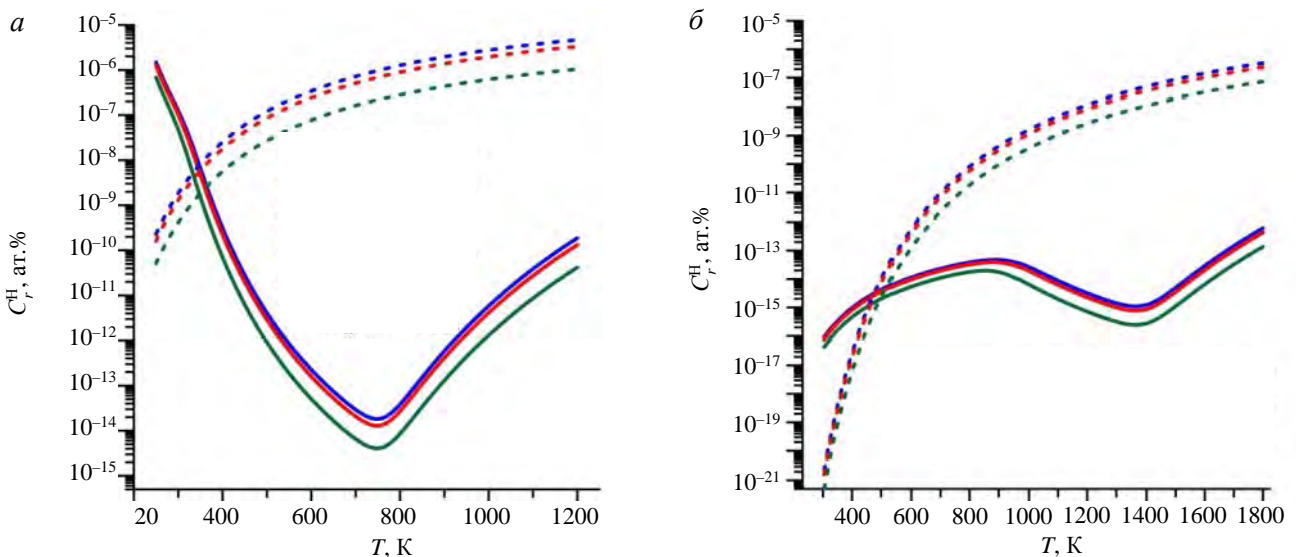


Рис. 3. Температурные зависимости концентрации удерживаемого водорода в комплексах C_r^H (—, —, —) и в виде раствора (- - -, - - -, - - -) для Fe (а) и W (б), P^H равно: —, - - - — 80; —, - - - — 40; —, - - - 4 Па

Для получения характерных величин проникающих потоков через конструкционные элементы ТЯР мы провели расчёт для металла без примесей в условиях, сходных с условиями стенки вакуумной камеры установки ДЕМО-ТИН [26]. В работе [29] указаны предполагаемые толщина, температура стенки

вакуумной камеры и давление в области откачки вакуумной камеры. Для расчёта потока водорода через металл (рис. 4) в качестве граничного условия для уравнения диффузии с переменным коэффициентом диффузии выбрана сивертсовская концентрация, с одной стороны, моделируемого слоя и нулевая концентрация, с другой. Такой подход обусловлен тем, что задача состоит, в первую очередь, в вычислении потока атомов водорода с внутренней стороны стенки к наружной. При этом поведение водорода, изначально находящегося за пределами вакуумной камеры, не представляет интереса само по себе, хотя и может повлиять на искомый поток.

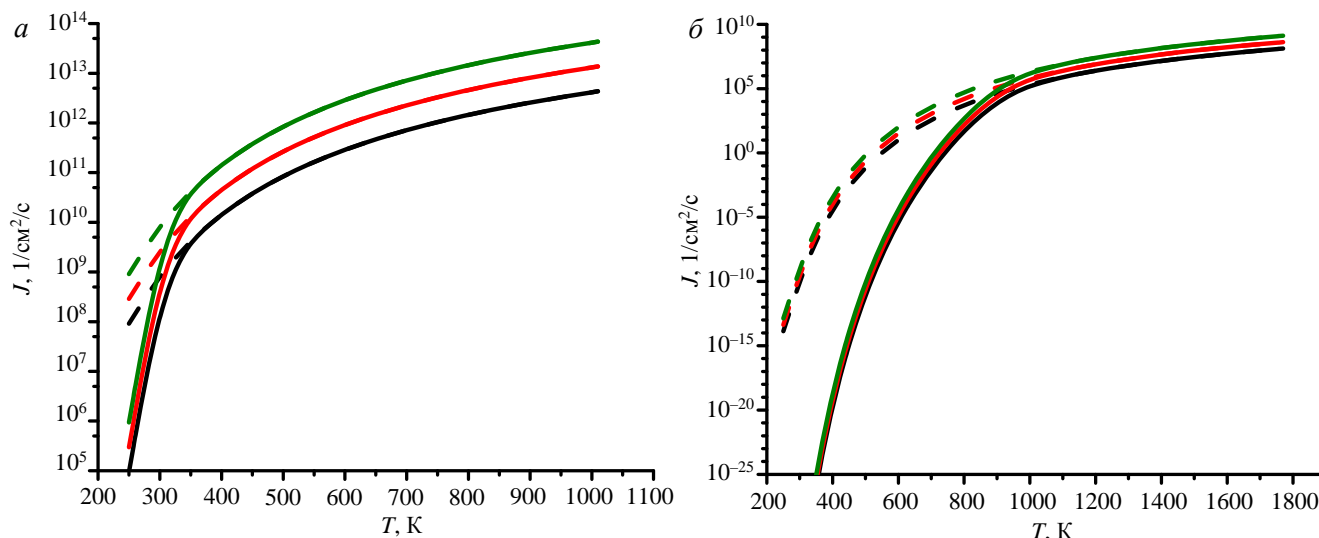


Рис. 4. Температурная зависимость потока водорода через железо (а), вольфрам (б) для условий, характерных для стенки вакуумной камеры установки ДЕМО-ТИН. Давление с внешней стороны нулевое, с внутренней 0,4 Па (■), 4 Па (■), 40 Па (■): —, —, — с учётом взаимодействия водорода с вакансиями; ----, ----, ---- без учёта вакансий. Толщина стенки 1 см

Коэффициент диффузии, в некоторой мере, зависит от концентрации водорода, так как она влияет на равновесную концентрацию вакансий и на их заполненность, а значит и на эффективный коэффициент диффузии.

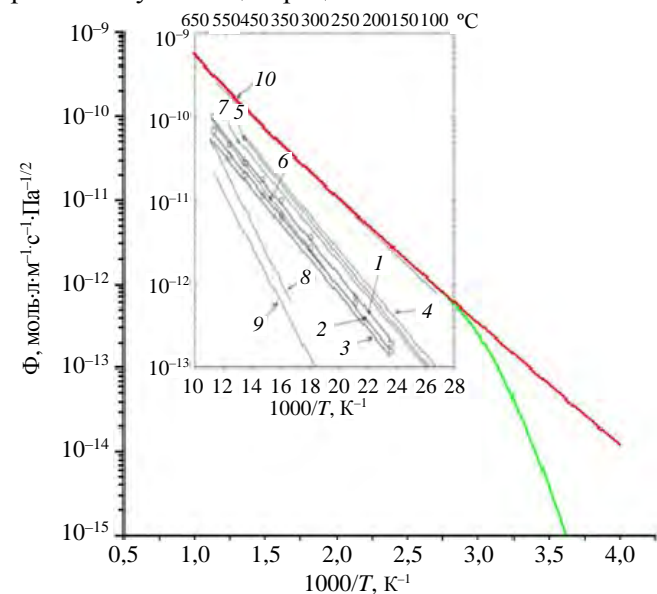


Рис. 5. Газовая проницаемость для водорода в железе: — вычисленная в данной работе без учёта влияния вакансий на эффективный коэффициент диффузии; — вычисленная в данной работе с учётом влияния вакансий на эффективный коэффициент диффузии; линии 1—10 — экспериментально измеренные газовые проницаемости для различных видов сталей [30]: 1, 2 и 3 — газовая проницаемость стали OPTIFER-IVb для протия, дейтерия и трития соответственно, 4 — сталь Batman (дейтерий), 5 — сталь F82H (дейтерий), 6 — сталь MANET (протий), 7 — сталь MANET (протий), 8 — сталь SS 316L (протий), 9 — сталь SS 316L (протий), 10 — альфа-фаза железа (протий)

Поэтому задача диффузии решалась в две итерации. Сначала из закона Фика с коэффициентом диффузии, указанным в литературе [24], были вычислены приближенный профиль концентрации водорода и соответственно координатная зависимость эффективного коэффициента диффузии. Далее численно решалось уравнение диффузии с вычисленным переменным коэффициентом диффузии. Для контроля была проведена ещё одна итерация, однако изменение результата оказалось незначительным. Ввиду стационарности задачи поток $J_H = -D_{\text{эф}}^H \partial C_H^0 / \partial x$ не зависит от координаты и может быть вычислен в любой точке. Для сравнения на рис. 4 приведён поток водорода через те же материалы, рассчитанный для неповреждённого материала с использованием литературных данных для коэффициента диффузии и растворимости [24]: $J_H = -D^H S \sqrt{P/L}$.

Сравнение результатов моделирования с литературными данными удобно проводить в терминах удельной газовой проницаемости (поток через образец, нормированный на единицу площади, при давлении с одной стороны 1 Па, с другой 0). На рис. 5 показаны зависимости удельной газовой

проницаемости железа противом в сравнении с литературными данными [30] для различных видов стали. В области температур, для которых приводятся экспериментальные графики, предлагаемая модель практически полностью совпадает с экспериментальными данными для альфа-фазы железа. Аналогичное сравнение приведено на рис. 6 для вольфрама. Рассчитанные зависимости незначительно отличаются от экспериментальных данных, приведённых в [31]. Тем не менее проведённые сравнения не позволяют сделать заключение о верности модели в температурной области, где эффект замедления диффузии водорода за счёт взаимодействия с вакансиями играет значительную роль. На рис. 7 результаты моделирования коэффициента диффузии дейтерия в вольфраме для различных условий, включая области низких

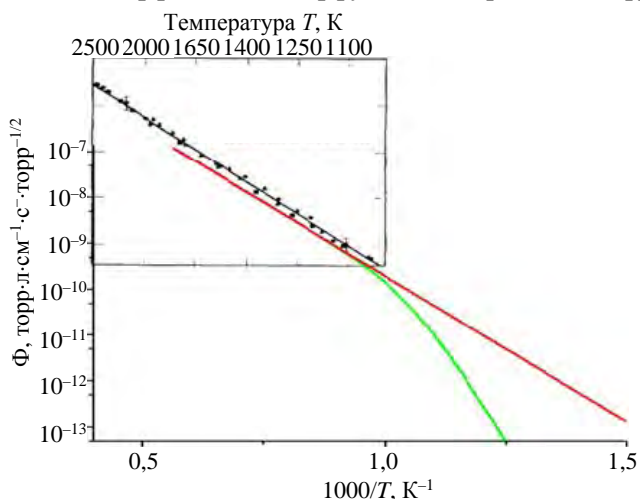


Рис. 6. Газовая проницаемость для водорода в вольфраме: — вычисленная в данной работе без учёта влияния вакансий на эффективный коэффициент диффузии; — вычисленная в данной работе с учётом влияния вакансий на эффективный коэффициент диффузии; — измеренная в работе [31]

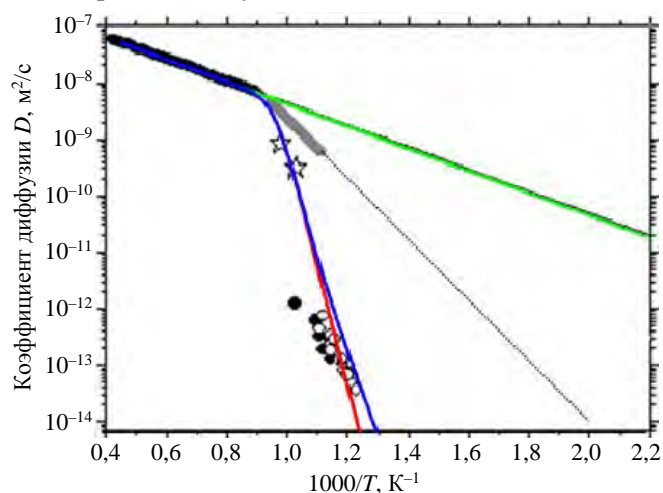


Рис. 7. Эффективный коэффициент диффузии водорода в вольфраме в сравнении с литературными данными о диффузии изотопов водорода в вольфраме, полученными в экспериментах по обезгаживанию насыщенного водородом образца (экспериментальные данные 1 и аппроксимационная формула (2) [32]), газовой проницаемости (экспериментальные данные 3 и аппроксимационная формула (4) [33] и экспериментальные данные для отожжённого W — 5 и неотожжённого W различных марок — 6, 7 [34, 35]): — эффективный коэффициент диффузии водорода в неповреждённом вольфраме, вычисленный в данной работе; — эффективный коэффициент диффузии дейтерия в вольфраме, вычисленный в данной работе с учётом нейтронно индуцированных вакансий при концентрациях дейтерия в металле 10^{-6} и 1% ат. соответственно

температур, в которых важен эффект взаимодействия с вакансиями, сравниваются с данными, полученными в экспериментах по газовой проницаемости [32, 35]. Поведение температурной зависимости с учётом нейтронного повреждения оказывается близким к измерениям для различных образцов вольфрама, что, вообще говоря, случайно. Тем не менее монокристаллический вольфрам, повреждённый нейтронами так же, как образцы поликристаллического вольфрама, содержит значительное количество ловушек, замедляющих диффузию, что приводит к значительному уменьшению коэффициента диффузии в области низких температур.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Показанные на рис. 1—3 кинетические свойства водорода и параметры, описывающие его удержание в ловушках, образующихся под действием повреждающего нейтронного облучения, показывают, что между Fe и W имеются существенные различия как в отношении диффузии водорода, так и в отношении его накопления. В железе, несмотря на то что энергия взаимодействия водорода с комплексами $n\text{Hv}$ значительно ниже, чем в W, концентрация самих комплексов $n\text{Hv}$ в среднем выше, чем в W, особенно комплексов, содержащих более двух атомов водорода. Данный факт объясняется тем, что концентрация вакансий, изначально возникающих при нейтронном облучении, в области температур, где концентрация C_v лимитируется рекомбинацией вакансий и СМА, в W составляет $1 \cdot 10^{-8}$ — $1 \cdot 10^{-10}$ % ат., в то время как в железе C_v составляет величину порядка $1 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-8}$ % ат. Поэтому можно сделать вывод,

что на удержание водорода существенно более заметное влияние оказывает именно изначальная концентрация вакансий в системе, нежели энергия диссоциации комплекса nHv .

Данный вывод подтверждается и концентрационными зависимостями удерживаемого в ловушках водорода C_r^H , поскольку на рис. 3 можно видеть, что практически во всём температурном диапазоне C_r^H в железе превышает C_r^H в вольфраме.

Концентрация заключённого в вакансиях водорода определяется несколькими параметрами: концентрацией свободного водорода, концентрацией вакансий и средней долей времени, проводимого водородом в вакансии. При низких температурах концентрация свободного водорода невелика, однако время существования комплексов вакансия—водород велико по сравнению с миграционными параметрами. К тому же концентрация вакансий при низкой температуре также оказывается повышенной, так как при низких температурах скорость генерации радиационных дефектов не уменьшается, в то время как скорость их рекомбинации и выхода на стоки оказывается мала. По этим причинам при низкой температуре концентрация водорода в вакансиях оказывается больше, чем концентрация свободного водорода. Однако при температуре выше 400 К для железа и 600 К для вольфрама роль водорода, удерживаемого в вакансиях, оказывается незначительной.

Тем не менее высокая энергия связи водорода с комплексами nHv в W оказывает значительное влияние на транспортные характеристики водорода в температурном диапазоне до 1000 К. На рис. 2 можно видеть, что наличие ловушек в области низких температур в W снижает эффективный коэффициент диффузии водорода в вольфраме на величину до четырёх порядков, в то время как в Fe коэффициенты диффузии в поле ловушек и без учёта ловушек отличаются не более чем в 2 раза. Этот эффект может оказывать существенное влияние на поток водорода через вольфрам при низких температурах и несколько меньшее влияние на поток через железо (см. рис. 4). Отметим, что этот эффект теряет значимость при высоких концентрациях водорода, так как в этом случае незаполненные вакансии практически отсутствуют и концентрация ловушек с высокой энергией связи оказывается пренебрежимо мала.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модель, позволяющая рассчитывать транспортные характеристики водорода и его накопление в вакансиях в ОЦК-металлах Fe и W в процессе повреждающего нейтронного облучения. Указанная модель позволяет учитывать такие эффекты, как влияние концентрации водорода на рекомбинацию вакансий в области низких температур за счёт образования комплексов nHv , образование и распад комплексов nHv за счёт термической диссоциации, влияние различных комплексов nHv на коэффициент диффузии водорода в материале.

В работе получены температурные зависимости концентрации комплексов nHv , содержащих до четырёх атомов водорода в Fe и W. Показано, что концентрация комплексов с количеством водорода, превышающим указанные значения, является пренебрежимо малой.

Рассчитаны отношения коэффициентов диффузии без учёта взаимодействия водорода с ловушками (комплексами nHv) к коэффициентам диффузии с учётом взаимодействия с ловушками в Fe и W в широком температурном диапазоне. Показано, что в вольфраме в области температур 600—800 К происходит существенное замедление диффузии водорода за счёт взаимодействия с ловушками, в то время как в железе настолько значительный эффект не наблюдается (наблюдается при температуре <300 К).

Показано, что в рассматриваемых температурных диапазонах (250—1200 К для Fe и 500—1800 К для W) концентрация удерживаемого водорода в Fe в среднем на 2—3 порядка больше, чем в W, что объясняется значительно меньшей растворимостью водорода в вольфраме в указанных температурных диапазонах.

Проведено сравнение удельной газовой проницаемости противя с экспериментальными данными для альфа-фазы железа, а также для вольфрама. Рассчитанный нами эффективный коэффициент диффузии водорода сравнивается с литературными данными, полученными в экспериментах по газовой проницаемости. Наблюдается хорошее соответствие расчётных и экспериментальных зависимостей, в том числе значительное уменьшение коэффициента диффузии за счёт влияния дефектов в области низких температур.

Отметим, что полученные зависимости имеют место для малых концентраций водорода, при которых вакансии не насыщены водородом, т.е. количество свободных вакансий много больше количества

комплексов вакансия—водород. При повышении концентрации водорода уменьшается количество не занятых мест в вакансиях и влияние вакансий на транспорт водорода становится менее значительным. Тем не менее построенная модель при этом остаётся справедливой, таким образом, её можно применять для материалов с градиентом концентрации водорода. Также следует обратить внимание, что на текущем этапе работы мы ограничились рассмотрением взаимодействия протия с одним видом дефектов — моновакансиями, содержащими несколько атомов водорода.

Работа частично поддержана Российским научным фондом, соглашение № 18-72-10162.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Technical Basis for the ITER-FEAT Outline Design- ITER EDA Documentation Series, № 19.** — Vienna: International Atomic Energy Agency, 2000.
2. **ITER 2009 Baseline. Plant Description (PD).**
3. **Khripunov V.** First wall material damage induced by fusion-fission neutron environment. — *Fusion Eng. Des.*, 2016, vol. 109—111, p. 7—12.
4. **Heuer S. et al.** Atmospheric plasma spraying of functionally graded steel/tungsten layers for the first wall of future fusion reactors. — *Surf. Coatings Technol.*, 2019, vol. 366, p. 170—178.
5. **Hoashi E. et al.** Study on melting and solidification behaviors of tungsten loaded by high heat flux for divertor in tokamak fusion reactor. — *Fusion Eng. Des.*, 2018, vol. 136, p. 350—356.
6. **Vladimirov P. et al.** Current status of beryllium materials for fusion blanket applications. — *Fusion Sci. Technol.*, 2014, vol. 66, № 1, p. 28—37.
7. **Poitevin Y. et al.** Tritium breeder blankets design and technologies in Europe: development status of ITER test blanket modules, test & qualification strategy and roadmap towards DEMO. — *Fusion Eng. Des.*, 2010, vol. 85, № 10—12, p. 2340—2347.
8. **Dias M. et al.** WC—Cu thermal barriers for fusion applications. — *Surf. Coatings Technol.*, 2018, vol. 355, № 2017, p. 222—226.
9. **Dias M. et al.** New WC—Cu composites for the divertor in fusion reactors. — *J. Nucl. Mater.*, 2019, vol. 521, p. 31—37.
10. **Писарев А.А., Цветков И.В., Маренков Е.Д., Ярмо С.С.** Проницаемость водорода через металлы. Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2008. 144 с.
11. **Fisher J.C.** Calculation of diffusion penetration curves for surface and grain boundary diffusion. — *J. of Applied Physics*, 1951, vol. 22, № 1, p. 74—77.
12. **Whipple R.T.** Concentration contours in grain boundary diffusion. — *Philosophical Magazine*, 1954, vol. 45, № 371, p. 1225—1236.
13. **Мереп Х.** Диффузия в твердых телах. Пер. с англ. Под ред. Е.Б. Якимова и В.В. Аристова. — Долгопрудный: Изд. дом «Интеллект», 2011. 536 с.
14. **Liu P.P. et al.** Effect of helium and hydrogen synergy on vacancy migration energy in Fe—10Cr model alloy. — *J. Alloys and Compounds*, 2019, p. 446—452.
15. **Matveev D. et al.** Modeling of H/D isotope-exchange in crystalline beryllium. — *Nucl. Mater. Energy*, 2019, vol. 20, 100682.
16. **Сивак А.Б., Сивак П.А.** Энергетические и кристаллографические характеристики атомов водорода в ОЦК-железе. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 3, с. 74—85.
17. **Lua Tao, Niub Guo-Jian, Xub Yuping, Wangb Jing, Ana Zhongqing, Liub Haodong, Zhoub Haishan, Dingb Fang, Luo Guang-Nan, Li Xiao-Chun.** Molecular dynamics study of the diffusion properties of H in Fe with point defects. — *Fusion Eng. Des.*; doi: 10.1016/j.fusengdes.2016.06.044.
18. **Зайка Ю.В.** Определение параметров термодесорбции водорода. — В сб.: Труды Карельского научного центра Российской академии наук, 2014, № 4, с. 48—61.
19. **Sivak A., Sivak P.** Energetic, crystallographic and diffusion characteristics of hydrogen isotopes in iron. — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 461, p. 308—313.
20. **Was G.S.** *Fundamentals of Radiation Materials Science.* — Springer, Verlag Berlin, Heidelberg, 2007. 815 p.
21. **Sivak A.B. et al.** Dislocation sinks efficiency for self-point defects in iron and vanadium crystals. — *Inorganic Materials: Applied Research*, 2015, vol. 6, № 2, p. 105—113; doi: 10.1134/S2075113315020161.
22. **Zhang X., Xu K.** Hydrogen diffusion behavior in tungsten under anisotropic strain. — *J. Nucl. Mater.*, 2018, vol. 511, p. 574—581; doi: 10.1016/j.jnucmat.2018.05.061.
23. **Fu Baoqin, Qiu Mingjie.** The trapping and dissociation process of hydrogen in tungsten vacancy: a molecular dynamics study. — *J. Nucl. Mater.*, 2018, vol. 508, p. 278—285; doi: 10.1016/j.jnucmat.2018.05.065.
24. **Ogorodnikova O.V.** Surface effects on plasma-driven tritium permeation through metals. — *J. of Nuclear Materials*, 2001, vol. 290—293, p. 459—463.
25. **Khripunov V.** First wall material damage induced by fusion-fission neutron environment. — *Fusion Eng. Des.*, 2016, vol. 109—111, p. 7—12; doi:10.1016/j.fusengdes.2016.03.066.
26. **Shpanskiy Yu.S. and the DEMO-FNS Project Team.** Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, 076014; doi: 10.1088/1741-4326/ab14a8.

27. **Zinkle S.J., Snead L.L.** Designing radiation resistance in materials for fusion energy. — *Ann. Rev. Mat. Res.*, 2014, vol. 44, p. 241—267.
28. **Vershinina T., Leont'eva-Smirnova M.** Dislocation density evolution in the process of high-temperature treatment and creep of EK-181 steel. — *Mater. Charact.*, 2017, vol. 125, p. 23—28; doi: 10.1016/j.matchar.2017.01.018.
29. **Азизов Э.А. и др.** Токамак ДЕМО-ТИН: концепция электромагнитной системы и вакуумной камеры. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2015, т. 38, вып. 2.
30. **Esteban G.A., Perujo A., Douglas K., Sedano L.A.** Tritium diffusive transport parameters and trapping effects in the activating martensitic steel OPTIFER-IVb. — *J. of Nuclear Materials*, 2000, vol. 281, p. 34—41.
31. **Frauenfelder R.** Permeation of hydrogen through tungsten and molybdenum. — *J. of Chemical Physics*, 1968, vol. 48, № 9.
32. **Frauenfelder R.** Solution and diffusion of hydrogen in tungsten. — *J. of Vac. Science & Technology*, 1968, vol. 6, № 3, p. 388—392.
33. **Zakharov A.P., Sharapov V.M., Evko E.I., Khim Fiz.** — *Mekh. Mater.*, 1973, vol. 9 (2), p. 29.
34. **Gasparyan Yu.M., Golubev A.V., Mayer M., Pisarev A.A., Roth J.** Ion-driven deuterium permeation through tungsten at high temperatures. — *J. of Nuclear Materials*, 2009, vol. 390—391, p. 606—609; doi: 10.1016/j.jnucmat.2009.01.172.
35. **Голубева А.В.** Взаимодействие ионов дейтерия с вольфрамовыми материалами для термоядерных установок. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, МИФИ, 2006.



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



Дмитрий Николаевич Демидов, инженер-исследователь, очный аспирант, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Demidov_DN@nrcki.ru



Святослав Викторович Суслин, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Suslin_SV@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 21 декабря 2019 г.
После доработки 23 марта 2020 г.
Принята к публикации 15 мая 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 13—24.

УДК 539.166.3

CALCULATION OF GAMMA-RAY ATTENUATION PARAMETERS FOR ALUMINIUM, IRON, ZIRCONIUM AND TUNGSTEN

H.M. Qadr

Department of Physics, College of Science, University of Raparin, Sulaimanyah, Iraqi Kurdistan, Iraq

The purpose of this study was to determine the gamma-ray linear and mass attenuation coefficients, half value layer, tenth value layer and mean free path for four shielding materials: aluminium, iron, zirconium and tungsten at the γ -rays emitted from ^{152}Eu , ^{22}Na , ^{137}Cs , and ^{60}Co radioactive sources using NaI (Tl) detector. These parameters for different shielding materials were compared. The results show that tungsten is the best gamma-radiation shielding material among the materials under consideration. The measured attenuation coefficients were compared also with the theoretical values.

Key words: γ -ray attenuation coefficients, tungsten, shielding materials, half value layer, tenth value layer, mean free path.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В АЛЮМИНИИ, ЖЕЛЕЗЕ, ЦИРКОНИИ И ВОЛЬФРАМЕ

Х.М. Кадр

Физическое отделение Научного колледжа Университета Рапарин, Сулеймания, Иракский Курдистан, Ирак

Целью данного исследования было определение линейного и массового коэффициентов ослабления γ -излучения, слоя материала, уменьшающего интенсивность γ -излучения в 2 и 10 раз, и средней длины свободного пробега фотонов в алюминии, железе, цирконии и вольфраме для γ -лучей, испускаемых радиационными источниками ^{152}Eu , ^{22}Na , ^{137}Cs и ^{60}Co с помощью NaI(Tl)- детектора. Приводится сравнение величин этих параметров, измеренных в разных поглощающих γ -излучение материалах. Результаты измерений показывают, что среди рассмотренных материалов вольфрам является наилучшим материалом, ослабляющим γ -излучение. Проведено сравнение измеренных коэффициентов ослабления γ -излучения с значениями этих коэффициентов, полученными теоретически.

Ключевые слова: коэффициенты ослабления γ -излучения, вольфрам, материалы, ослабляющие γ -излучение, средняя длина свободного пробега фотона, слой материала, уменьшающий интенсивность γ -излучения в 2 и 10 раз.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-25-30

INTRODUCTION

By the end of the last century, the development of nuclear technology has been climbing rapidly since the world population has increased dramatically. Approximately 16% of the world electrical power production has come from nuclear power [1—3]. Unfortunately, accidents at nuclear power plants affected the health of the population living in vicinity of these plants. Nowadays, using of γ -rays in medical diagnostics [4, 5], nuclear diagnostics, surgery, industry, agriculture and research are increasing [6, 7]. Therefore, the knowledge of γ -ray interaction with materials is gaining more importance from perspective of shielding against their effect on biological matter. Therefore, the linear and mass attenuation coefficients, half value layer (HVL), tenth value layer (TVL) and mean free path (MFP) are important parameters that must be known to designers choosing shielding materials.

Interaction of γ -rays with matter depends on the extent of γ -rays absorption or scattering, incident photon energy, type of the material and also on the geometrical conditions [8]. There are several types of the most important mechanisms of γ -ray interaction with matter. These interactions are photoelectric effect, Compton scattering and pair particles production. These interaction mechanisms cause the attenuation of the incident γ -rays [9]

During recent years, many experimental, theoretical and simulation studies have been performed on absorbed γ -dose and radiation shielding parameters in various ways, by different research groups [10—17]. The objective of this study was to determine the values of above parameters. Then, obtained values of the parameters were compared with the corresponding theoretical values of the same parameters at different energies.

EXPERIMENTAL DETAILS

Fig. 1 shows the schematic view of the experimental setup. Used radiation sources comprised radioactive elements with different energies of 244.67, 344.3 and 788.9 keV for ^{152}Eu , 511.0 keV for ^{22}Na , 661 keV for ^{137}Cs , 1171 and 1333 keV for ^{60}Co . Materials used as the shield were aluminium, iron, zirconium and tungsten. Sodium iodide NaI (TI) scintillation detector with a multi-channel analyzer (MCA) was applied in this study. The γ -ray spectra were analyzed by the maestro program.

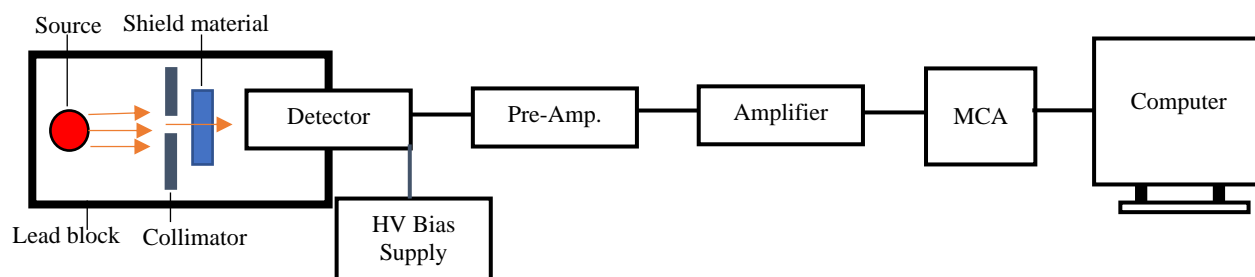


Fig. 1. Diagram of the experimental setup

Shielding materials were placed between the detector and the radioactive source. The distance between the radioactive source and the shielding material was 5 cm and the distance between the detector and the radioactive source was 9 cm. At the beginning, an initial measurement was performed without shielding material. Then the readings were recorded after passing γ -rays through the shielding materials. Data acquisition time was chosen as 5 min for each shielding material. All point measurements have been repeated five times for each shielding material.

THEORETICAL CALCULATIONS

This section summarizes background theoretical relations used for determination of linear attenuation coefficient μ , mass attenuation coefficient μ_m , HVL, TVL and MFP. According to Lambert-Beer's law, γ -rays are attenuated passing through an absorber [18]. The equation (1) describes the intensity of the transmitted beam (I) at any thickness of the absorber x , cm:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1)$$

Here I_0 is the unmitigated γ -beam intensity and μ , cm^{-1} is the linear γ -ray attenuation coefficient of the absorber with the thickness x , cm. The linear attenuation coefficient is related to many factors such as the shielding material, the incident γ -ray energy and the density of the material [19]. Rearrangement of equation (1) gives the following equation for the value of the γ -ray linear attenuation coefficient:

$$\mu = -\frac{\ln \frac{I}{I_0}}{x}. \quad (2)$$

The mass attenuation coefficient μ_m , cm^2/g is equal to the ratio of the linear attenuation coefficient of the absorber to its density ρ , g/cm^3 :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (3)$$

This parameter is used in the calculations of many photon interaction parameters [20].

There are three terms generally used in the assessment of the effectiveness of radiation shielding: HVL, TVL and MFP. HVL, cm is the thickness of a shield or an absorber, at which the intensity of transmitted ray is one half of the initial intensity [21]. HVL is related to the linear attenuation coefficient value and is determined by the equation [22]:

$$\text{HVL} = \frac{\ln 2}{\mu} = \frac{0.693}{\mu}. \quad (4)$$

MFP, cm is the average distance between two successive collisions of γ -ray. It is described by the following equation [23]:

$$\text{MFP} = \frac{1}{\mu}. \quad (5)$$

The effectiveness of γ -rays shielding is also described by the TVL of the material. TVL, cm is the thickness of a shield or an absorber that attenuates a radiation beam to 10% of its initial radiation intensity level and is described by the following equation [24]:

$$\text{TVL} = \frac{\ln 10}{\mu} = \frac{2.303}{\mu}. \quad (6)$$

RESULTS AND ANALYSIS

In this study, the linear and mass attenuation coefficients, HVL, TVL and MFP of four shielding materials: aluminium, iron, zirconium and tungsten have been measured for γ -rays emitted by various radioactive sources.

Table 1 demonstrates the experimental values of the γ -ray linear attenuation coefficients for four shielding materials. They were obtained by measuring the intensities of γ -rays passed through the different absorbers. It is evident from this table that the linear attenuation coefficient for tungsten has the highest value, and for aluminium it is the lowest. The highest linear attenuation coefficient value of tungsten is connected with its high atomic number and high density, which promote γ -ray attenuation. Table 1 and Fig. 2 show that the linear γ -ray attenuation coefficients decrease with increasing incident energy. The experimental linear attenuation coefficient values were compared with the corresponding theoretical values [25—27]. Table 1 and Fig. 2 show good agreement between the experimental and theoretical values of the γ -ray linear attenuation coefficients.

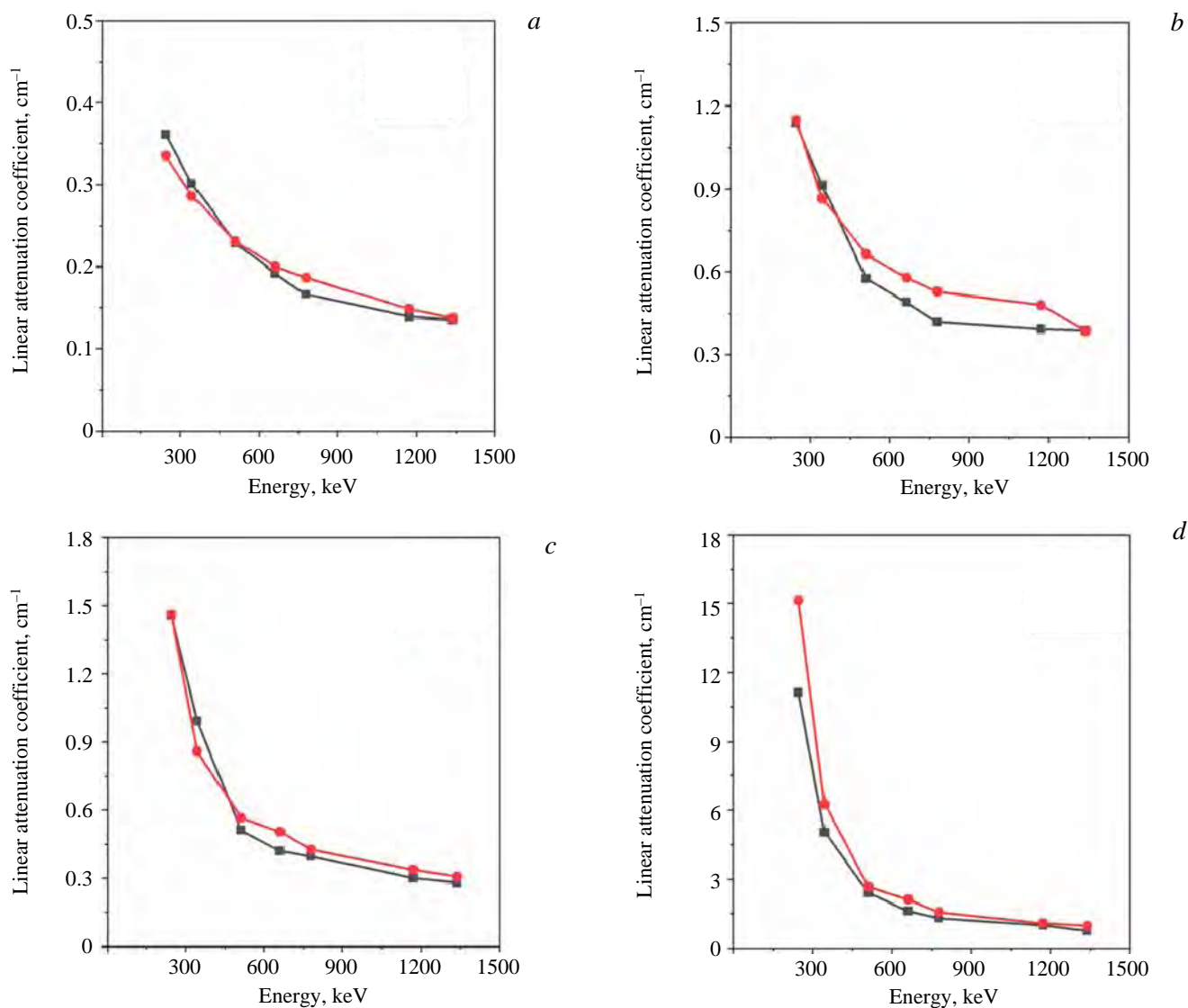


Fig. 2. The graph of linear attenuation coefficient against photon energy for four shielding materials: *a* — aluminium; *b* — iron; *c* — zirconium; *d* — tungsten; ■ — experiment; ● — theory

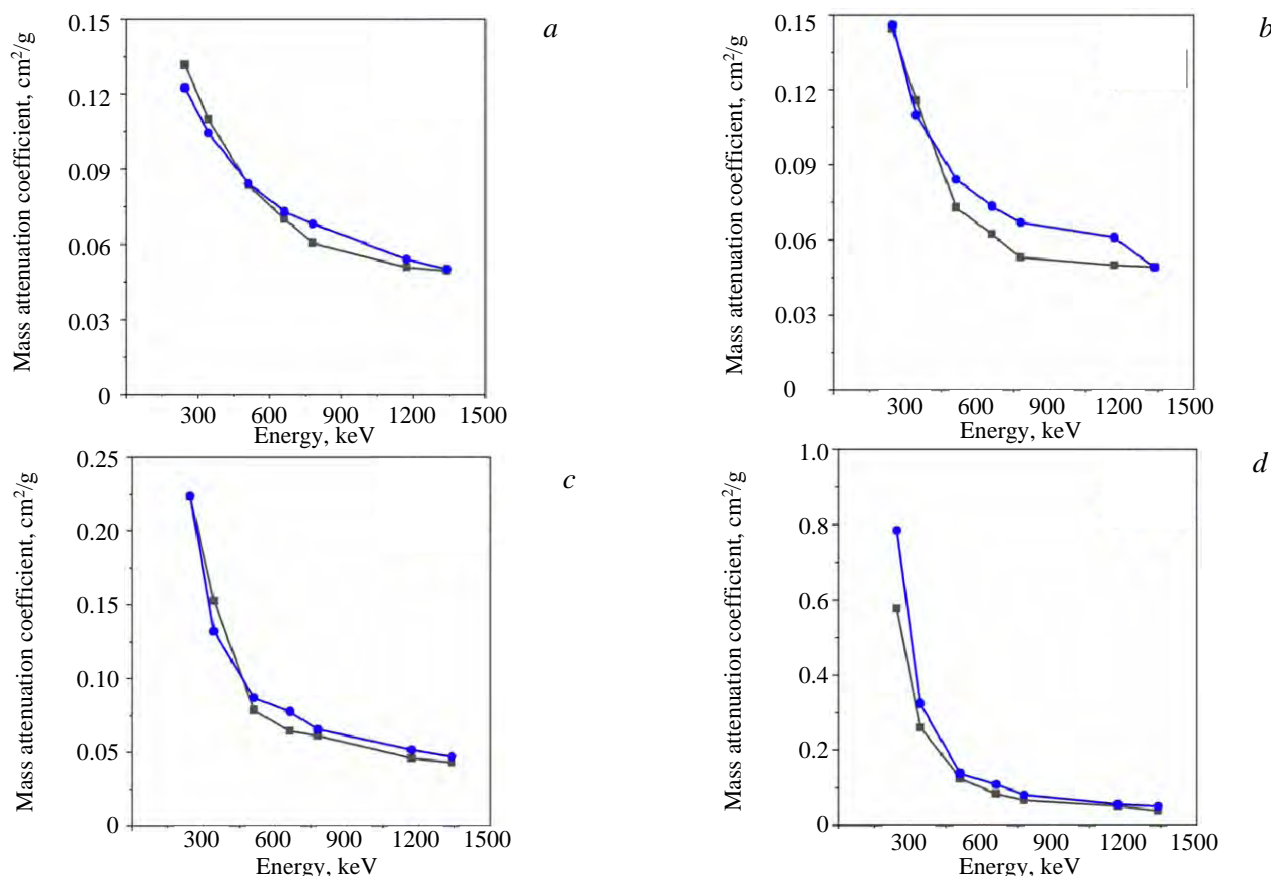
Table 1. Values of the experimental and theoretical gamma ray linear attenuation coefficients μ (cm^{-1}) for four shielding materials

Nuclides	Energy, keV	Aluminium		Iron		Zirconium		Tungsten	
		Experiment	Theory	Experiment	Theory	Experiment	Theory	Experiment	Theory
^{152}Eu	244.67	$3.61 \cdot 10^{-1}$	$3.35 \cdot 10^{-1}$	1.14	1.15	1.46	1.46	$1.11 \cdot 10^1$	$1.51 \cdot 10^1$
	344.3	$3.01 \cdot 10^{-1}$	$2.86 \cdot 10^{-1}$	$9.11 \cdot 10^{-1}$	$8.65 \cdot 10^{-1}$	$9.93 \cdot 10^{-1}$	$8.59 \cdot 10^{-1}$	5.03	6.25
^{22}Na	511.0	$2.29 \cdot 10^{-1}$	$2.31 \cdot 10^{-1}$	$5.74 \cdot 10^{-1}$	$6.63 \cdot 10^{-1}$	$5.13 \cdot 10^{-1}$	$5.67 \cdot 10^{-1}$	2.40	2.66
^{137}Cs	661.0	$1.92 \cdot 10^{-1}$	$2.00 \cdot 10^{-1}$	$4.89 \cdot 10^{-1}$	$5.78 \cdot 10^{-1}$	$4.21 \cdot 10^{-1}$	$5.06 \cdot 10^{-1}$	1.61	2.11
^{152}Eu	778.9	$1.66 \cdot 10^{-1}$	$1.87 \cdot 10^{-1}$	$4.17 \cdot 10^{-1}$	$5.27 \cdot 10^{-1}$	$3.98 \cdot 10^{-1}$	$4.28 \cdot 10^{-1}$	1.29	1.56
^{60}Co	1171	$1.39 \cdot 10^{-1}$	$1.48 \cdot 10^{-1}$	$3.91 \cdot 10^{-1}$	$4.79 \cdot 10^{-1}$	$2.99 \cdot 10^{-1}$	$3.36 \cdot 10^{-1}$	$9.93 \cdot 10^{-1}$	1.08
	1333	$1.35 \cdot 10^{-1}$	$1.37 \cdot 10^{-1}$	$3.86 \cdot 10^{-1}$	$3.84 \cdot 10^{-1}$	$2.81 \cdot 10^{-1}$	$3.06 \cdot 10^{-1}$	$7.42 \cdot 10^{-1}$	$9.65 \cdot 10^{-1}$

Another parameter measured in this study for the γ -ray interaction with materials is mass attenuation coefficient. Its values for the same four shielding materials were determined using equation (3). The experimental γ -ray mass attenuation coefficients of the shielding materials with the mentioned radioactive sources are shown in Table 2, demonstrating that tungsten also has the highest values of the γ -ray mass attenuation coefficients over all the γ -sources compared with other shielding materials due to its high atomic number and high density. The experimental and theoretical values of the mass attenuation coefficients are in good agreement [25–27]. The variation of the mass attenuation coefficients with incident γ -ray energy for the four shielding materials are represented in Fig. 3, where it is clearly shown that γ -ray mass attenuation coefficients also depend on the γ -radiation incident energy decreasing with increasing γ -ray incident energy.

Table 2. Values of the experimental and theoretical gamma ray mass attenuation coefficients μ_m (cm^2/g) for four shielding materials

Nuclides	Energy, keV	Aluminium		Iron		Zirconium		Tungsten	
		Experiment	Theory	Experiment	Theory	Experiment	Theory	Experiment	Theory
^{152}Eu	244.67	$1.32 \cdot 10^{-1}$	$1.22 \cdot 10^{-1}$	$1.44 \cdot 10^{-1}$	$1.46 \cdot 10^{-1}$	$2.23 \cdot 10^{-1}$	$2.24 \cdot 10^{-1}$	$5.76 \cdot 10^{-1}$	$7.84 \cdot 10^{-1}$
	344.3	$1.10 \cdot 10^{-1}$	$1.04 \cdot 10^{-1}$	$1.16 \cdot 10^{-1}$	$1.10 \cdot 10^{-1}$	$1.52 \cdot 10^{-1}$	$1.32 \cdot 10^{-1}$	$2.61 \cdot 10^{-1}$	$3.24 \cdot 10^{-1}$
^{22}Na	511.0	$8.36 \cdot 10^{-2}$	$8.43 \cdot 10^{-2}$	$7.29 \cdot 10^{-2}$	$8.42 \cdot 10^{-2}$	$7.87 \cdot 10^{-2}$	$8.70 \cdot 10^{-2}$	$1.24 \cdot 10^{-1}$	$1.38 \cdot 10^{-1}$
^{137}Cs	661.0	$7.01 \cdot 10^{-2}$	$7.31 \cdot 10^{-2}$	$6.21 \cdot 10^{-2}$	$7.34 \cdot 10^{-2}$	$6.46 \cdot 10^{-2}$	$7.76 \cdot 10^{-2}$	$8.35 \cdot 10^{-2}$	$1.09 \cdot 10^{-1}$
^{152}Eu	778.9	$6.06 \cdot 10^{-2}$	$6.82 \cdot 10^{-2}$	$5.30 \cdot 10^{-2}$	$6.69 \cdot 10^{-2}$	$6.10 \cdot 10^{-2}$	$6.56 \cdot 10^{-2}$	$6.69 \cdot 10^{-2}$	$8.07 \cdot 10^{-2}$
^{60}Co	1171	$5.07 \cdot 10^{-2}$	$5.40 \cdot 10^{-2}$	$4.97 \cdot 10^{-2}$	$6.08 \cdot 10^{-2}$	$4.59 \cdot 10^{-2}$	$5.15 \cdot 10^{-2}$	$5.15 \cdot 10^{-2}$	$5.58 \cdot 10^{-2}$
	1333	$4.93 \cdot 10^{-2}$	$5.00 \cdot 10^{-2}$	$4.90 \cdot 10^{-2}$	$4.88 \cdot 10^{-2}$	$4.31 \cdot 10^{-2}$	$4.69 \cdot 10^{-2}$	$3.84 \cdot 10^{-2}$	$5.00 \cdot 10^{-2}$

Fig. 3. The graph of mass attenuation coefficient against photon energy for four shielding materials: *a* — aluminium; *b* — iron; *c* — zirconium; *d* — tungsten; ■ — experiment; ● — theory

The γ -ray HVL, TVL and MFP are also important parameters in designing any radiation shielding. Their value for shielding materials under consideration are given in Fig. 4. Aluminium has the highest values of HVL, TVL and MFP, while tungsten has the lowest values of these parameters. The lower HVL, TVL and MFP values of any shielding material are better for shielding purposes. All the above-mentioned parameters are similar for the iron and zirconium, although each of these materials has different density. Fig. 4 also shows that HVL, TVL and MFP increase with increasing the incident energy, as is expected basing on the mass attenuation coefficient behavior.

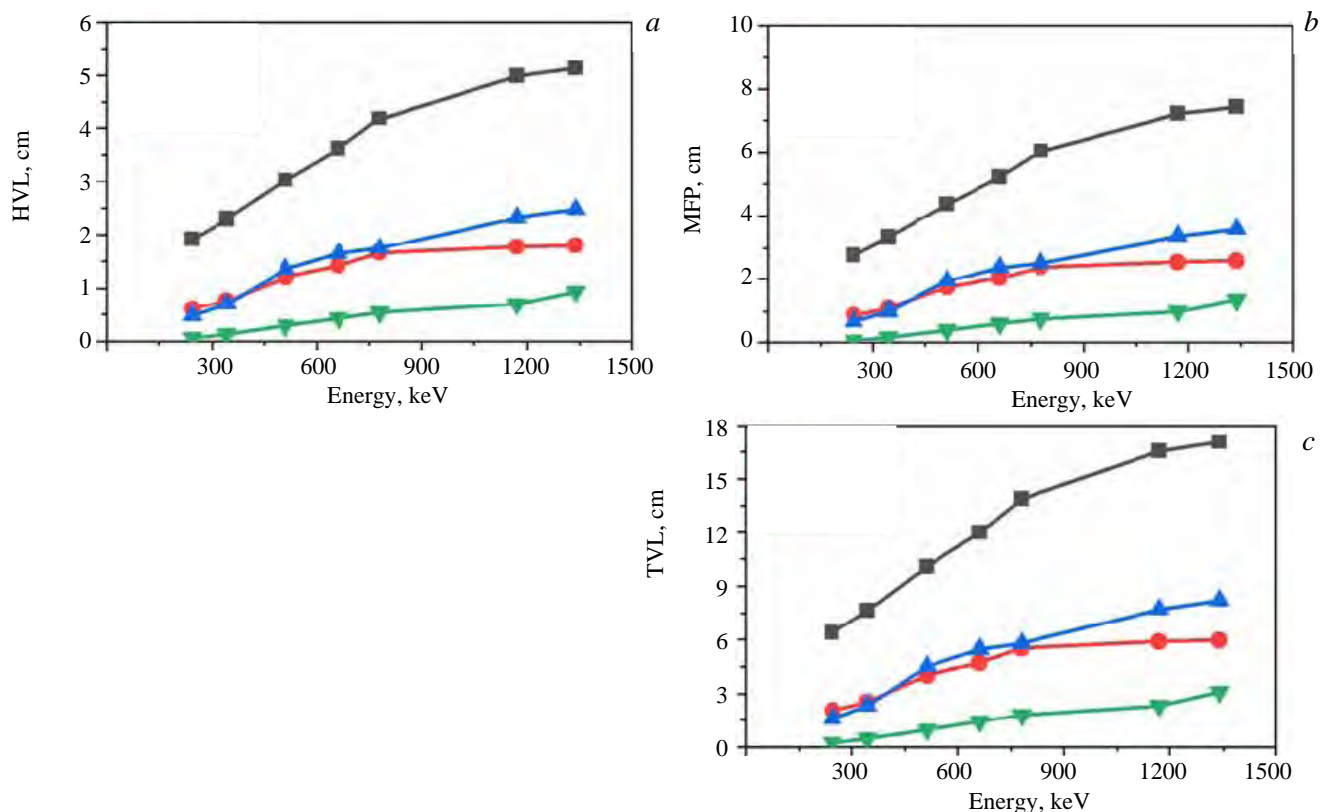


Fig. 4. Variation of HVL (a), MFP (b) and TVL (c) for four shielding materials: —■— aluminium; —●— iron; —▲— zirconium; —▼— tungsten

CONCLUSION

In the present investigation, the γ -ray attenuation properties of four shielding materials have been evaluated and discussed. The values of the linear and mass attenuation coefficients decrease with increasing incident energy. Tungsten appears to be the best γ -ray shielding material among the four materials under consideration due to its higher atomic number and density. It has the highest linear and mass attenuation coefficients compared to other considered shielding materials. The experimental results agree with the theoretical values.

The values of HVL, TVL and MFP were also determined for four materials. Aluminium absorber has the highest values of the above parameters and tungsten absorber has the lowest values. The lower HVL, TVL and MFP values of any shielding material are better for shielding purposes.

REFERENCES

1. **Qadr H.** Effect of Ion Irradiation on the Mechanical Properties of High and Low Copper. — *Atom Indonesia*, 2020, vol. 46 (1), p. 47—51.2.
2. **Hiwa M., Ari M.** Investigation of long and short term irradiation hardening of P91 and P92 ferritic/martensitic steels. — *BAHT. Сер. Термоядерный синтез*, 2019, vol. 42 (2), p. 81—88.
3. **Qadr H.M.** Effect of ion irradiation on the hardness properties of Zirconium alloy. — *Annals of the University of Craiova, Physics*, 2019, vol. 29, p. 68—76.
4. **Böke A.** Linear attenuation coefficients of tissues from 1 keV to 150 keV. — *Radiation Physics and Chemistry*, 2014, vol. 102, p. 49—59.

5. **Attenuation** Coefficient Variation as a Function of Temperature in a Cortical Bone Phantom. R.M. Souza, R. Costa-Felix, A.V. Alvarenga editors. — XXVI Brazilian Congress on Biomedical Engineering; 2019. Springer.
6. **Biswas R., Sahadath H., Mollah A.S., Huq M.F.** Calculation of gamma-ray attenuation parameters for locally developed shielding material: Polyboron. — J. of Radiation Research and Applied Sciences, 2016, vol. 9 (1), p. 26—34.
7. **Hiwa M.Q.** Stopping power of alpha particles in helium gas. — Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Natural Sciences, 2020, vol. 89 (2), p. 117—125.
8. **Singh R., Singh S., Singh G., Thind K.S.** Gamma radiation shielding properties of steel and iron slags. — New J. of Glass and Ceramics, 2017, vol. 7, p. 1—11.
9. **Hamad A.M., Qadr H.M.** Gamma-rays spectroscopy by using a thallium activated sodium iodide NaI (Ti). — Eurasian J. of Science and Engineering, 2018, vol. 4 (1), p. 99—111.
10. **Agar O., Tekin H.O., Sayyed M., Korkmaz M.E., Culfa O., Ertugay C.** Experimental investigation of photon attenuation behaviors for concretes including natural perlite mineral. — Results in Physics, 2019, vol. 12, p. 237—243.
11. **Waly E.-S.A., Fusco M.A., Bourham M.A.** Gamma-ray mass attenuation coefficient and half value layer factor of some oxide glass shielding materials. — Annals of Nuclear Energy, 2016, vol. 96, p. 26—30.
12. **Ouda A.S., Abdel-Gawwad H.A.** The effect of replacing sand by iron slag on physical, mechanical and radiological properties of cement mortar. — HBRC J., 2017, vol. 13 (3), p. 255—261.
13. **Ouda A.S., Abdelgader H.S.** Assessing the physical, mechanical properties, and γ -ray attenuation of heavy density concrete for radiation shielding purposes. — Geosystem Engineering, 2019, vol. 22 (2), p. 72—80.
14. **New Method** for the Determination of the Linear Attenuation Coefficient of γ -Rays in Matter. E. Adamides, A. Kavadjiklis, S. Koutroubas, P. Koutroubas, N. Moshonas editors. — AIP Conference Proceedings, 2019. AIP Publishing.
15. **Taqi A.H., Khalil H.J.** Experimental and theoretical investigation of gamma attenuation of building materials. — J. of Nuclear and Particle Physics, 2017, vol. 7 (1), p. 6—13.
16. **Singh V., Badiger N., Kothan S., Kaewjaeng S., Korkut T., Kim H. et al.** Gamma-ray and neutron shielding efficiency of Pb-free gadolinium-based glasses. — Nuclear Science and Techniques, 2016, vol. 27 (4), p. 103.
17. **Kilicoglu O., Tekin H.O., Singh V.P.** Determination of mass attenuation coefficients of different types of concretes using Monte Carlo method. — European J. of Science and Technology, 2019, № 15, p. 591—598.
18. **Investigation** of Attenuation Coefficients of Some Stainless Steel and Aluminum Alloys. Z. Caner, M.Ç. Tufan editors. — AIP Conference Proceedings, 2018. AIP Publishing.
19. **Celiktas C.** A method to determine the gamma-ray linear attenuation coefficient. — Annals of Nuclear Energy, 2011, vol. 38 (9), p. 2096—2100.
20. **Akman F., Kaçal M., Sayyed M., Karataş H.** Study of gamma radiation attenuation properties of some selected ternary alloys. — J. of Alloys and Compounds, 2019, vol. 782, p. 315—322.
21. **Akkurt I., Başıyigit C., Akkaş A., Kilingarlan Ş., Mavi B., Giinoglu K.** Determination of some heavyweight aggregate half value layer thickness used for radiation shielding. — Acta Physica Polonica-Series A General Physics, 2012, vol. 121 (1), p. 138.
22. **Haque M., Shamsuzzaman M., Uddin M.B., Salahuddin A.Z.M., Khan R.A.** Fabrication and characterization of shielding properties of heavy mineral reinforced polymer composite materials for radiation protection. — European J. of Engineering Research and Science, 2019, vol. 4 (3), p. 15—20.
23. **Qadr H.M.** Calculation for gamma ray buildup factor for aluminium, graphite and lead. — Intern. J. of Nuclear Energy Science and Technology, 2019, vol. 13 (1), p. 61—69.
24. **Seenappa L., Manjunatha H., Chandrika B., Chikka H.** A study of shielding properties of X-ray and gamma in barium compounds. — J. of Radiation Protection and Research, 2017, vol. 42 (1), p. 26—32.
25. **Hubbell J.** Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients. National Bureau of Standards Report NSRDS-NBS29, Washington DC, 1969.
26. **Hubbell J.H., Seltzer S.M.** Tables of X-ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 additional Substances of Dosimetric Interest. — National Inst. of Standards and Technology-PL, Gaithersburg, MD, USA, 1995.
27. **Berger M.J., Hubbell J.** XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer. — National Bureau of Standards, Washington, DC, USA, 1987.



Хива Мухаммед Кадр, магистр наук в области физики и технологии ядерных реакторов, лектор-преподаватель; Научный колледж Университета Рапарин в Иракском Курдистане, Ирак
hiwa.physics@uor.edu.krd

Статья поступила в редакцию 31 марта 2020 г.

После доработки 23 апреля 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 25—30.

УДК 533.9

ПРОДОЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ С УЧЁТОМ НАЛИЧИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

В.Е. Жоголев

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Для сильно ионизированной плазмы хорошо известна формула для спитцеровской проводимости. На основе теории, учитывающей высшие моменты функции распределения электронов, было получено уточнённое выражение для проводимости плазмы, содержащей, кроме ионов и электронов, также нейтральные атомы. Рассматривается типичная для начальной стадии разряда ситуация, когда ещё присутствует значительное количество молекулярного дейтерия, которым исходно была заполнена камера токамака. Используя то, что зависимость транспортной частоты столкновений электронов с молекулами приблизительно можно считать обратно пропорциональной энергии, в работе получена аналитическая формула для продольной проводимости плазмы с любым содержанием атомов и молекул.

Ключевые слова: токамак, плазма, электропроводность, молекулярный газ.

PARALLEL PLASMA CONDUCTIVITY IN THE PRESENCE OF MOLECULAR GAS

V.E. Zhogolev

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Conductivity of a highly ionized plasma is described by the well know Spitzer formula. Kinetic analysis accounted for the higher moments of the electron distribution function resulted in generalization of this formula allowing for the presence of neutral atoms in the plasma. We consider situation typical for a tokamak plasma initialization conditions, i.e. when sufficient amount of the molecular deuterium is still present in the tokamak chamber. With use of the assumption that transport collision frequency for electron - deuterium molecule interactions is inversely proportional to the electron energy an analytical formula for longitudinal conductivity of the plasma with arbitrary contents of neutral atoms and molecules is derived.

Key words: tokamak, plasma conductivity, molecular gas.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-31-37

ВВЕДЕНИЕ

Электропроводность плазмы является одной из основных её характеристик. Для сильно ионизированной плазмы хорошо известна классическая формула для спитцеровской проводимости. Если говорить о плазме в магнитном поле, то спитцеровская проводимость по масштабу величины даёт правильную оценку продольной электропроводности. Одним из результатов неоклассической теории процессов переноса в токамаке, учитывающей наличие запертых частиц, является алгоритм расчёта средней по магнитной поверхности продольной проводимости плазмы. В работе [1] предлагается аппроксимация этих результатов в виде произведения проводимости без наличия запертых частиц на фактор, который связан с их наличием. По своей сути первый множитель является модификацией классического выражения для проводимости, которая обусловлена учётом высших моментов функции распределения электронов. Второй множитель даже для не приосевых частиц стремится к единице при увеличении запаса устойчивости (уменьшении тока) или возрастании частоты столкновений при низких температурах плазмы. Указанные условия являются типичными в самом начале разряда в токамаке, так что запертые частицы мало влияют на продольную электропроводность. Однако в начале разряда имеется достаточно большое количество нейтралов, и поправки на это нужно учитывать в первую очередь. В книге [2] приводится формула для проводимости плазмы, содержащей, кроме ионов и электронов, также нейтральные атомы. В этой работе рассматривается типичная ситуация, когда ещё имеется значительное количество молекулярного дейтерия, которым исходно до начала разряда была заполнена камера токамака. Будет показано, что зависимость транспортной частоты столкновений электронов с молекулами от энергии электронов приблизительно можно считать обратно пропорциональной. Используя это, будет получена аналитическая формула для продольной проводимости плазмы с любым содержанием атомов и молекул. Используя положения из [2], в разделе «Применение теории» приводится вывод этой формулы. При выводе используются формулы из разных разделов указанной книги, однако здесь они собраны в одном месте.

Для конкретности рассматривается чисто дейтериевая плазма. В разделе «Обсуждение результатов» содержится анализ предельных случаев и обсуждаются возможные обобщения полученной формулы. Основным мотивом работы было желание иметь формулу для проводимости, которую можно использовать в численных моделях процессов в широком диапазоне изменения параметров плазмы с самого начала наращивания тока в токамаке до развитой стадии разряда. Это отмечается в Заключение настоящей статьи.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ

В токамаке индуктивное электрическое поле параллельно сильному тороидальному магнитному полю. Таким образом, в самом начале разряда имеется явно выделенное направление. При нарастании тока силовые линии магнитного поля становятся винтовыми с образованием магнитных поверхностей. Хотя на каждой магнитной поверхности плазма однородна, но продольная проекция индуктивного электрического поля всё равно меняется. В такой ситуации следует говорить о средних значениях по магнитной поверхности плотности тока и электрическом поле. В работе не обсуждаются вопросы влияния сложной геометрии на усреднение величины. Далее рассмотрение будет проводиться в предположении, что в однородной плазме действует только продольная проекция электрического поля E_{\parallel} .

Средняя направленная скорость электронов $u_e = u_{e\parallel}$ находится из баланса электрической силы и силы трения

$$-eE_{\parallel} + m_e \frac{\delta u_e}{\delta t} = 0. \tag{1}$$

Здесь $\delta u_e / \delta t$ — сумма интегралов столкновений электронов со всеми компонентами плазмы:

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{e\alpha}. \tag{2}$$

Здесь и далее индекс α обозначает сорт частиц. При этом столкновения электронов между собой вклада в эту сумму не дают:

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{ee} = 0. \tag{3}$$

Для расчёта интегралов столкновения будем предполагать, что функция распределения электронов зависит от хаотической скорости $w = v - u_e$ следующим образом:

$$F(w) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m_e w^2}{2T_e}\right) \left[1 - q_e w_{\parallel} \frac{m_e}{n_e T_e} \left(1 - \frac{m_e w^2}{5T_e} \right) \right]. \tag{4}$$

Здесь параметр $q_e = q_{e\parallel}$ имеет смысл продольного теплового потока. Остальные параметры имеют общепринятые обозначения. В соответствии с теорией для тяжёлых частиц интегралы столкновения имеют вид

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{e\alpha} = -(u_e - u_{\alpha}) \bar{f}_{e\alpha} + \frac{q_e}{3n_e T_e} \left\langle f_{e\alpha} \left(\frac{m_e w^2}{T_e} - \frac{m_e^2 w^4}{5T_e^2} \right) \right\rangle; \tag{5}$$

$$\bar{f}_{e\alpha} = \frac{m_e}{3T_e} \left\langle f_{e\alpha} w^2 \right\rangle. \tag{6}$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по распределению Максвелла. Результаты усреднения обуславливаются зависимостью частоты столкновений $f_{e\alpha}(w)$ от относительной скорости. Если имеется степенная зависимость $f_{e\alpha}(w) = n_{\alpha} \sigma_{e\alpha} v(w) w \sim w^{-k}$, где $\sigma_{e\alpha}(w)$ — сечение процесса от относительной скорости, то справедливо следующее представление:

$$f_{e\alpha}(w) = \frac{w_T^k}{w^k} f_{e\alpha}(w_T); \quad w_T = \sqrt{3T_e/m_e}, \tag{7}$$

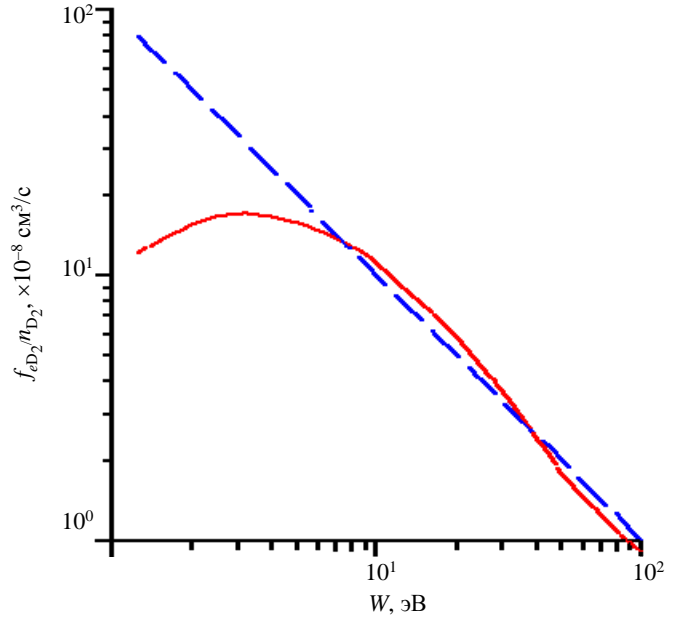
где в качестве опорного значения выбрана тепловая скорость w_T . В этом случае усреднение даёт

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t}\right)_{ea} = -(u_e - u_a)\bar{f}_{ea} + k\frac{q_e}{5n_e T_e}\bar{f}_{ea}; \quad (8)$$

$$\bar{f}_{ea} = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\Gamma\left(\frac{5-k}{2}\right)\left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{k}{2}-1} f_{ea}(w_T), \quad (9)$$

здесь $\Gamma(x)$ — стандартная гамма-функция.

Далее для конкретности будем считать, что плазма, кроме электронов ($\alpha = e$) и ионов ($\alpha = i$), содержит нейтральный компонент, состоящий из атомов ($\alpha = D$) и молекул ($\alpha = D_2$) дейтерия. На рисунке для столкновений с молекулами водорода приведена зависимость кинетической скорости потерь импульса электронов $\sigma w = f_{eD_2}/n_{D_2}$ от их кинетической энергии $W = m_e w^2/2$. Эта зависимость построена на основе экспериментальных данных [3] для транспортного сечения $\sigma(W)$. Кроме того, на рисунке показана аппроксимация $\sigma v \sim W^{-1}$, относительная точность которой 20% при $W > 6$ эВ. Это наиболее интересный диапазон, так как для ионизации всего нейтрального компонента прикладывается такое электрическое поле, под действием которого свободные электроны имеют среднюю энергию, по крайней мере, больше 10 эВ. Таким образом, при моделировании наиболее интересных сценариев развития разряда в токамаке использование предложенной аппроксимации вполне обосновано. Следует отметить, что в этом диапазоне основной вклад в транспортное сечение дают упругие столкновения, которые происходят аналогично и при другом изотопном составе молекул. Таким образом, в наиболее интересном диапазоне параметров частоту столкновений с молекулами дейтерия можно считать примерно обратно пропорциональной квадрату скорости электронов. Используя формулу (9) с показателем $k = 2$, для частоты столкновений электронов с молекулами имеем



Зависимость кинетической скорости потерь импульса электронов f_{eD_2}/n_{D_2} (ось ординат) от их кинетической энергии W при столкновениях с молекулярным водородом: — — — аппроксимация этой зависимости (по ординате f_{eD_2} , 10^{-8} , $\text{см}^3/\text{с}$)

$$\bar{f}_{eD_2} = f_{eD_2}(w_T). \quad (10)$$

При этом для не усреднённой частоты можно использовать следующую практическую формулу:

$$f_{eD_2}(W)[1/\text{с}] \approx 10^7 n_{D_2} [10^{13} \text{ см}^{-3}] / W [\text{эВ}]. \quad (11)$$

Отметим, что значение этой частоты нужно подставлять в (10), полагая $W = 3/2T_e$.

Для справки приведём частоты столкновений электронов с атомами и ионами. Так, для атомов в диапазоне $2 \text{ эВ} < W < 50 \text{ эВ}$ частота с хорошей точностью остаётся постоянной ($k = 0$). Это утверждение и конкретные значения частот приведены в [2, с. 53]. В соответствии с этим далее всегда будем полагать её равной

$$\bar{f}_{eD} = f_{eD} = 1,6 \cdot 10^6 n_D [10^{13} \text{ см}^{-3}]. \quad (12)$$

Частота столкновения электронов с ионами обратно пропорциональна кубу скорости ($k = 3$):

$$f_{ei}(w) = Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{4\pi n_e e^4}{m_e^2 w^3}. \quad (13)$$

Используя (9), получим выражение для средней частоты

$$\bar{f}_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{n_e e^4}{m_e^{1/2} T_e^{3/2}} = 2,9 \cdot 10^7 Z_{\text{эф}} \ln \Lambda \frac{n_e [10^{13} \text{ см}^{-3}]}{T_e^{3/2} [\text{эВ}]} \quad (14)$$

Кулоновский логарифм $\ln \Lambda$ слабо зависит от параметров плазмы, и его часто считают просто константой ($\ln \Lambda = 15$). Эффективный заряд ионов $Z_{\text{эф}}$ имеет стандартное обозначение и определение. Его введение позволяет вместо концентраций различных ионов использовать концентрацию электронов.

Стационарное уравнение для компоненты теплового потока вдоль магнитного поля в отсутствие изменения температуры в этом направлении имеет вид

$$\frac{\delta q_e}{\delta t} = \sum_{\alpha} \left(\frac{\delta q_e}{\delta t} \right)_{e\alpha} = 0. \quad (15)$$

Поскольку тепловой поток не сохраняется при столкновениях электронов между собой, то вклад от этого ненулевой:

$$\left(\frac{\delta u_e}{\delta t} \right)_{ee} = -\frac{1}{2} \left(\frac{4}{5} \bar{f}_{ee} q_e \right). \quad (16)$$

Здесь множитель $1/2$ введён для однократного учёта одного и того же столкновения. В дальнейшем будет удобно заменить частоту столкновений электронов между собой на частоту электрон-ионных столкновений. Для этого используем связь между ними

$$\bar{f}_{ee} = \sqrt{2} \bar{f}_{ei} / Z_{\text{эф}}. \quad (17)$$

Вклад в сумму выражения (15) от тяжёлых частиц равен

$$\left(\frac{\delta q_e}{\delta t} \right)_{e\alpha \neq e} = \frac{k}{2} (u_e - u_{\alpha}) n_{\alpha} T_{\alpha} \bar{f}_{e\alpha} - (1 + k/10) q_e \bar{f}_{e\alpha}. \quad (18)$$

Далее будем предполагать $u_i = u_D = u_{D_2} = 0$. Если плазма движется как единое целое, то будем считать, что рассмотрение проводится в системе центра масс. Тогда, собирая вместе все слагаемые суммы для интегралов столкновения в уравнение (15), получим

$$\frac{\delta q_e}{\delta t} = u_e (1,5 \bar{f}_{ei} + \bar{f}_{eD_2}) n_e T_e - q_e \left[\bar{f}_{eD} + 1,2 \bar{f}_{eD_2} + (1,3 + 0,4\sqrt{2}/Z_{\text{эф}}) \bar{f}_{ei} \right] = 0. \quad (19)$$

Отсюда получается следующая линейная зависимость теплового потока от направленной скорости:

$$q_e = C n_e T_e u_e; \quad (20)$$

$$C = \frac{\bar{f}_{eD} + 1,5 \bar{f}_{ei}}{\bar{f}_{eD} + 1,2 \bar{f}_{eD_2} + (1,3 + 0,4\sqrt{2}/Z_{\text{эф}}) \bar{f}_{ei}}. \quad (21)$$

Собирая вместе все слагаемые суммы интеграла столкновения (2), получим

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = -u_e (\bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2} + \bar{f}_{ei}) + \frac{q_e}{5 n_e T_e} (3 \bar{f}_{ei} + 2 \bar{f}_{eD_2}). \quad (22)$$

Теперь подставим тепловой поток в виде (20) в выражение (22), тогда получим

$$\frac{\delta u_e}{\delta t} = -u_e (\bar{f}_{eD} + \kappa_{D_2} \bar{f}_{eD_2} + \kappa_i \bar{f}_{ei}) = e E_{\parallel} / m_e; \quad (23)$$

$$\kappa_i = 1 - \frac{3}{5} C; \quad \kappa_{D_2} = 1 - \frac{2}{5} C. \quad (24)$$

Отметим, что правая часть (23) получается с учётом уравнения (1), откуда легко найти направленную скорость электронов. После этого окончательно получаем выражение для продольной электропроводности

$$j_{\parallel} = -e n_e u_e = \sigma_{\parallel} E_{\parallel}; \quad (25)$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{e^2 n_e}{m_e (\bar{f}_{eD} + \kappa_{D_2} \bar{f}_{eD_2} + \kappa_i \bar{f}_{ei})}. \quad (26)$$

Отметим, что в общем случае правая часть формулы (26) зависит от концентрации частиц, поскольку от неё зависят соответствующие частоты. Кроме того, частоты зависят от температуры электронов. По замыслу автора эта формула прежде всего нужна при численном моделировании эволюции параметров плазмы разряда в токамаке с самого его начала, когда имеется значительное количество нейтрального газа. Предполагается, что решаются уравнения переноса энергии и концентрации всех компонентов плазмы. При этом учитываются все источники и стоки частиц, обусловленные скоростями элементарных процессов, такими как диссоциация, ионизация и рекомбинация. В этом случае в формуле (26) для электропроводности используются текущие значения соответствующих параметров.

Формула (26) может быть полезна и для оценки электропроводности плазмы рядов другого типа. Так, если условия разряда можно считать близкими к термодинамическому равновесию (обычно это бывает при высокой плотности), то концентрации отдельных компонентов можно рассчитать на основе уравнений Саха, которые следует подставлять в формулу.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Сразу же отметим, что если в формуле (26) положить $\kappa_i = \kappa_{D_2} = 1$, то фактически получается выражение для спитцеровской проводимости с учётом увеличения частоты столкновений за счёт нейтральных компонентов плазмы. Этот результат получается, если с самого начала в формуле (4) для функции распределения тепловой поток считать нулевым ($q_e = 0$). Однако если последнего предположения не делать, но считать молекулярный газ отсутствующим, то получается известный результат, который приведён в работе [2].

В начале разряда основным компонентом плазмы является молекулярный газ. Для этого предельного случая формула (26) переходит в выражение

$$\sigma_{\parallel} = \frac{3}{2} \frac{e^2 n_e}{m_e f_{eD_2} (w_T)}. \quad (27)$$

Однако всё сказанное относится к случаю, когда выполнено сильное неравенство

$$\bar{f}_{ee} \gg (m_e/m_i) (\bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2}), \quad (28)$$

когда определяющую роль в формировании функции распределения играют столкновения между собой электронов. Однако в самом начале разряда это условие может не выполняться (очень малая степень ионизации). При этом основным компонентом опять же является молекулярный газ. В этом случае в соответствии с теорией [2] эффективная частота, от которой зависит подвижность электронов, определяется следующим образом:

$$\bar{f}_{eD_2} = \left[\frac{1}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{w^3}{f_{eD_2}} \right) \right\} \right]^{-1}. \quad (29)$$

Здесь усреднение должно делаться по функции распределения электронов по скоростям как решение соответствующего уравнения. Однако обычно при усреднении частот процессов без порога по энергии хорошую оценку можно получить при усреднении по распределению Максвелла. Сделав это, с учётом зависимости частоты от скорости получим

$$\bar{f}_{eD_2} = \frac{3}{5} f_{eD_2} (w_T). \quad (30)$$

Отметим, что из-за другого способа усреднения в (30) по сравнению с (10) появляется коэффициент, а для проводимости получаем выражение

$$\sigma_{\parallel} = \frac{5}{3} \frac{e^2 n_e}{m_e f_{eD_2} (w_T)}. \quad (31)$$

Легко видеть, что по сравнению с предыдущим случаем теории получается не очень большая разница в коэффициентах ($5/3 \approx 3/2$). Таким образом, формула (25) имеет более широкую область применения по сравнению с условиями, при которых она получена.

Здесь для конкретности рассматривался случай чисто водородной плазмы. Однако легко учесть наличие в плазме и других атомов, например, гелия. Для него, как и для атомов водорода, частоту столкновений с электронами можно считать не зависящей от энергии, поскольку взаимодействие происходит по тому же поляризованному механизму. На основании этого достаточно просто сделать замену $f_D \rightarrow f_D + f_{He}$. Если говорить о наличии другого (не водородного) молекулярного газа, то, в принципе, допустима аналогичная процедура замены частоты столкновений электронов с молекулами. Однако это будет полностью корректным, если частоту столкновений электронов с молекулами можно считать обратно пропорционально зависящей от энергии электронов.

Теперь проведём сравнение с результатами неоклассической теории для сильно ионизованной плазмы. Аппроксимация неоклассической проводимости приведена в работе [1]. Формула из этой работы имеет следующую структуру:

$$\sigma_{neo} = \frac{3,4}{Z_{эф}} \sigma_0(T_e) \frac{1,13 + Z_{эф}}{2,67 + Z_{эф}} H. \quad (32)$$

Выражения для функции $\sigma_0(T_e) \sim T_e^{3/2}$ и фактора влияния запертых частиц на проводимость H приведены в работе [1]. При отсутствии запертых частиц, например, в приосевой области плазмы токамака этот фактор равен единице $H = 1$. Для этого случая в таблице для нескольких значений эффективного

Отношение проводимости, рассчитанной по двум алгоритмам	
$Z_{эф}$	$\sigma_{\parallel}/\sigma_{neo}$
1	0,98
2	1,016
3	1,020
4	1,017

заряда $Z_{эф}$ приводится отношение $\sigma_{\parallel}/\sigma_{neo}$ при отсутствии нейтрального компонента плазмы. Отметим, что при задании в формуле (26) нулевых значений частот $f_D = f_{D_2} = 0$ указанное отношение не зависит от температуры. Из таблицы видно, что проводимости σ_{\parallel} и σ_{neo} практически точно совпадают, а минимальное отклонение их отношения от единицы до 2% объясняется округлением констант при проведении вычислений.

С целью учесть наличие нейтрального компонента плазмы можно предложить модернизацию формулы неоклассической проводимости следующим образом:

$$\tilde{\sigma}_{neo} = \sigma_{\parallel} H(Z, \dots). \quad (33)$$

Выражение для фактора H приводится в работе [1]. Он зависит как от геометрических параметров, так и от параметров плазмы, среди которых в (33) выделим Z . В работе [1] считается, что $Z = Z_{эф}$, чему пропорциональна частота столкновений электронов с ионами. От неё зависит диффузия запертых электронов по питч-углу. Однако если в плазме есть нейтральный компонент, то столкновение с ней тоже будет влиять на этот процесс. По этой причине предлагается полагать

$$Z = Z_{эф} (\bar{f}_{ei} + \bar{f}_{eD} + \bar{f}_{eD_2}) / \bar{f}_{ei}. \quad (34)$$

Следует отметить, что такое обобщение не является строгим, так как не усредненные частоты столкновений электронов с атомами и молекулами имеют другую зависимость от скорости электронов по сравнению с электрон-ионными столкновениями. Однако использование (34) при большом количестве нейтралов в плазме сильно увеличивает Z и получается $H = 1$. Таким образом, формула (33) будет правильной в этом предельном случае. Для полноты изложения и удобства иметь все выражения в одном месте приведём выражения для фактора H из работы [1] с сохранением принятых в ней обозначений:

$$H = \left(1 - \frac{f_T}{1 + \xi v_{*e}} \right) \left(1 - \frac{C_R f_T}{1 + \xi v_{*e}} \right);$$

$$f_T(\delta) = 1 - (1 - \delta)^2 (1 - \delta^2)^{-1/2} (1 + 1,468\delta^{1/2})^{-1}, \quad \delta = r/R_0;$$

$$v_{*e} = \sqrt{2}\delta^{-3/2} \frac{R_0 q}{\alpha_e} \tau_{ee}^{-1};$$

$$\alpha_e = \sqrt{2T_e/m_e}; \quad \tau_{ee} = 3m_e^2 \alpha_e^2 / (16\sqrt{\pi} n_e e^4 \ln \Lambda);$$

$$\xi(Z) = 0,58 + 0,2Z;$$

$$c_R(Z < 3) = \frac{0,56}{Z} \frac{3 - Z}{3 + Z}; \quad c_R(Z \geq 3) = 0.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ экспериментальных данных показал, что транспортная частота столкновений электронов с молекулами водорода примерно обратно пропорциональна энергии электронов в наиболее интересном её диапазоне.

Используя это, найдено аналитическое выражение для зависимости продольной проводимости плазмы от её параметров, в том числе от концентраций нейтральных атомов и молекул дейтерия.

Полученная формула может быть использована как при анализе экспериментальных данных, так и при численном моделировании начальной стадии разряда в токамаке и вплоть до его развитой стадии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Hirshman S.P., Hawriluk R.J., Birg B.** Neoclassical conductivity of a tokamak plasma. — Nuclear Fusion, 1977, vol. 17, p. 611.
2. **Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е.** Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977. 384 с.
3. **Jung-Sik Yoon, Mi-Young Song, Jeong-Min Han et al.** Cross sections for electron collisions with hydrogen molecules. — J. of Physical and Chemical Reference Data, 2008, vol. 837, p. 913; doi: 10.1063/1.2838023.



Виктор Евгеньевич Жоголев, в.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
v.zhogolev@mail.ru

Статья поступила в редакцию 28 марта 2020 г.

После доработки 26 апреля 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 31—37.

УДК 533.9

НЕЙТРОННЫЙ КОЛЛИМАТОР ДЛЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ АТОМНЫХ АНАЛИЗАТОРОВ ТОКАМАКА-РЕАКТОРА ИТЭР

А.С. Наволоцкий¹, В.И. Афанасьев¹, А.Д. Мельник¹, М.И. Миронов¹, В.Г. Несеневич¹, С.Я. Петров¹, М.П. Петров¹, Ф.В. Чернышев¹, И.В. Александров², Г.В. Маринин², Д.В. Терентьев², А.С. Филиппов², А.В. Белов³, Е.И. Гапионов³, И.В. Кедров³, А.Ю. Конин³, Б.В. Люблин³, М.В. Суханова³, В.Н. Танчук³, А.А. Хитрук³, А.А. Борисов⁴, Н.А. Дерябина⁴, А.Н. Мокеев⁵

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

²ООО «РУССКИЕ ТЕХНОЛОГИИ», Санкт-Петербург, Россия

³АО «Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры им. Д.В. Ефремова», Санкт-Петербург, Россия

⁴НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

⁵Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

Разработан нейтронный коллиматор для ослабления потока нейтронов и снижения наведённой активности в межпортовом пространстве диагностической системы атомных анализаторов токамака-реактора ИТЭР. Коллиматор устанавливается в портовой заглушке вакуумной камеры ИТЭР перед входом в вакуумный трубопровод диагностической системы. Конструкция коллиматора имеет ячеистую структуру с прозрачностью 80% для выходящего из плазмы и регистрируемого анализаторами потока нейтральных атомов. Вместе с тем из-за повышенного рассеяния нейтронов в коллиматоре их поток в межпортовом помещении в зоне обслуживания диагностических систем экваториального порта № 11 существенно снижается и позволяет уменьшить мощность эквивалентной дозы в этой зоне в несколько раз. Проведённый тепловой анализ показал, что при работе реактора в режимах с генерацией максимальной мощности 500 МВт излучение плазмы вызовет нагрев решётки коллиматора до температуры, не превышающей 250°C, что позволяет выбрать в качестве материала для изготовления коллиматора нержавеющей сталь (316L(N)-ITER grade). При этом циклическая прочность коллиматора соответствует требованиям реактора ИТЭР, и он может быть использован без замены на протяжении всего дейтерий-тритиевого эксперимента токамака-реактора.

Ключевые слова: ИТЭР, изотопный состав топлива, диагностика плазмы, анализатор атомов перезарядки.

NEUTRON COLLIMATOR FOR NEUTRAL PARTICLE DIAGNOSTIC SYSTEM FOR ITER

A.S. Navolotsky¹, V.I. Afanasyev¹, A.D. Melnik¹, M.I. Mironov¹, V.G. Nesenevich¹, S.Ya. Petrov¹, M.P. Petrov¹, F.V. Chernyshev¹, I.V. Aleksandrov², G.V. Marinin², D.V. Terentev², A.S. Filippov², A.V. Belov³, E.I. Gaponok³, I.V. Kedrov³, A.Yu. Konin³, B.V. Lyublin³, M.V. Sukhanova³, V.N. Tanchuk³, A.A. Hitruk³, A.A. Borisov⁴, N.A. Deryabina⁴, A.N. Mokeev⁵

¹A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, St.-Petersburg, Russia

²LLC "RUSSIAN TECHNOLOGIES", St.-Petersburg, Russia

³JSC «D.V. Efremov Scientific Research Institute of Electrophysical Apparatus», St.-Petersburg, Russia

⁴NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

⁵Institution «Project Center ITER», Moscow, Russia

A neutron collimator has been developed to attenuate the neutron flux and reduce the residual induced activation in the interspace of the ITER tokamak-reactor reserved for an atomic analyzer diagnostic system. The collimator will be installed in the port plug of the ITER vacuum vessel in front of a vacuum pipe of the diagnostic system. The collimator design has a cellular structure with 80% transparency for passing atoms that move along the axis and are detected by the analyzers. Due to increased scattering of neutrons in the collimator, their flux in the interspace in the diagnostic systems service area of equatorial port No. 11 is significantly reduced. As a result, the equivalent dose rate in this zone decreases several times. Thermal analysis showed that for ITER 500 MW operation mode the temperature rises of the collimating grid due to plasma radiation does not exceed 250 °C. It makes it possible to use stainless steel (316L(N)-ITER grade) as the material for the collimator production. The cyclic strength of the collimator meets the ITER requirements, and it can be used without replacement during the entire deuterium-tritium phase.

Key words: ITER, fuel isotopic ratio, plasma diagnostics, neutral particle analyzer.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-38-48

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для осуществления оптимального режима горения в плазме термоядерного дейтерий-тритиевого (DT) реактора ИТЭР необходимо обеспечить контроль изотопного отношения концентрации DT-топлива. Эту чрезвычайно важную для управления реактором задачу позволяет решить диагностическая система

атомных анализаторов путём измерения потоков атомов дейтерия и трития, соотношение которых непосредственно связано с соотношением концентраций соответствующих изотопов водорода внутри плазмы реактора [1].

Разработка и поставка комплекса диагностики по потокам атомов для ИТЭР поручены Российской Федерации. В рамках выполнения международных обязательств РФ соответствующие работы проводятся в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе и АО «Техноэксан» (г. Санкт-Петербург). Внешний вид комплекса представлен на рис. 1.

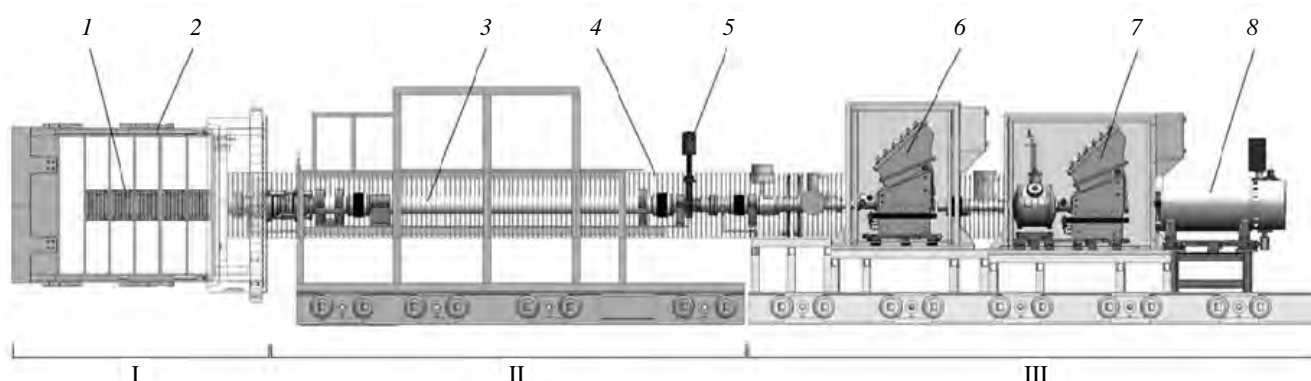


Рис. 1. Диагностическая система атомных анализаторов, установленная в 11-м экваториальном порту токамака-реактора ИТЭР: 1 — нейтронный коллиматор; 2 — диагностический модуль; 3 — вакуумный трубопровод; 4 — нейтронная защита вакуумного трубопровода; 5 — двойной вакуумный шибер; 6 — атомный анализатор HENPA; 7 — атомный анализатор LENPA; 8 — нейтронная ловушка; I — зона портовой заглушки; II — межпортовое пространство; III — портовое помещение

Основу данного комплекса составляют два анализатора: LENPA (Low Energy Neutral Particle Analyzer), работающего в диапазоне энергии 10—200 кэВ (D и T), и HENPA (High Energy Neutral Particle Analyzer) — в диапазонах энергии 0,1—2,2 МэВ (D) и 0,1—1,45 МэВ (T) [2]. Использование двух анализаторов, работающих в разных энергетических диапазонах, позволяет измерять отношение концентрации DT-топлива как в центральной зоне (зоне термоядерного горения), так и на краю плазмы. При создании этого комплекса было учтено влияние многих факторов, характерных для условий термоядерного реактора. Одним из наиболее существенных из них является наличие интенсивных потоков нейтронов из плазмы. Их воздействие на аппаратуру и окружающее диагностическую систему пространство усугубляется наличием прямого вакуумного трубопровода, соединяющего анализаторы с вакуумной камерой реактора. Этот трубопровод является каналом проникновения нейтронного потока, излучаемого термоядерной плазмой, в межпортовое пространство (Interspace) и портовое помещение (Port Cell), где располагаются атомные анализаторы (см. рис. 1). Нейтроны, взаимодействуя с материалом трубопровода, создают наведённую активность как самого трубопровода, так и окружающих его конструкций. Для ослабления влияния нейтронного потока вакуумный трубопровод помещается в гетерогенную нейтронную защиту, состоящую из нержавеющей стали и карбида бора.

Основным требованием по безопасности, которому должен удовлетворять комплекс нейтронной защиты экваториального порта № 11, является ограничение на максимальную величину контактной дозы в двух зонах: в межпортовом пространстве — 100 мкЗв/ч через 12 дней после остановки реактора ИТЭР и в портовом помещении — 10 мкЗв/ч через 24 ч после остановки реактора ИТЭР. Наиболее критичным в данном случае оказывается соблюдение требований для межпортового пространства.

Расчёты показывают, что использование нейтронной защиты, диаметр которой не должен превышать 80 см, только вокруг вакуумного трубопровода делает выполнение этих требований невозможным. Однако существенно улучшить ситуацию позволяет установка дополнительной защиты в виде специального нейтронного коллиматора непосредственно перед входом в вакуумный трубопровод системы, а именно в диагностическом защитном модуле № 2 [3]. Идея заключается в использовании металлических пластин, которые устанавливаются вдоль оси вакуумного трубопровода и в поперечном сечении образуют решётку. Такой коллиматор не оказывает существенного влияния на поток нейтральных атомов, регистрируемых анализаторами, поскольку в анализаторы из-за их значительного удаления от плазмы поступает практически параллельный пучок атомов. При этом взаимодействие нейтронов с материалом пластин коллиматора, рассеяние и поглощение в нейтронной защите портовой заглушки приводят к вы-

воду нейтронного излучения из каналов коллиматора и существенному снижению плотности потока нейтронов, попадающего в вакуумный трубопровод. В результате на выходе из коллиматора формируется параллельный поток нейтронов, который проходит почти без рассеяния через трубопровод и оба анализатора и поглощается в нейтронной ловушке.

Основу конструкции предыдущего варианта коллиматора составляли пластины из вольфрама, которые устанавливались в корпус коллиматора, имеющего для этого специальные пазы [2]. Тугоплавкие свойства вольфрама обеспечивали тепловую устойчивость коллиматора, поскольку он располагался в непосредственной близости к плазме и испытывал значительные тепловые нагрузки. Испытания данного варианта коллиматора при одновременном воздействии тепловой и виброударной нагрузок, ожидаемых на ИТЭР, привели к его разрушению. Поэтому возникла необходимость разработки новой версии конструкции нейтронного коллиматора, который обеспечил бы устойчивость его работы на ИТЭР.

ВЫБОР НОВОЙ КОНСТРУКЦИИ КОЛЛИМАТОРА

Основная причина неустойчивости предыдущего варианта коллиматора к виброударной нагрузке заключалась в наличии резонансных частот, обусловленных сборной конструкцией. В новом варианте в качестве основного коллимирующего элемента предусмотрено использование цельнометаллической конструкции.

На рис. 2 показана трёхмерная конструкторская модель одного из блоков коллиматора, разработанная для нового варианта.

В качестве оптимальной как с точки зрения изготовления, так и с точки зрения более равномерного охлаждения была выбрана цилиндрическая форма корпуса блока коллиматора, которая обеспечивает наименьший градиент температур между внутренними ячейками и основным телом корпуса блока коллиматора. Корпус изготавливается из цельного металлического куска электроэрозионным методом. Его внутренняя часть имеет восемь секторов, между которыми предусмотрен небольшой зазор для компенсации теплового расширения, а каждый из секторов имеет по три трапециевидальные ячейки.

Трубка водяного охлаждения блока коллиматора имеет форму винта с загнутыми концами. Для того чтобы при сборке трубку можно было «навинтить» на корпус блока коллиматора, места его крепления к кожуху нейтронной защиты в портовой ячейке выполнены в виде двух «гребёнок» (на рис. 2 сверху и снизу). Кроме того, для улучшения отвода тепла на внешней стороне корпуса блока коллиматора предусмотрена винтовая канавка с углублением на величину наружного радиуса трубки охлаждения, что позволяет увеличить площадь соприкосновения между трубкой и корпусом. Трубка закрепляется на корпусе блока коллиматора с помощью прерывистого сварного шва. На рис. 3 показан внешний вид блока коллиматора, установленного в кожух нейтронной защиты.

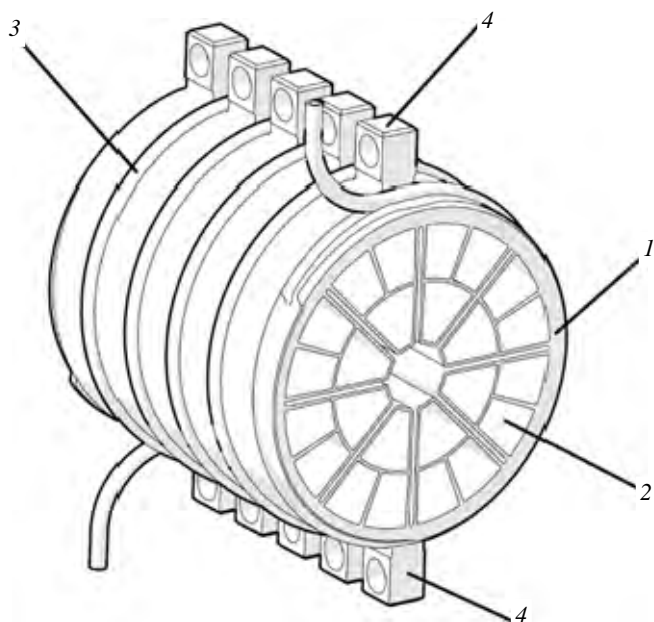


Рис. 2. 3D-конструкторская модель блока коллиматора с охлаждением: 1 — корпус коллиматора; 2 — трапециевидальные ячейки коллиматора; 3 — трубка водяного охлаждения; 4 — места крепления корпуса к кожуху нейтронной защиты

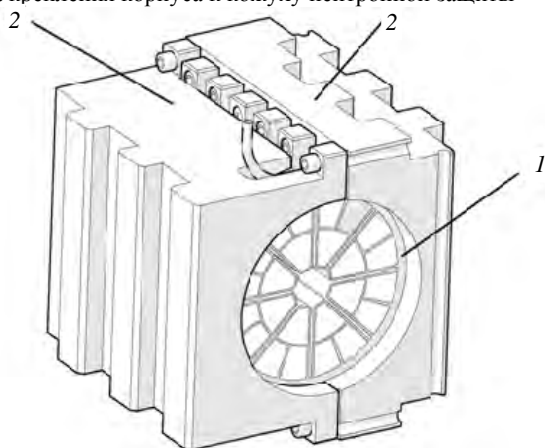


Рис. 3. Внешний вид блока коллиматора в кожухе нейтронной защиты: 1 — блок нейтронного коллиматора; 2 — элементы кожуха нейтронной защиты портовой заглушки

Полная конструкция нейтронного коллиматора состоит из пяти блоков, описанных ранее, которые устанавливаются в диагностическом защитном модуле № 2 последовательно друг за другом (рис. 4).

Хотя конструкция всех блоков коллиматора одинакова, их внутренний диаметр отличается, уменьшаясь от 190 до 180 мм при переходе от первого блока, расположенного вблизи края плазмы, к последнему. Это обусловлено тем, что телесный угол обзора анализаторов определяется двумя отверстиями: отверстием в диагностической первой стенке (диаметр 200 мм) и входной диафрагмой атомных анализаторов (диаметр 20 мм). Поэтому по мере удаления от плазмы поперечное сечение телесного угла обзора анализаторов уменьшается. В соответствии с этим для уменьшения потока нейтронов, проникающих в вакуумный трубопровод диагностической системы, был оптимизирован (уменьшен) и внутренний диаметр блоков коллиматора. При этом трубками водяного охлаждения оснащены только первые два блока коллиматора, поскольку для остальных блоков тепловая нагрузка оказывается незначительной.

Как и в предыдущем варианте [2], прозрачность нейтронного коллиматора для потока нейтральных атомов составляет величину около 80%.

РАСЧЁТ УСТОЙЧИВОСТИ БЛОКА КОЛЛИМАТОРА К ТЕПЛОВЫМ ДЕФОРМАЦИЯМ И РЕЗУЛЬТАТЫ ВИБРОУДАРНЫХ ИСПЫТАНИЙ

Устойчивость нового варианта коллиматора к нагрузкам, обусловленным его нагревом под действием излучений плазмы и связанным с этим напряжением конструкции, была проверена с помощью компьютерного моделирования. При этом использовалась конечно-элементная модель корпуса блока коллиматора (рис. 5), к которой прикладывались объёмные и поверхностные тепловые нагрузки. Предполагалось, что объёмные нагрузки обусловлены нейтронным потоком, а поверхностные — излучением плазмы.

По мере удаления от плазмы нагрузки снижаются, поэтому рассчитывалось температурное состояние первого блока коллиматора, расположенного ближе всего по отношению к плазме. Учитывалось как прямое излучение, попадающее на различные поверхности блока коллиматора, так и дополнительное излучение, возникающее при переизлучении тепла во внутренних полостях и зазорах. Необходимо отметить также, что в ходе развития диагностических систем, расположенных в экваториальном порту № 11, существенное уменьшение претерпела входная апертура в первой диагностической стенке в районе расположения коллиматора. Результатом этого стало снижение тепловой нагрузки на коллиматор, что дало возможность рассмотреть вариант его изготовления из не таких тугоплавких материалов, как вольфрам. В данной статье мы приводим результаты расчётов для нейтронного коллиматора, из-

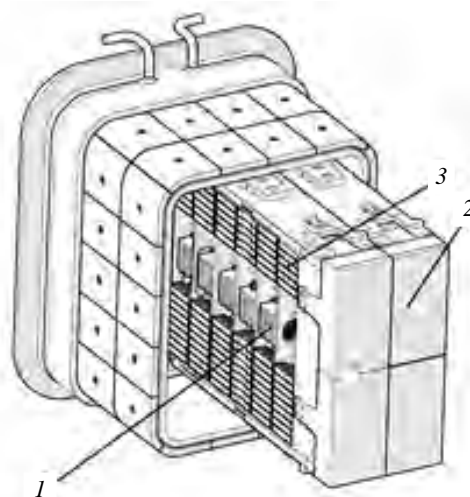


Рис. 4. Внешний вид конструкции портовой заглушки № 11 (экваториальный порт EQ11), в которой расположен нейтронный коллиматор: 1 — коллиматор, состоящий из пяти блоков; 2 — диагностическая первая стенка; 3 — элементы нейтронной защиты портовой заглушки. На рисунке не показаны внутривортовые элементы других диагностик и скрыт один из трёх диагностических защитных модулей

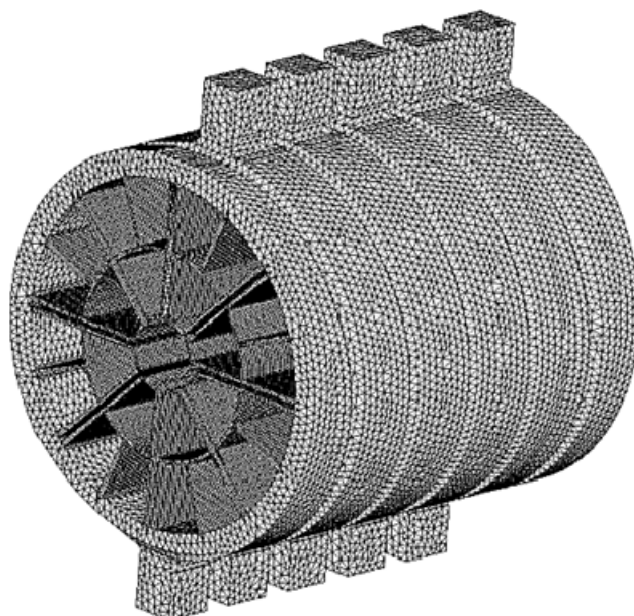


Рис. 5. Конечно-элементная модель корпуса блока коллиматора

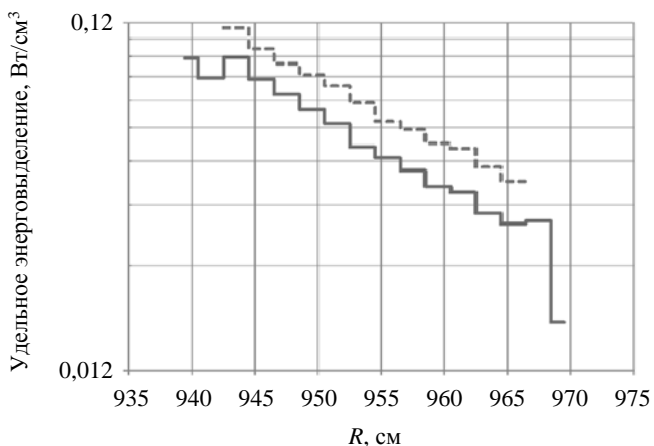


Рис. 6. Распределение среднего удельного энерговыделения в первом блоке коллиматора вдоль его оси. В анализе используется глобальная система координат ИТЭР. По оси абсцисс отложено расстояние от вертикальной оси токамака вдоль большого радиуса вакуумной камеры ИТЭР. Верхний график относится к стенкам трапецидальных ячеек, нижний — к кожуху коллиматора. Положение первой стенки реактора соответствует значению 844 см по оси абсцисс (на рисунке не отмечена)

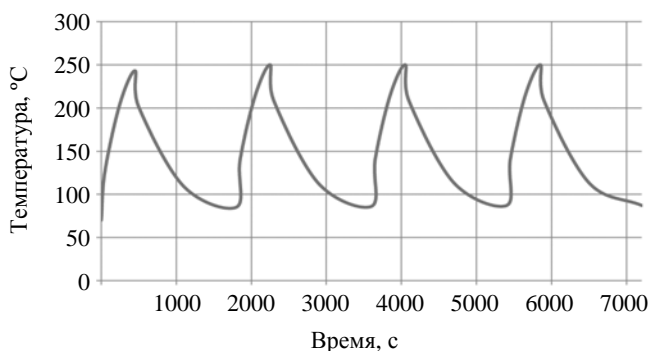


Рис. 7. Изменение максимальной температуры первого блока нейтронного коллиматора, расположенного вблизи плазмы

существенно уменьшит вес коллиматора и повысит его надёжность при воздействии нагрузок, поскольку в данном случае коллиматор и его внешняя оболочка изготавливаются из одного и того же материала.

готовленного из нержавеющей стали 316L(N)-ITER grade.

На рис. 6 показаны распределения среднего удельного энерговыделения вдоль оси первого блока коллиматора, нормированные на 500 МВт термоядерной мощности реактора ИТЭР.

На рис. 7 приведены результаты нестационарного расчёта температуры первого блока коллиматора с учётом периодичности следования разрядов реактора ИТЭР. Расчёт показал, что выход на квазистационарное температурное распределение происходит ко второму разряду. На рисунке представлены результаты расчёта, выполненного для первых четырёх разрядов.

На рис. 8 показаны пространственные распределения максимальной температуры в первом блоке нейтронного коллиматора, а также в окружающем коллиматор кожухе нейтронной защиты в момент времени, соответствующий концу второго разряда реактора.

Важно отметить, что максимальная температура первого блока коллиматора и кожуха нейтронной защиты после выхода на квазистационарное температурное распределение не превосходит 250 °C. Расчёты показывают также, что при использовании водяного охлаждения с начальной температурой теплоносителя 70 °C и умеренным расходом 0,064 кг/с догрев воды не превысит 3 °C.

Таким образом, с точки зрения тепловых нагрузок использование коллиматора из нержавеющей стали полностью себя оправдывает. Это

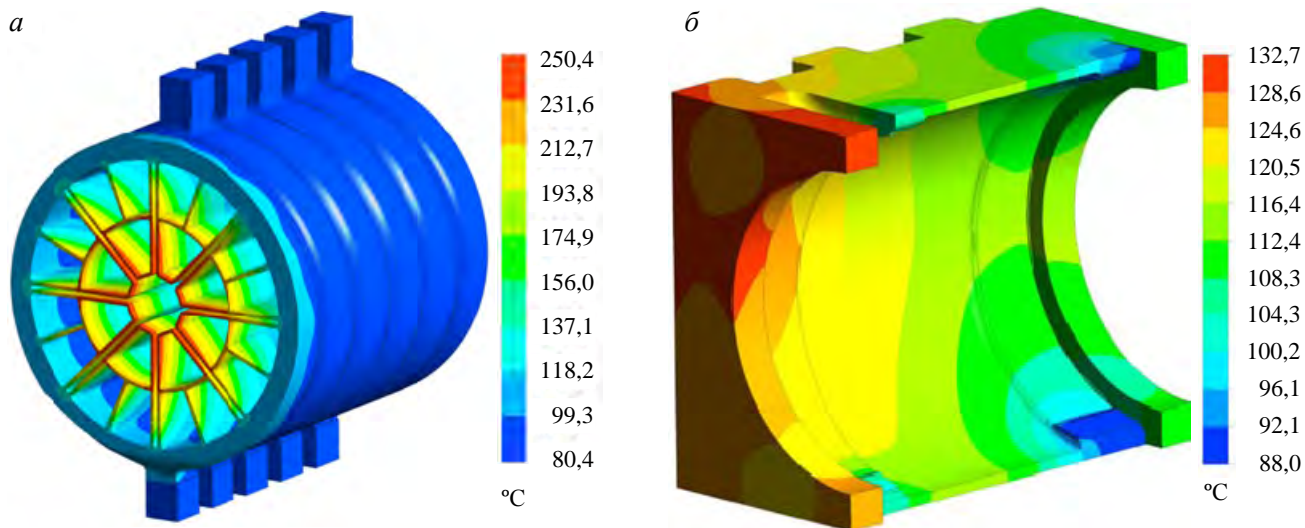


Рис. 8. Распределение температуры (°C) в первом блоке нейтронного коллиматора (а) и в кожухе нейтронной защиты (б) в конце второго разряда реактора ИТЭР

Кроме того, на основе результатов теплового моделирования был проведён расчёт интенсивности напряжений, возникающих в рассматриваемом варианте коллиматора за счёт его теплового расширения. Расчёт показал, что максимальная интенсивность напряжений в коллиматоре составляет величину 186 МПа. Основная составляющая напряжений определяется сжатием ребра коллиматора у края корпуса. Максимальная интенсивность напряжений в кожухе нейтронной защиты не превышает 45 МПа. Пространственное распределение интенсивности напряжений в расчётных элементах, возникающее к концу восьмого разряда реактора ИТЭР, приведено на рис. 9.

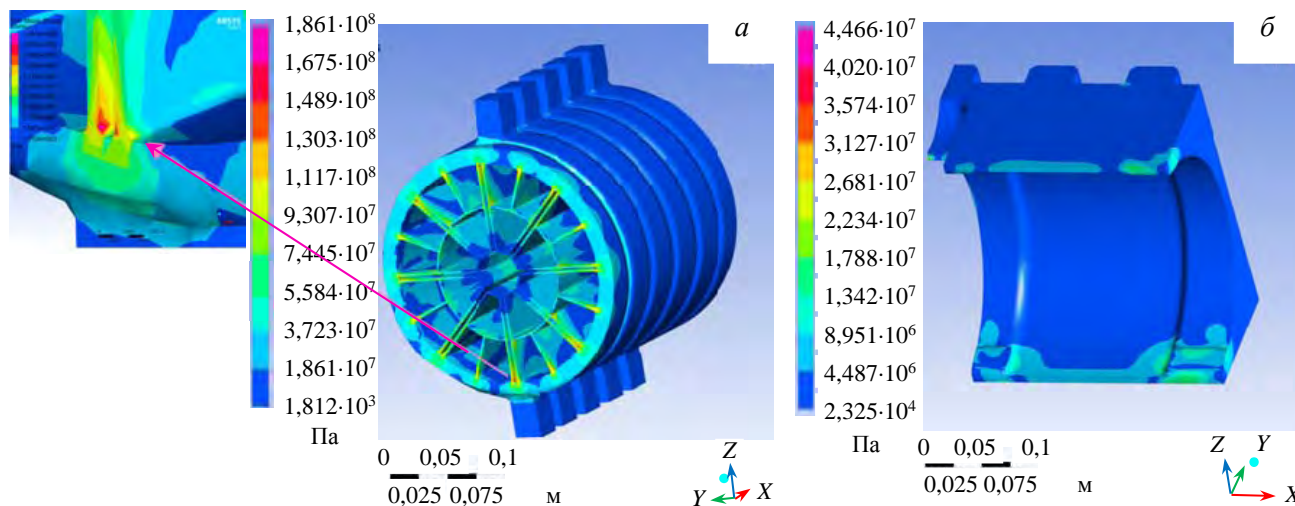


Рис. 9. Распределение интенсивности напряжений в первом блоке нейтронного коллиматора (а) и в кожухе нейтронной защиты (б) в конце второго реактора ИТЭР

Помимо расчётов интенсивности напряжений, была сделана оценка предельного количества циклов подъёма и спада температуры коллиматора. Размах полной деформации в коллиматоре из нержавеющей стали в цикле от 70°C до максимальной температуры 250°C составил величину около 0,107%, что соответствует предельно допустимому количеству температурных циклов 100 000. Поскольку в дейтерий-третиевом режиме работы установки предполагается, что количество таких циклов не превысит 30 000, то можно сделать вывод о том, что нейтронный коллиматор сохранит свою работоспособность в течение всего периода работы реактора ИТЭР.

Дополнительно были проведены экспериментальные испытания макета блока коллиматора на вибрационную и ударную прочность. Испытания проводились вдоль трёх пространственных координат на частоте 100 Гц, соответствующей собственной частоте колебаний блока коллиматора, и при ускорениях до 11 g. Испытания подтвердили высокую надёжность выбранной конструкции.

РАСЧЁТ ЭФФЕКТИВНОСТИ НЕЙТРОННОГО КОЛЛИМАТОРА

Расчётный анализ влияния нейтронного коллиматора на радиационную обстановку в межпортовом пространстве экваториального диагностического порта № 11 ИТЭР был выполнен в 40° сектора модели реактора ИТЭР C-Lite (v2) [4] для двух вариантов. В первом варианте коллиматор устанавливался в диагностический защитный модуль № 2 на ось анализаторов. Во втором варианте вместо блоков коллиматора устанавливались модули с цилиндрическими вырезами, диаметр которых соответствовал диаметру канала анализаторов. Такие модули не препятствовали распространению нейтронного потока. На рис. 10 показан фрагмент нейтронной модели в вертикальном разрезе для варианта с установленным коллиматором.

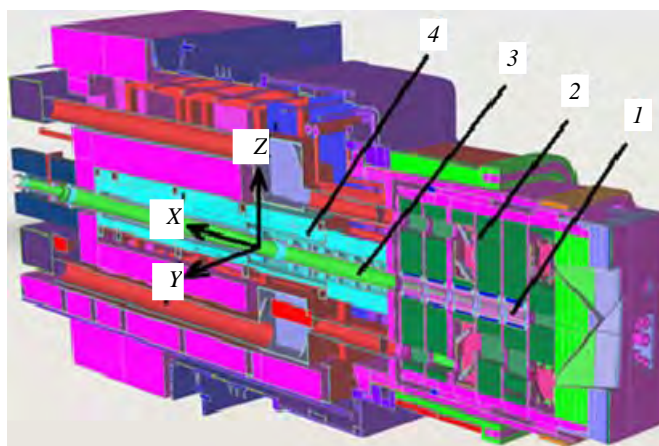


Рис. 10. Фрагмент нейтронной модели экваториального порта № 11 в вертикальном сечении: 1 — коллиматор; 2 — нейтронная защита в портовой заглушке; 3 — вакуумный трубопровод; 4 — нейтронная защита вакуумного трубопровода

В нейтронном анализе использовалась локальная система координат, оси которой X' , Y' и Z' отмечены на рис. 10. Её можно получить из глобальной системы координат токамака (TGCS) [5] с помощью следующих преобразований: поворот вокруг вертикальной оси Z на 240° , смещение вдоль полученной оси X' на 1249 см и смещение вдоль оси Z на 62,3 см. На рис. 11 и 12 графические результаты расчётов представлены в трёх ортогональных сечениях: $Z' = 0$ см — горизонтальной плоскости, проходящей через ось вакуумного канала анализаторов; $Y' = 0$ см — вертикальной продольной плоскости, совпадающей с плоскостью симметрии модели (плоскость разреза на рис. 10); $X' = 0$ см — поперечной плоскости, соответствующей зоне обслуживания диагностических систем в межпортовом помещении.

Сравнение пространственного распределения полного потока нейтронов для двух вариантов расчёта показано на рис. 11. Расчёт нейтронных потоков был проведён для стандартного нейтронного источника модели C-Lite с нормировкой термоядерной мощности на 500 МВт. Расчёт активации был выполнен для сценария облучения SA2 [6] без учёта вклада нейтронов из соседних портов реактора. Для активированных материалов экваториального порта № 11 и его защиты были рассчитаны соответствующие источники γ -излучения. Пространственные распределения мощности эквивалентной дозы, создаваемой этим γ -излучением, в межпортовом пространстве через 12 дней после остановки реактора были получены пересчётом потока γ -квантов согласно коэффициентам конверсии ICRP-74 [7].

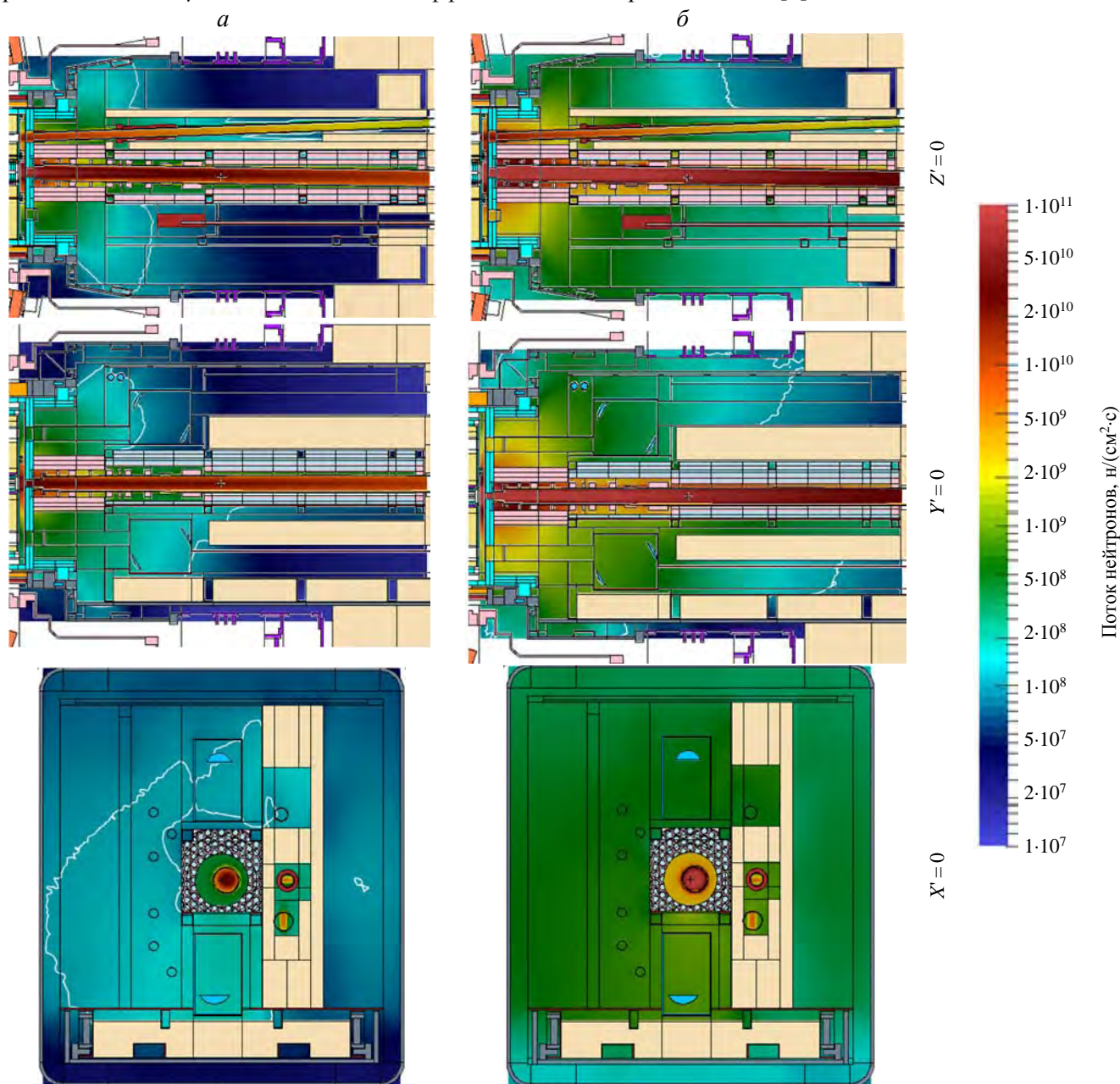


Рис. 11. Пространственное распределение полного потока нейтронов в межпортовом пространстве в сечениях $Z' = 0$ см, $Y' = 0$ см, $X' = 0$ см, варианты: *а* — с коллиматором, *б* — без коллиматора. Изолиния показывает величину потока нейтронов 10^8 н/(см²·с)

Результаты расчётов пространственного распределения мощности эквивалентной дозы для двух вариантов представлены на рис. 12.

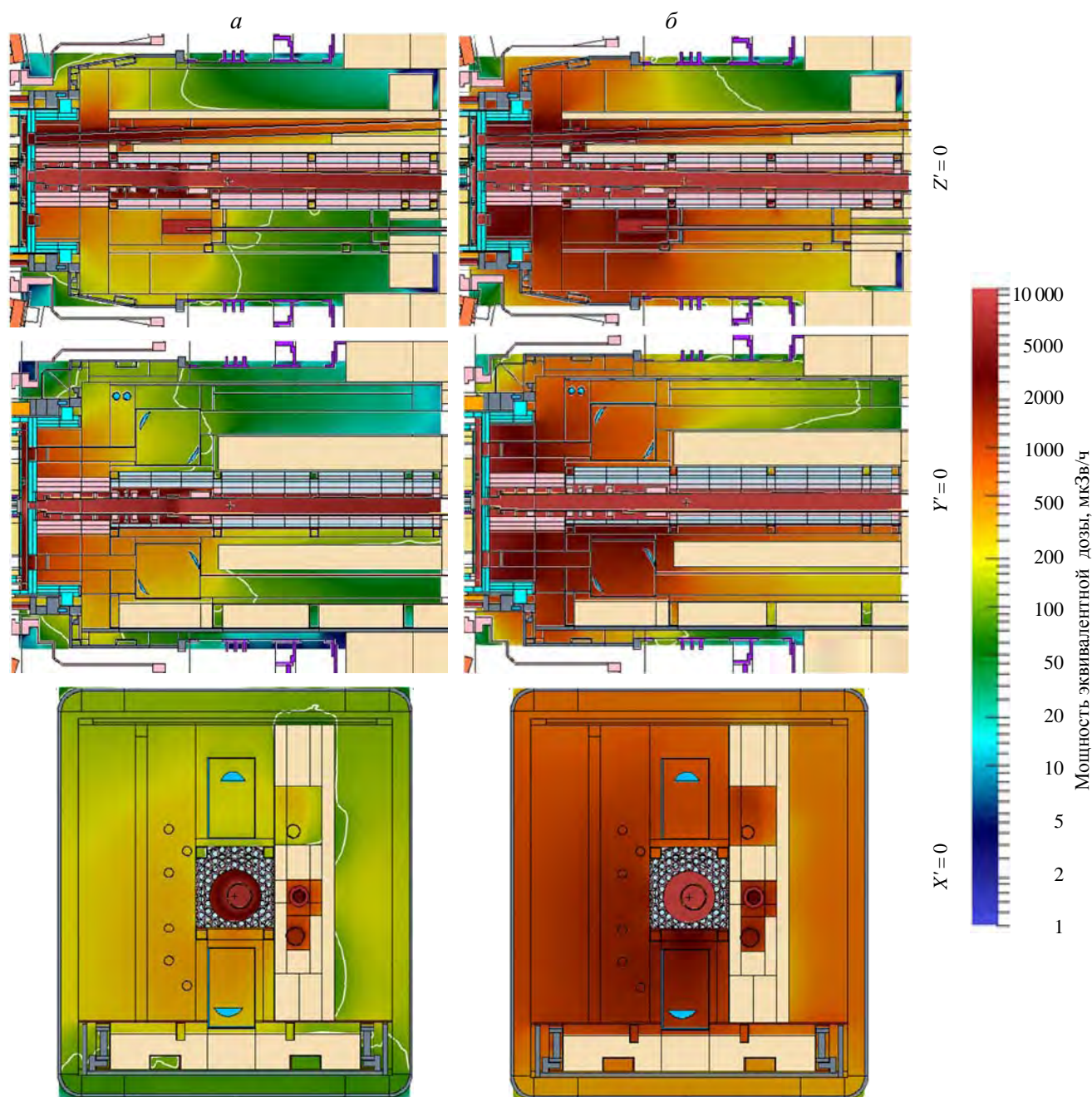


Рис. 12. Пространственное распределение мощности эквивалентной дозы в сечениях $Z' = 0$ см, $Y' = 0$ см, $X' = 0$ см межпортвого пространства на 12-й день выдержки, варианты: *a* — с коллиматором, *b* — без коллиматора. Изолиния показывает величину дозы 100 мкЗв/ч

Поскольку справа от канала NPA (на рисунках для $X = 0$) количество отверстий во фланце экваториального порта, используемых соседними диагностическими системами, больше, то наблюдается пространственная асимметрия мощности эквивалентной дозы в медианной плоскости модели. Наиболее важными являются результаты расчёта, полученные для зон, актуальных с точки зрения обслуживания. Эти зоны расположены примерно на расстоянии 15 см от фланца экваториального порта, в 1 м от медианной плоскости модели ($Y' = 0$ см) и на высоте оси вакуумного канала анализаторов ($Z' = 0$ см). Численный анализ результатов, полученных для этих зон, показывает, что мощность эквивалентной дозы в варианте без коллиматора составит 1016 мкЗв/ч (слева от канала NPA) и 1060 мкЗв/ч (справа от канала NPA). Для варианта с установленным коллиматором мощность эквивалентной дозы в тех же зонах равна 210 и 380 мкЗв/ч соответственно. Таким образом, использование нейтронного коллиматора в канале NPA позволяет уменьшить мощность эквивалентной дозы в экваториальном порту № 11 в зоне нахож-

дения персонала, обслуживающего узлы диагностических систем, расположенных непосредственно за фланцем экваториального порта, в $\sim 3\text{--}5$ раз.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана новая конструкция нейтронного коллиматора, в которой основной коллимирующий элемент изготавливается из цельнометаллического куска нержавеющей стали 316L(N)-ITER grade. Установка коллиматора в вакуумный трубопровод диагностической системы атомных анализаторов позволяет существенно (в $\sim 3\text{--}5$ раз) уменьшить контактную дозу в межпортовом помещении в зоне обслуживания диагностических систем экваториального порта № 11 при незначительном уменьшении потока нейтральных атомов, регистрируемых атомными анализаторами. При этом даже в разрядах с генерацией максимальной мощности 500 МВт температура коллиматора не превысит 250°C .

Модельные расчёты в пакете ANSYS версии R18.2 подтвердили высокую устойчивость конструкции коллиматора к тепловым деформациям, возникающим при воздействии излучений плазмы реактора. Макет блока коллиматора прошёл успешные испытания на вибрационную и ударную нагрузки. Анализ циклической прочности коллиматора в диапазоне температуры $70\text{--}250^\circ\text{C}$ показал, что он удовлетворяет требованиям ИТЭР по количеству температурных циклов и не требует замены на протяжении всего дейтерий-тритиевого эксперимента реактора.

Разработанный нейтронный коллиматор может быть рекомендован к использованию в других диагностических системах, использующих вакуумные трубопроводы для соединения регистрирующей аппаратуры с плазмой реактора, с целью уменьшения контактной дозы радиации в помещениях, где располагаются компоненты диагностик.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Проектного центра ИТЭР в рамках госконтракта № Н.4а.241.19.19.1009 от 26.12.2018. Часть работы, связанная с анализом результатов расчётов, выполнена в рамках государственного задания по теме № 0040-2019-0023.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Afanasyev V.I., Chernyshev F.V., Kislyakov A.I., Kozlovski S.S., Ljublin B.V., Mironov M.I., Melnik A.D., Nesenevich V.G., Petrov M.P., Petrov S.Ya. Neutral Particle analysis on ITER — present status and prospects. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 2010, vol. 621, p. 456—467.
2. Петров С.Я., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Наволоцкий А.С., Несеневич В.Г., Петров М.П., Чернышев Ф.В., Кедров И.В., Кузьмин Е.Г., Люблин Б.В., Козловский С.С., Мокеев А.Н. Особенности конструкции системы диагностики по потокам атомов изотопов водорода для международного термоядерного реактора ИТЭР. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2016, т. 39, вып. 1, с. 68—80.
3. Петров С.Я., Наволоцкий А.С., Маринин Г.В., Александров И.В., Терентьев Д.В., Филиппов А.С. Коллиматор нейтронов. Заявка на изобретение № 2018118669, 21.05.2018.
4. CLITE_V2_REV150304_MOD, Eduard Polunovsky private communication.
5. Loughlin M.J. Recommendations on Computation of Dose from Flux Estimates, uid 29PJCT, 2008.
6. ICRP recommendations, ICRP Publication 60, Annals of the ICRP, vol. 21, № 1—3, 1990.



Андрей Сергеевич Наволоцкий, и.о. м.н.с.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
anavolotsky@mail.ioffe.ru



Валерий Иванович Афанасьев, заведующий лабораторией, д.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
val@npd.ioffe.ru



Андрей Дмитриевич Мельник, н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
amelnik@npd.ioffe.ru



Максим Игоревич Миронов, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
maxim@npd.ioffe.ru



Владислав Георгиевич Несеневич, н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
nesenevich@npd.ioffe.ru



Сергей Яковлевич Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
spetrov@npd.ioffe.ru



Михаил Петрович Петров, г.н.с., д.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
mpetrov@npd.ioffe.ru



Федор Всеволодович Чернышев, с.н.с., д.ф.-м.н.; Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Россия
fvc@npd.ioffe.ru



Илья Валерьевич Александров, ведущий инженер-конструктор; ООО «РУССКИЕ ТЕХНОЛОГИИ», 195279 Санкт-Петербург, Индустриальный пр. 44, Россия
ilia.alexandrov.83@mail.ru



Геннадий Васильевич Маринин, генеральный директор; ООО «РУССКИЕ ТЕХНОЛОГИИ», 195279 Санкт-Петербург, Индустриальный пр. 44, Россия
techster@gmail.com



Денис Валерьевич Терентьев, ведущий инженер-конструктор; ООО «РУССКИЕ ТЕХНОЛОГИИ», 195279 Санкт-Петербург, Индустриальный пр. 44, Россия
den2006@list.ru



Александр Сергеевич Филиппов, технический директор; ООО «РУССКИЕ ТЕХНОЛОГИИ», 195279 Санкт-Петербург, Индустриальный пр. 44, Россия
acfilippov@gmail.com



Александр Вячеславович Белов, начальник группы; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
belov@sintez.niiefa.spb.su



Елена Игоревна Гапионок, ведущий математик; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
elena.gaponok@gmail.com



Игорь Валерьевич Кедров, ведущий конструктор; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
kedrov@sintez.niiefa.spb.su



Алексей Юрьевич Конин, инженер-исследователь 2-й категории; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
konin@sintez.niiefa.spb.su



Борис Владимирович Люблин, в.н.с., к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
lyublin@sintez.niiefa.su



Мария Владимировна Суханова, начальник лаборатории; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641 Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
sukhanova@sintez.niiefa.spb.su



Виктор Николаевич Танчук, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641, Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
victor.tanchuk@sintez.niiefa.spb.su



Александр Андреевич Хитрук, ведущий исследователь, инженер; АО «НИИЭФА им. Д.В. Ефремова», 196641, Санкт-Петербург, пос. Металлострой, дорога на Металлострой 3, Россия
Khitruk_a@mail.ru



Андрей Алексеевич Борисов, с.н.с; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Borisov_AA@nrcki.ru



Наталья Александровна Дерябина, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Александр Николаевич Мокеев, в.н.с., к.ф.-м.н.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
a.mokeev@iterf.ru

Статья поступила в редакцию 5 февраля 2020 г.

После доработки 23 марта 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 38—48.

УДК 533.9.082.5

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА Т-15МД ЗОНДИРОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

*Д.С. Сергеев, М.Н. Неруш**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

В работе рассматривается прохождение зондирующего излучения субмиллиметрового диапазона в камере токамака Т-15МД по различным хордам. СВЧ-генераторы с субмиллиметровым излучением и HCN-лазеры с длиной волны излучения $\lambda = 337$ мкм широко используются в интерферометрах на многих плазменных установках в качестве источников зондирующего излучения. Рассматривается возможность применения твердотельного СВЧ-генератора и HCN-лазера в виде источников зондирующего излучения с длиной волны $\lambda = 915$ мкм и $\lambda = 337$ мкм соответственно для измерения концентрации электронов в плазме токамака Т-15МД. В работе не представляются полноценные проекты интерферометров токамака Т-15МД, но рассматривается прохождение зондирующего излучения соответствующих волн в вакуумной камере установки с целью выяснения степени влияния рефракции. Также представлены и обсуждаются принципиальные схемы интерферометров с обозначенными длинами волн и приводятся результаты расчётов относительной ошибки фазового сдвига из-за отклонения зондирующего пучка вследствие рефракции. Предлагается конструкция излучающих и приёмных антенн для ввода зондирующего пучка и его приёма при зондировании через экваториальный патрубок токамака Т-15МД и для сквозного вертикального зондирования через верхний и нижний патрубки. При этом в проходящих через экваториальный патрубок каналах зондирования происходит отражение луча от закреплённого на внутренней стенке вакуумной камеры зеркала. Показана возможность измерения основного параметра плазмы — средней концентрации электронов при зондировании электромагнитным излучением с длиной волны $\lambda = 915$ мкм, а также возможность проведения многоканальных фазовых измерений при зондировании плазменного шнура электромагнитным излучением с длиной волны $\lambda = 337$ мкм в токамаке Т-15МД.

Ключевые слова: токамак Т-15МД, электронная концентрация плазмы, СВЧ-интерферометр, HCN-лазерный интерферометр, рефракция.

ANALYSIS OF THE POSSIBILITY OF MEASURING THE ELECTRON PLASMA DENSITY OF THE T-15MD TOKAMAK BY PROBING WITH ELECTROMAGNETIC WAVES OF THE SUBMILLIMETER RANGE

*D.S. Sergeev, M.N. Nerush**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The passage of probing beams of the submillimeter range in the T-15MD tokamak chamber along various chords is considered in this paper. Microwave generators with submillimeter radiation and HCN lasers with a radiation wavelength of $\lambda = 337$ μm are widely used in interferometers in many plasma systems as sources of probing beams. The possibility of using a solid-state microwave generator and an HCN laser in the form of probing radiation sources with wavelengths $\lambda = 915$ μm and $\lambda = 337$ μm , respectively, for measuring the electron concentration in the T-15MD tokamak plasma is considered. The paper does not present full-fledged designs of T-15MD tokamak interferometers, but examines the passage of the probing beams in the vacuum chamber in order to determine the influence of refraction. Schematic diagrams of interferometers with indicated wavelengths are also presented and discussed, and the results of calculations of the relative error of the phase shift due to deviation of the probe beam are presented. A design of emitting and receiving antennas is proposed. Introducing and receiving of probe beam is carried out through the T-15MD tokamak equatorial pipe and through the upper and lower pipes. In the probing channels passing through the equatorial pipe, the beams are reflected from the mirror fixed on the inner wall of the vacuum chamber. The possibility of measuring the main plasma parameter - the average electron density - when probing with electromagnetic radiation with a wavelength of $\lambda = 915$ μm , as well as the possibility of multi-channel phase measuring when probing a plasma cord with electromagnetic radiation with a wavelength of $\lambda = 337$ μm in the T-15MD tokamak is shown.

Key words: tokamak T-15MD, electron plasma density, microwave interferometer, HCN laser interferometer, refraction.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-49-56

ВВЕДЕНИЕ

В проводимых на токамаках исследованиях высокотемпературной плазмы необходимой характеристикой является средняя по сечению плазменного шнура концентрация электронов. Интерферометрия с зондированием плазмы электромагнитными волнами миллиметрового и субмиллиметрового диапазона — традиционный метод её измерения [1, 2]. Ещё одной важной характеристикой плазмы является пространственное распределение электронной плотности в шнуре. Для решения этой задачи применяется многохордовая интерферометрия [3—5].

Метод интерферометрии основан на зондировании плазмы обыкновенными электромагнитными волнами по различным хордам поперечного сечения. При прохождении зондирующего пучка сквозь плазму приобретает дополнительный фазовый сдвиг, величина которого зависит от плотности зондируемой плазмы [1, 2, 6]:

$$\varphi = \frac{\lambda e^2}{4\pi m_e \varepsilon_0 c^2} \int_A^B n_e(x) dx,$$

где e — заряд электрона; m_e — масса электрона; ε_0 — электрическая постоянная; c — скорость света в вакууме.

При этом необходимо, чтобы частота зондирующего излучения ω сильно превышала плазменную частоту $\omega_{пл}(x)$ на всём своём пути:

$$\omega \gg \omega_{пл}(x) = \sqrt{\frac{n_e(x)e^2}{\varepsilon_0 m_e}}.$$

Измеряя величину фазового сдвига, вызванного наличием плазмы, можно определить среднюю по хорде плотность

$$n_e = \frac{1}{L} \int_A^B n_e(x) dx = \frac{4\pi m_e \varepsilon_0 c^2 \varphi}{L \lambda e^2}.$$



Рис. 1. Сооружение установки Т-15МД в экспериментальном зале



Рис. 2. Зеркало для отражения зондирующего луча

просвечивать плазму как по вертикальной, так и по горизонтальным и наклонным хордам. Ввод излучения и его приём после просвечивания плазмы по вертикальному каналу осуществляются через верхний и нижний патрубки соответственно, а для горизонтальных и наклонных каналов — через экваториальный патрубок, при этом зондирующие лучи отражаются от установленных на внутренней стенке вакуумной камеры токамака Т-15МД плоских зеркал (рис. 2).

Конструкция предлагаемых зеркал позволяет производить юстировку в пределах конуса с углом раствора 7° , вращая опорные диски, выполненные в виде сплошных цилиндров.

Стоит отметить, что для удобства и однозначности измерений фазовый сдвиг определяется на промежуточной частоте [1, 4, 6].

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» ведётся сооружение токамака Т-15МД [7] (рис. 1) — первой в России крупной установки с вытянутым сечением и диверторной конфигурацией, подобной ИТЭР, что позволит проводить исследования, направленные на поддержку проектов ИТЭР и ДЕМО [8, 9]. Основные параметры сооружаемого токамака Т-15МД:

Ток плазмы I_p , МА . . .	До 2
Аспектное отношение A . . .	2,2
Большой радиус тора R_0 , м . . .	1,48
Малый радиус плазмы a , м . . .	0,67
Вытянутость сечения k_{95} . . .	1,7—1,9
Треугольность δ_{95} . . .	0,3—0,4
Тороидальное поле на оси плазмы $B_{то}$, Тл . . .	До 2,0
Длительность плато разряда $\Delta t_{плато}$, с . . .	До 10
Длительность плато тока плазмы 2 МА, с . . .	До 1,5
Мощность нагрева плазмы $P_{доп}$, МВт . . .	До 20
Плотность плазмы n_e , m^{-3} . . .	До $1 \cdot 10^{20}$

РАСПОЛОЖЕНИЕ ХОРД ЗОНДИРОВАНИЯ

Для зондирования плазмы в камере токамака обычно используют излучающие и приёмные конические антенны. Удобно использовать идентичные приёмные и излучающие антенны. Планируется

Предложена конструкция антенн рупорного типа с возможностью юстировки с помощью сильфонного узла (рис. 3). Юстировка возможна в пределах конуса с углом раствора $1,5^\circ$. Угол раскрыва конусной части антенны ограничен сверху [10] для сохранения формы фазового фронта излучения. Для зондирования на длине волны $\lambda = 915$ мкм апертуры рупорных антенн были выбраны диаметром 50 мм, для $\lambda = 337$ мкм этот размер составил 40 мм. При этом диаметр отражателя зеркала составляет около 100 мм, что существенно превышает диаметры апертур антенн в обоих случаях. Стоит отметить, что антенны находятся в вакуумном объёме камеры токамака и для разделения вакуумной части от атмосферной используются вакуумные окна с впаянным стеклом резонансной толщины, установленные на сильфонных узлах антенн.



Рис. 3. Конструкция антенн для ввода и приёма излучения

Для размещения таких антенн на экваториальном, верхнем и нижнем фланцах камеры необходимо поместить патрубки с присоединительными фланцами в исполнении conflat с номинальным диаметром 63 мм. Размеры фланцев и их взаимная компоновка позволяют осуществить зондирование плазмы по хордам, показанным на рис. 4. Вертикальный канал зондирования обозначен как V0, горизонтальные — H0, H1, H-1, H2, H-2, H3, H-3, наклонные — U1, U2, U3, D1, D2, D3. Для ввода и приёма зондирующего излучения через экваториальный патрубок размещённые на нём антенны разнесены в тороидальном направлении.

Увеличение количества каналов зондирования через рассматриваемые фланцы возможно при использовании патрубков меньшего номинального диаметра и уменьшении апертур антенн. Однако такой подход приведёт к тому, что из-за рефракции возрастёт число каналов, для которых центр зондирующего пучка не будет попадать в приёмную антенну из-за уменьшения её апертуры.

При распространении в плазме с поперечным направлением распространения градиентом плотности зондирующий луч приобретает осевое отклонение, из-за которого в приёмную антенну попадает лишь часть зондирующего излучения.

Расчёт рефракции проводился по следующей методике. Сначала определялась траектория луча в среде с градиентом показателя преломления μ по уравнению [11]

$$\frac{1}{R} = N \frac{\text{grad } \mu}{\mu},$$

где \mathbf{N} — вектор нормали к траектории излучения; R — радиус кривизны траектории излучения; μ — показатель преломления в плазме для обыкновенной волны, который определяется по следующей формуле:

$$\mu = \left(1 - \frac{\omega_{\text{пл}}^2}{\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

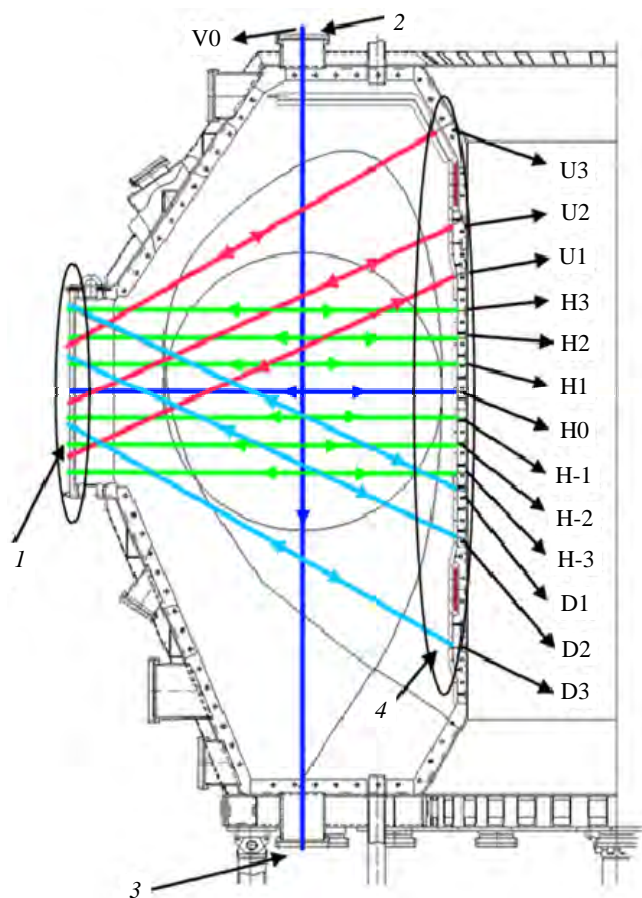


Рис. 4. Расположение хорд зондирования в вакуумной камере токамака Т-15МД: 1 — экваториальный фланец для установки излучающих и приёмных антенн; 2 — фланец для установки излучающей антенны вертикального канала; 3 — фланец для установки приёмной антенны вертикального канала; 4 — места установки зеркал для каналов зондирования через экваториальный фланец

Для проведения расчётов были заданы распределения электронной концентрации плазмы в приближении параболического профиля с максимальной концентрацией $2 \cdot 10^{19}$, $5 \cdot 10^{19}$ и $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ для случаев круглого и вытянутого сечений плазмы. Затем уравнение рефракции решалось численно методом Эйлера. В результате расчётов были вычислены величины осевого отклонения излучения для каждой хорды для используемых длин волн.

Кроме того, при отклонении луча от прямолинейной траектории изменяется его оптический путь, что приводит к изменению фазы приходящего на приёмную антенну излучения. Величина относительного изменения фазы зондирующего излучения из-за изменения траектории вследствие рефракции также была рассчитана.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ТОКАМАКА Т-15МД С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ $\lambda = 915 \text{ мкм}$

Источником зондирующего излучения с длиной волны $\lambda = 915 \text{ мкм}$ в интерферометре токамака Т-15МД служит синтезатор, в котором генерируются от одного задающего кварцевого резонатора REF сигналы с частотами 7,45898 ГГц, 7,45713 ГГц и 77 МГц (рис. 5, а).

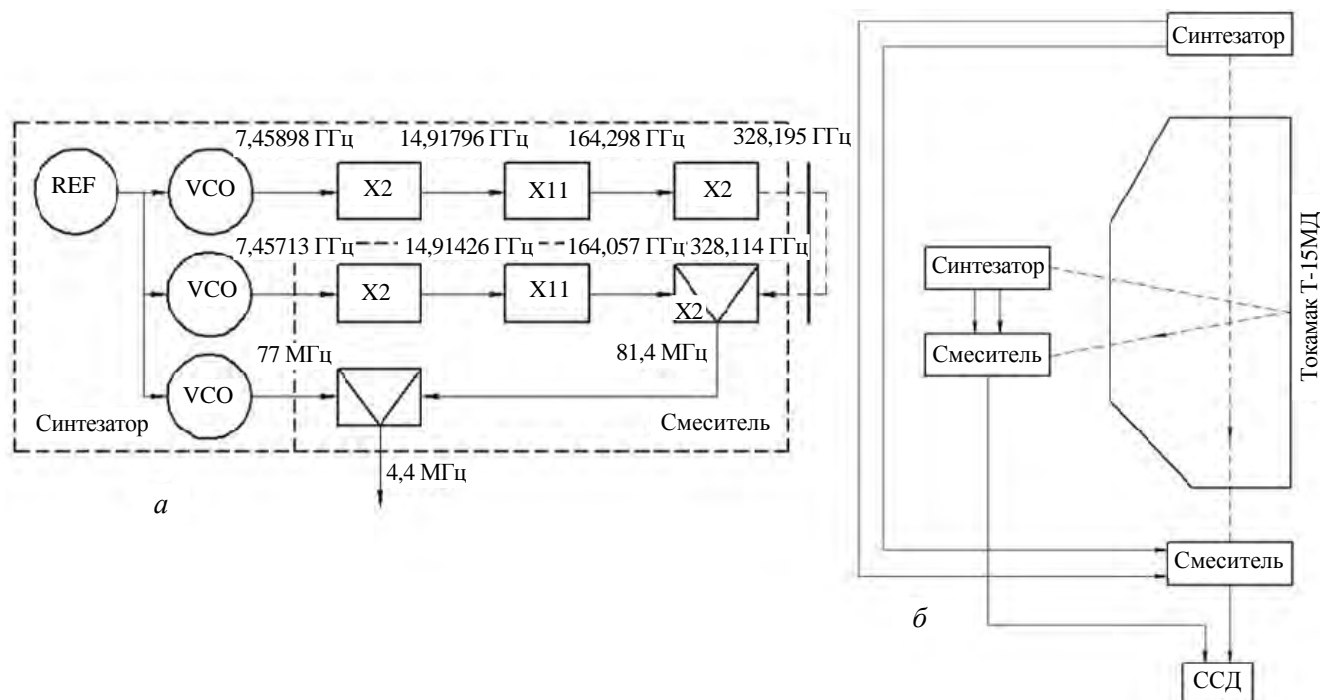


Рис. 5. Синтезатор и смеситель зондирующего излучения с длиной волны $\lambda = 915 \text{ мкм}$ (REF — задающий кварцевый резонатор, VCO — управляемый напряжением генератор) (а) и блок-схема интерферометра (ССД — система сбора данных, условно показаны только одна вертикальная хорда и одна горизонтальная хорда зондирования) (б)

Также внутри синтезатора происходит умножение частоты 7,45898 ГГц в 44 раза и полученным излучением с частотой 328,195 ГГц осуществляется зондирование плазмы в токамаке по одной из хорд. Пришедший из вакуумной камеры сигнал поступает в смеситель и подаётся на блок смешивания, на который также приходит сигнал частотой 7,45713 ГГц с предварительным умножением частоты на 22 внутри смесителя. На выходе из блока смешивания формируется сигнал промежуточной частоты 81,4 МГц. Для переноса измерений на ещё более низкую частоту этот сигнал пропускается через ещё один блок смешивания, на который приходит сигнал из синтезатора частотой 77 МГц. В результате получается сигнал частотой 4,4 МГц, фаза которого несёт информацию о средней электронной плотности пронзондированной плазмы. Стоит отметить, что в случае максимальной плотности плазмы в центре $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ величина фазового сдвига достигает $70 \cdot 2\pi$ радиан при зондировании по центральным хордам через экваториальный патрубок с учётом двойного прохождения сквозь плазму. Этот сигнал поступает в систему сбора и обработки данных ССД, где происходит его оцифровка с последующей обработкой с

использованием плат FPGA. Метод основан на сравнении текущей фазы сигнала с детектора с фазой в начальный момент времени.

Результаты расчётов величины осевого отклонения Δ и величины относительного изменения фазы зондирующего излучения с длиной волны $\lambda = 915$ мкм из-за изменения траектории, вызванного рефракционным отклонением луча $d\varphi/\varphi$, приведены в табл. 1 для круглой конфигурации плазмы и в табл. 2 для вытянутой.

Т а б л и ц а 1. Результаты расчёта для излучения длиной волны $\lambda = 915$ мкм в случае круглой конфигурации плазменного шнура

Зондирующий канал	$n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$	
	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$
U2	3,9	29	10,5	74	23,9	150
U1	0,6	15	1,7	39	3,7	82
H3	2,7	26	7,2	67	15,9	137
H2	1,1	20	2,9	52	6,3	108
H1	0,3	11	0,7	28	1,5	59
H0	0	0	0	0	0	0
H-1	0,3	-11	0,7	-28	1,5	-58
H-2	1,1	-20	2,9	-52	6,4	-107
H-3	2,7	-26	7,2	-67	16,0	-136
D1	0,3	-14	0,8	-36	1,9	-77
D2	3,2	-39	9,0	-103	21,9	-222
V0	0	0	0	0	0	0

Т а б л и ц а 2. Результаты расчёта для излучения длиной волны $\lambda = 915$ мкм в случае вытянутой конфигурации плазменного шнура

Зондирующий канал	$n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$	
	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$
U3	4,8	29	13,0	75	29,3	149
U2	0,4	12	1,2	32	2,5	66
U1	0	3	0,1	8	0,2	17
H3	0,2	9	0,5	23	1,0	46
H2	0	4	0,1	11	0,2	24
H1	0	0	0	0	0	-1
H0	0	-4	0,1	-9	0,2	-20
H-1	0,1	-7	0,4	-19	0,7	-39
H-2	0,2	-9	0,6	-23	1,2	-47
H-3	0,3	-11	0,9	-27	1,8	-55
D1	0,3	-13	0,8	-34	1,7	-71
D2	0,9	-23	2,5	-59	5,3	-125
D3	4,6	-43	12,6	-107	28,9	-216
V0	0,3	-7	0,9	-19	1,8	-39

Видно, что в случае круглой конфигурации плазмы уже при максимальной плотности $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ из-за рефракции центр зондирующего излучения по множеству хорд не попадает в приёмную антенну (здесь и далее выделены жирным шрифтом). С увеличением плотности остаётся возможным зондирование плазмы только по центральным горизонтальной и вертикальной хордам.

В случае вытянутой конфигурации плазменного шнура при максимальной электронной плотности $n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ центр зондирующего излучения будет попадать в приёмные антенны лишь в нескольких каналах, а луч вертикального канала испытывает значительное отклонение.

Таким образом, интерферометром с длиной волны зондирующего излучения $\lambda = 915$ мкм на токамаке Т-15МД возможно вести измерения средней электронной концентрации плазмы через экваториаль-

ный патрубок установки, а по вертикальному каналу — в случае круглой конфигурации плазменного шнура или при вытянутой конфигурации, но в режимах с низкими значениями электронной плотности плазмы. В остальных случаях необходимо использовать более коротковолновое излучение для уменьшения негативного влияния рефракции.

ИНТЕРФЕРОМЕТР ТОКАМАКА Т-15МД С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ $\lambda = 337$ МКМ

В качестве источника излучения с меньшей длиной волны предлагается использовать газоразрядный HCN-лазер с высокочастотной накачкой. Ранее измерения HCN-лазерными интерферометрами проводились на токамаках НИЦ «Курчатовский институт» [5, 12]. На рис. 6 показана предлагаемая блок-схема интерферометра для токамака Т-15МД [13].

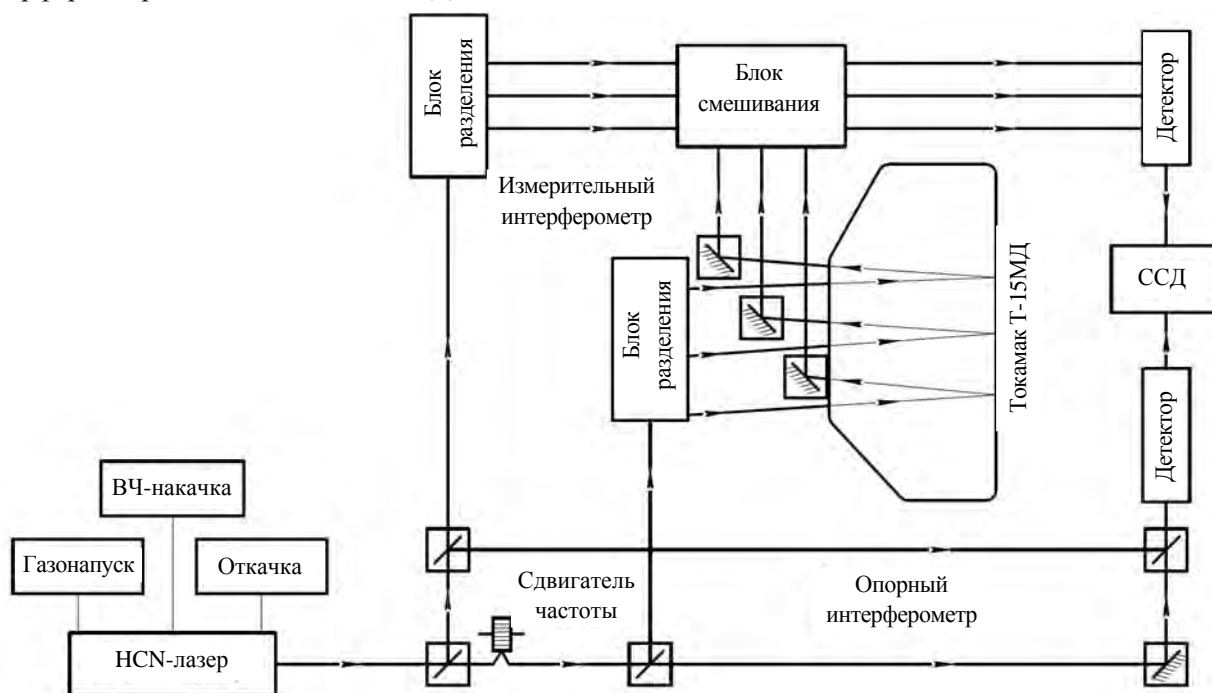


Рис. 6. Блок-схема интерферометра с длиной волны зондирующего излучения $\lambda = 337$ мкм (вертикальная хорда не показана). Трансляция, деление и смешивание излучения осуществляются с помощью жёстко скреплённых между собой и к фланцу установки квазиоптических элементов

HCN-лазер генерирует излучение длиной волны 337 мкм мощностью несколько десятков милливатт. Затем оно разделяется в измерительный и опорный каналы. В измерительном канале плазма просвечивается по хордам, а в опорном канале лазерный луч проходит через сдвигатель частоты, в результате чего его частота изменяется на 106 кГц. Затем зондирующий луч каждой хорды смешивается с опорным лучом и попадает на детектор, откуда полученный сигнал промежуточной частоты 106 кГц следует в систему сбора данных ССД. Образующийся в опорном интерферометре не связанный с плазмой сигнал промежуточной частоты также поступает в систему сбора и обработки данных ССД, где происходят оцифровка сигналов с детекторов и дальнейшая обработка с использованием плат FPGA. Путём сравнения сигналов измерительного и опорного интерферометров в каждый момент времени определяется вызванный наличием плазмы фазовый сдвиг в измерительном интерферометре. В случае максимальной плотности плазмы в центре $1 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ожидаемая величина фазового сдвига достигает $30 \cdot 2\pi$ радиан при зондировании по центральным хордам через экваториальный патрубок с учётом двойного прохождения сквозь плазму.

Стоит отметить, что при зондировании плазмы волнами этого диапазона возникает существенное влияние вибраций, поэтому большинство современных HCN-лазерных интерферометров являются двухцветными. С 1980-х годов в токамаках НИЦ «Курчатовский институт» для трансляции зондирующего излучения в интерферометрах используются жёстко скреплённые между собой полые диэлектрические сверхразмерные лучеводы и другие квазиоптические элементы, которые также жёстко крепятся и

к фланцу установки, подобные описанным в [14]. Такое решение значительно снижает влияние вибраций на фазовые измерения [12] и позволит проводить их без необходимости зондирования двумя длинами волн. В интерферометрах токамака Т-15МД для трансляции зондирующего излучения также предполагается использование полых диэлектрических сверхразмерных лучеводов.

Результаты расчётов величины осевого отклонения Δ и величины относительного изменения фазы зондирующего излучения с длиной волны $\lambda = 337$ мкм из-за изменения траектории, вызванного рефракционным отклонением луча $d\varphi/\varphi$, приведены в табл. 3 для круглой конфигурации плазмы и в табл. 4 для вытянутой.

Т а б л и ц а 3. Результаты расчёта для излучения длиной волны $\lambda = 337$ мкм в случае круглой конфигурации плазменного шнура

Зондирующий канал	$n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$	
	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$
U2	0,5	4	1,3	10	2,6	20
U1	0,1	2	0,2	5	0,4	10
H3	0,3	3	0,9	9	1,9	18
H2	0,1	3	0,4	7	0,8	14
H1	0	1	0,1	4	0,2	7
H0	0	0	0	0	0	0
H-1	0	-1	0,1	-4	0,2	-7
H-2	0,1	-3	0,4	-7	0,8	-14
H-3	0,3	-3	0,9	-9	1,9	-18
D1	0	-2	0,1	-5	0,2	-10
D2	0,4	-5	1,1	-13	2,2	-27
V0	0	0	0	0	0	0

Т а б л и ц а 4. Результаты расчёта для излучения длиной волны $\lambda = 337$ мкм в случае вытянутой конфигурации плазменного шнура

Зондирующий канал	$n_0 = 2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$		$n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$	
	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$	$d\varphi/\varphi, \%$	$\Delta, \text{ мм}$
U3	0,6	4	1,6	10	3,3	21
U2	0,1	2	0,2	4	0,3	8
U1	0	0	0	1	0	2
H3	0	1	0,1	3	0,1	6
H2	0	1	0	1	0	3
H1	0	0	0	0	0	0
H0	0	0	0	-1	0	-3
H-1	0	-1	0	-2	0,1	-5
H-2	0	-1	0,1	-3	0,2	-6
H-3	0	-1	0,1	-4	0,2	-7
D1	0	-2	0,1	-5	0,2	-9
D2	0,1	-3	0,3	-8	0,6	-16
D3	0,6	-5	1,5	-14	3,2	-30
V0	0	-1	0,1	-3	0,2	-5

Как видно из результатов расчёта, в случае как круглой, так и вытянутой конфигурации плазменного шнура при плотности в центре до $n_0 = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ на большинство хорд приходит сигнал без существенного отклонения. Таким образом, интерферометром с длиной волны зондирующего излучения $\lambda = 337$ мкм возможно вести измерения электронной концентрации плазмы токамака Т-15МД практически по всем предлагаемым хордам и при существенно более высоких плотностях, чем при зондировании излучением с длиной волны $\lambda = 915$ мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для плазмы токамака Т-15МД для случаев круглой и вытянутой конфигураций с учётом рефракции были оценены осевые отклонения зондирующих пучков и относительные разницы набегов фаз. Расчёты прово-

дились для зондирующих излучений с длинами волн $\lambda = 915$ мкм и $\lambda = 337$ мкм при параболическом распределении электронной концентрации плазмы с максимальным значением $2 \cdot 10^{19}$, $5 \cdot 10^{19}$ и $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

Предложена конструкция излучающих и приёмных антенн рупорного типа для ввода излучения и его приёма после отражения от внутренней стенки через экваториальный патрубок токамака Т-15МД и для сквозного вертикального зондирования через верхний и нижний патрубки токамака Т-15МД.

Показана возможность измерения основного параметра плазмы — средней концентрации электронов по центральным хордам при зондировании излучением с длиной волны $\lambda = 915$ мкм.

Фазовые измерения при зондировании плазмы излучением с длиной волны $\lambda = 337$ мкм в токамаке Т-15МД возможно проводить для определения хордовых значений электронной концентрации плазмы практически по всем рассматриваемым хордам.

Работа выполнена при финансировании Госкорпорации «Росатом».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Горбунов Е.П.** Методика измерения средней электронной плотности в плазме на установках токамак. — В сб.: Диагностика плазмы. — М.: Госатомиздат, 1963, с. 68.
2. **Голант В.Е.** Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы. — ЖТФ, 1960, т. 30, с. 1265.
3. **Горбунов Е.П., Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П.** Определение пространственного распределения плотности плазмы с помощью фазовых измерений. — ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 5, с. 812.
4. **Багдасаров А.А., Бузанкин В.В., Васин Н.Л., Горбунов Е.П., Денисов В.Ф., Кулешов Е.М., Савченко В.Н., Хилиль В.В., Щербов В.А.** Девятиканальный интерферометр субмиллиметрового диапазона для измерения концентрации электронов на установке «Токамак Т-10». — В сб.: Диагностика плазмы, вып. 4 (11). — М.: Энергоатомиздат, 1981, с. 141—146.
5. **Горбунов Е.П., Денисов В.Ф., Нестеров П.К., Скосырев Ю.В., Щербов В.А., Хилиль В.В.** Применение многоканального лазерного интерферометра вертикального зондирования для измерения профиля плотности плазмы на токамаке Т-15. — Физика плазмы, 1992, т. 18, вып. 2, с. 162—165.
6. **Veron D.** Submillimeter Interferometry of High-Density Plasmas, in *Infrared and Millimeter Waves*. — New York: Academic Press, 1979.
7. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15—38.
8. **Aymar R., Barabaschi P., Shimomura Y.** The ITER design. — *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2002, vol. 44, p. 519—565.
9. **McFadden G.B.** Design of the DEMO Fusion Reactor Following ITER. — *J. of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 2009, vol. 114, № 4, p. 229—236.
10. **Бекетов В.И.** Антенны сверхвысоких частот. — М.: Радиолокационная техника, 1957.
11. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 1982. 620 с.
12. **Горбунов Е.П., Кулешов Е.М., Нестеров П.К., Скосырев Ю.В., Щербов В.Н.** Девятиканальный интерферометр субмиллиметрового диапазона для установки Т-15. — В сб.: Диагностика плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1989, вып. 6, с. 135—137.
13. **Неруш М.Н., Сергеев Д.С.** Многоканальный HCN-лазерный интерферометр для измерения электронной концентрации в плазме токамака Т-15МД. — В сб.: Труды XV Международной научно-технической конференции «Оптические методы исследования потоков». 2—28 июня 2019 г. — М.: Изд-во «Перо», 2019, с. 212—221.
14. **Горшко А.И., Кулешов Е.М.** Исследование полого диэлектрического лучевода миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн. — Радиотехника (Харьков, Харьковский гос. ун-т), 1972, вып. 21.



Дмитрий Сергеевич Сергеев,
н.с.; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва,
пл. Академика Курчатова 1,
Россия



Максим Николаевич Неруш,
лаборант-исследователь; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика
Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 27 декабря 2019 г.

После доработки 23 марта 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 49—56.

УДК 621.039.616

РАСЧЁТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАЗРЯДОВ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ КТМ В ОСЕННЮЮ КАМПАНИЮ 2019 Г.

В.Н. Докука, Р.Р. Хайрутдинов

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье представлены некоторые результаты моделирования сценариев разрядов на установке КТМ во время осенней кампании 2019 г. Дана оценка параметров для обеспечения фазы пробоя плазмы в токамаке. Экспериментальные данные плазменных разрядов в КТМ подтверждаются результатами численных расчётов. Моделирование разряда 3669 проведено в режиме заданных токов в обмотках полоидального поля. Данные моделирования показывают, что величина тока плазмы в разряде превышает 100 кА. Дан ряд рекомендаций по возможности достижения более высоких параметров плазменного разряда.

Ключевые слова: токамак, сценарий, плазма, ток, равновесие, восстановление.

NUMERICAL RESEARCHES OF PLASMA DISCHARGES IN KTM TOKAMAK IN AUTUMN CAMPAIGN 2019

V.N. Dokuka, R.R. Khayrutdinov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The work presents some simulation results of discharge scenarios at the KTM during the 2019 autumn campaign. The parameters estimation is given for providing plasma breakdown phase of tokamak start-up. Obtained experimental data of plasma discharges in KTM are confirmed with its correspondent simulation results. The simulation of discharge 3669 is carried in mode with given currents in poloidal coils. Simulation data show that obtained plasma current exceeds 100 kA. Some recommendations are proposed for achievement of higher plasma discharge parameters.

Key words: tokamak, scenario, plasma, current, equilibrium, reconstruction.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-57-66

ВВЕДЕНИЕ

Цель осенней кампании 2019 г. на установке КТМ — получение омического режима с номинальными параметрами плазменного разряда: ток плазмы 60—100 кА, длительность разряда 100 мс при величине тороидального поля 0,5—1 Тл.

Сценарий включает две стадии:

— на первой (начальной) стадии — создание за определённое время условий для пробоя (заданное напряжение на обходе и низкий уровень рассеянных магнитных полей в выделенной области пробоя, имеющей круглую форму) и, начиная с некоторого тока, формирование замкнутых магнитных поверхностей;

— на второй стадии — подъём тока с заданной средней скоростью при соблюдении условия равновесия плазмы в соответствии с уравнением Грэда—Шафранова и устойчивости шнура.

Ограничения по напряжениям источников питания (ИП) и токамак в обмотках полоидального поля электромагнитной системы (ЭМС) КТМ, связанные с предельными возможностями трансформаторов ИП, техническими ограничениями и предельными уровнями напряжений, приведены в табл. 1. В табл. 2 приведены данные обмоток полоидального поля: положение обмоток, их размеры, количество витков, сопротивления и коэффициенты индуктивности. Система магнитной диагностики (СМД) включает два пояса Роговского, расположенных внутри и снаружи вакуумной камеры (ВК), 12 датчиков напряжения обхода (ДНО), 36 пар датчиков формы магнитной поверхности (ДФМП).

Т а б л и ц а 1. Ограничения по напряжениям ИП и токамак в обмотках ЭМС КТМ

Источник питания	Предельный ток, кА	Предельное выпрямленное напряжение, В
ИП CS		±1500
ИП PF1	±15	±(400—500)
ИП PF2		
ИП PF3		
ИП PF6		
ИП PF4	±30	
ИП PF5		

Т а б л и ц а 2. Параметры обмоток полоидального поля

Обмотка	R , м	Z , м	ΔR , м	ΔZ , м	Количество витков	L , мГн	R , мОм
CS	0,225	0,12	0,09	2,2	423	11,4	30,5
PF1	0,575	1,295	0,19	0,08	40	2,6	8,89
PF2	1,23	1,25	0,08	0,04	8	0,37	3,8
PF3	1,65	0,855	0,095	0,165	40	11	25,8
PF6	1,65	-0,24	0,095	0,165	40	11,1	25,7
PF5	1,24	-1,1	0,1	0,08	16	1,4	7,61
PF4	0,585	-1,315	0,32	0,1	48	3,1	6,7

Согласно сценарию стадия пробоя должна начинаться с уровня тока в обмотке центрального соленоида, равного 15 кА. Реверсирование тока в обмотке центрального соленоида (CS) не допускается. Пробой организуется вблизи внутренней стенки вакуумной камеры. В рамках указанных требований в НИИЭФА разработан сценарий программных токов в обмотках полоидального поля для формирования нуля-поля и организации пробоя в установке КТМ. В качестве рабочего газа используется водород. В процессе развития сценария разряда должно быть обеспечено получение устойчивой в течение 20 мс конфигурации магнитного поля в месте пробоя с последующей инициацией плазменного разряда с лавинным пробоем и формирование начальной конфигурации плазмы с замкнутыми магнитными поверхностями и током плазмы ~ 15 — 20 кА. На момент пробоя токовый сценарий должен обеспечить величину полоидального потока $\sim 0,6$ Вб в зоне пробоя. При этом ток в обмотках тороидального поля ~ 50 кА, величина тороидального поля равна $0,86$ Тл на радиусе $R_0 = 0,9$ м.

На второй стадии развития разряда требуется обеспечить ввод плазменного тока с уровня ~ 10 кА до примерно 60 — 100 кА при соблюдении условия равновесия плазмы в соответствии с формулой Шафранова для вертикального поля. При этом в расчёте сценария ввода плазменного тока до заданного уровня необходимо учесть данные токов в полоидальных обмотках, полученные в расчётах первой стадии разряда.

Особенностью установки КТМ является расположенное внутри вакуумной камеры подвижное диверторное устройство, внутренние и внешние кольца которого вместе с верхним диверторным столом электрически замкнуты в тороидальном направлении. При разработке и расчёте второй стадии сценария разряда был использован полуторамерный эволюционный код ДИНА [1]. Код рассчитывает двумерное равновесие плазмы в соответствии с уравнением Грэда—Шафранова в каждый момент времени и решает самосогласованно систему одномерных, усреднённых по магнитным поверхностям уравнений переноса: электронной и ионной энергии, плотности плазмы, а также полоидального магнитного потока.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗВИТИЯ РАЗРЯДА

На основе разработанного сценария проведено численное моделирование начальной стадии развития разряда. На рис. 1 показано, что токовый сценарий для первой стадии разряда обеспечивает форми-

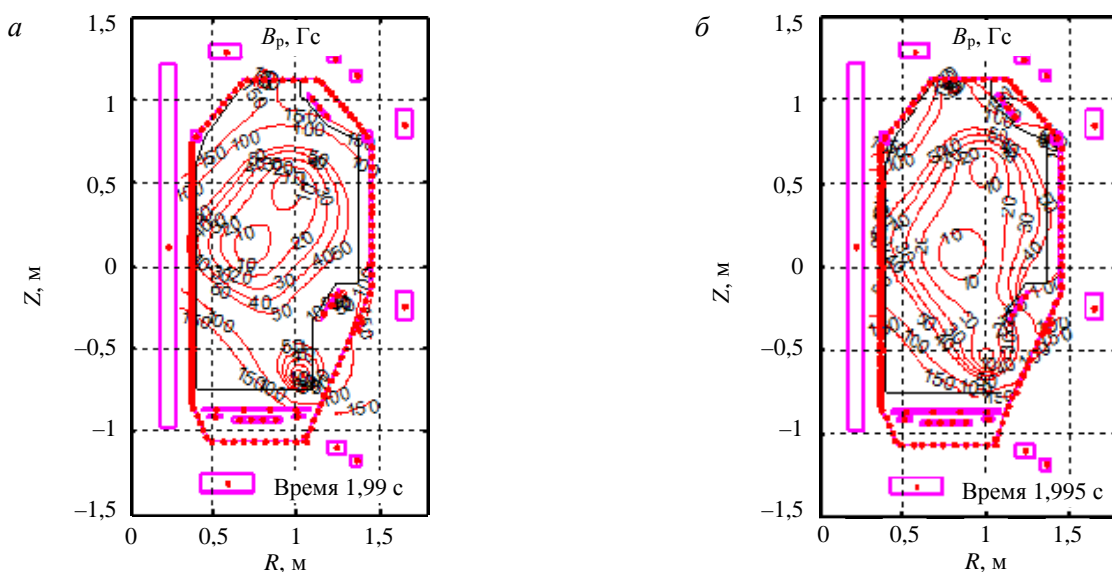


Рис. 1. Карта полоидальных магнитных полей на моменты формирования нуля-поля (а) и на стадии пробоя (б)

рование устойчивой в течение ~ 10 мс области нуля-поля внутри вакуумной камеры. Размер области ~ 20 см при величине магнитных полей рассеяния $\sim 10\text{--}20$ Гс. Эффективная длина магнитных силовых линий $L_{\text{эф}}$ согласно проведённому расчёту составляет ~ 270 м. Напряжение по тороидальному обходу составляет ~ 7 В, средняя напряжённость электрического поля по тороидальному обходу E оказывается $\sim 1,2$ В/м. При начальном давлении нейтрального газа $6 \cdot 10^{-5}$ торр согласно работе [2] длительность пробоя займёт примерно 5 мс, и по оценке снизу требуемый для создания замкнутых магнитных поверхностей ток плазмы составит $\sim 10\text{--}15$ кА.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА СЦЕНАРИЯ ВВОДА ТОКА В КТМ

При проведении расчётов токового сценария для второй стадии разряда (ввода тока плазмы до момента полного расходования запаса полоидального потока индуктора) принято решение об использовании уже отработанных токовых сценариев с целью увеличения продолжительности разряда и повышения максимальной величины тока плазмы. По разнице токов во внутреннем поясе Роговского в экспериментальных разрядах 3575 (с плазмой) и 3576 (пустой) был сделан вывод, что в разряде 3575 достигнута величина тока плазмы ~ 20 кА при длительности разряда ~ 40 мс. На основе экспериментальных данных токов в обмотках, полученных в процессе разряда 3575, был выполнен расчёт «улучшенного» сценария разряда с заданием сценариев для средней плотности и положения плазмы. Программа токов в обмотках соответствовала данным эксперимента и корректировалась с учётом заданного сценария для положения магнитной оси плазменного шнура.

На рис. 2 показана динамика тока плазмы I_p , большого R_p и малого a радиусов плазмы и средней плотности электронов n_e в процессе развития разряда. Ток плазмы превышает 60 кА. Полученные данные эво-

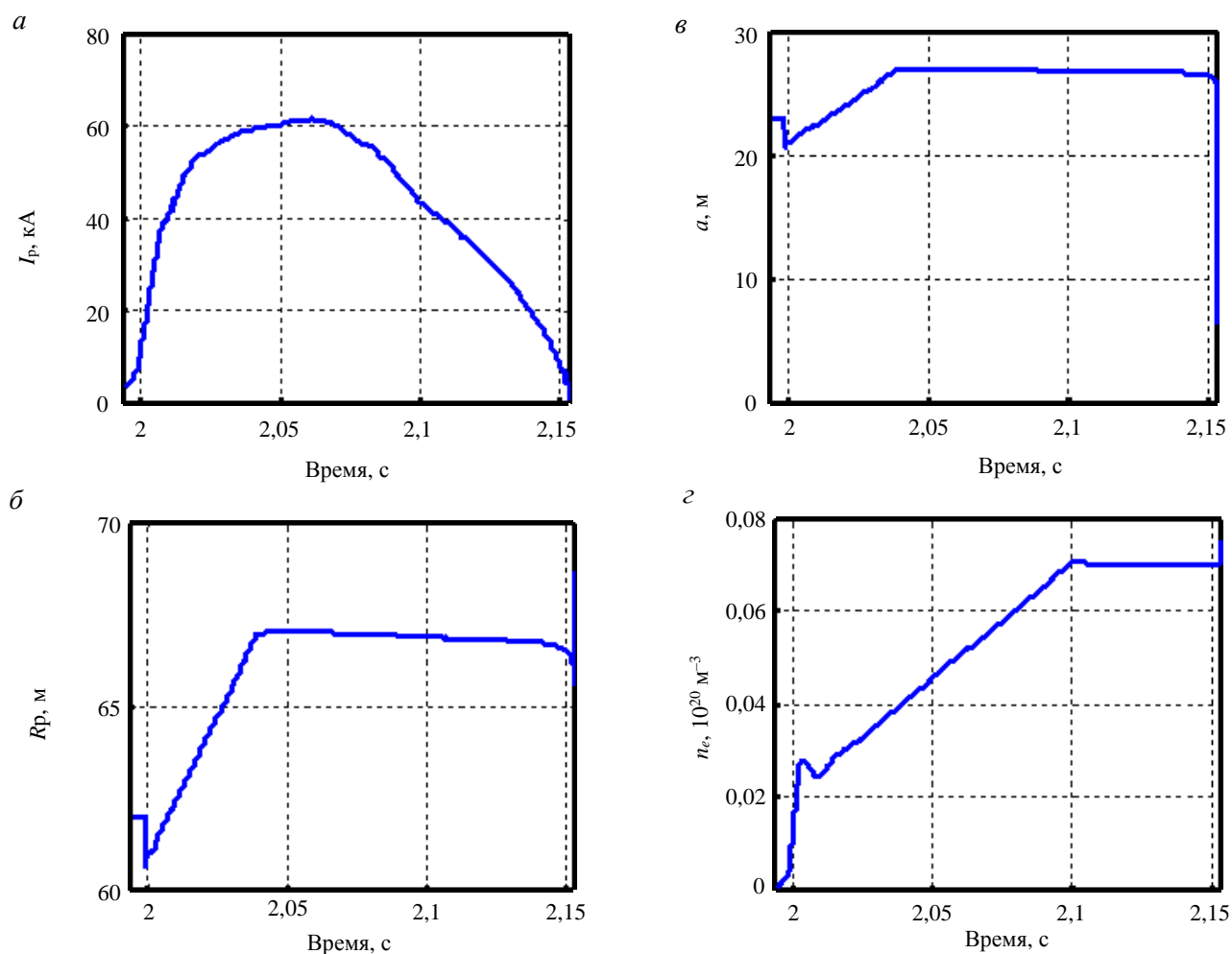


Рис. 2. Динамика тока плазмы I_p (а), большого R_p (б) и малого a (в) радиусов плазмы и средней плотности электронов n_e (г) в процессе развития разряда

люции электронной T_e и ионной T_i температуры плазмы, энергетического времени жизни τ_E , вертикальной вытянутости шнура κ показаны на рис. 3. На рис. 4, *а* показаны баланс мощности по электронному каналу омического нагрева плазмы P_{Ohm} , потери на перенос тепла P_{tr} , мощность обмена энергии между электронами и ионами P_{e-i} , мощность потерь на ионизацию и излучение $P_{ion + rad}$, включая примеси. На рис. 4, *б* показан баланс мощности по ионному каналу: мощность обмена энергии между электронами и ионами P_{e-i} , потери на перенос тепла P_{tr} и мощность потерь на перезарядку P_{cx} . Расчёты потерь на ионизацию, перезарядку и излучение примесей приведены в соответствии с данными работы [3].

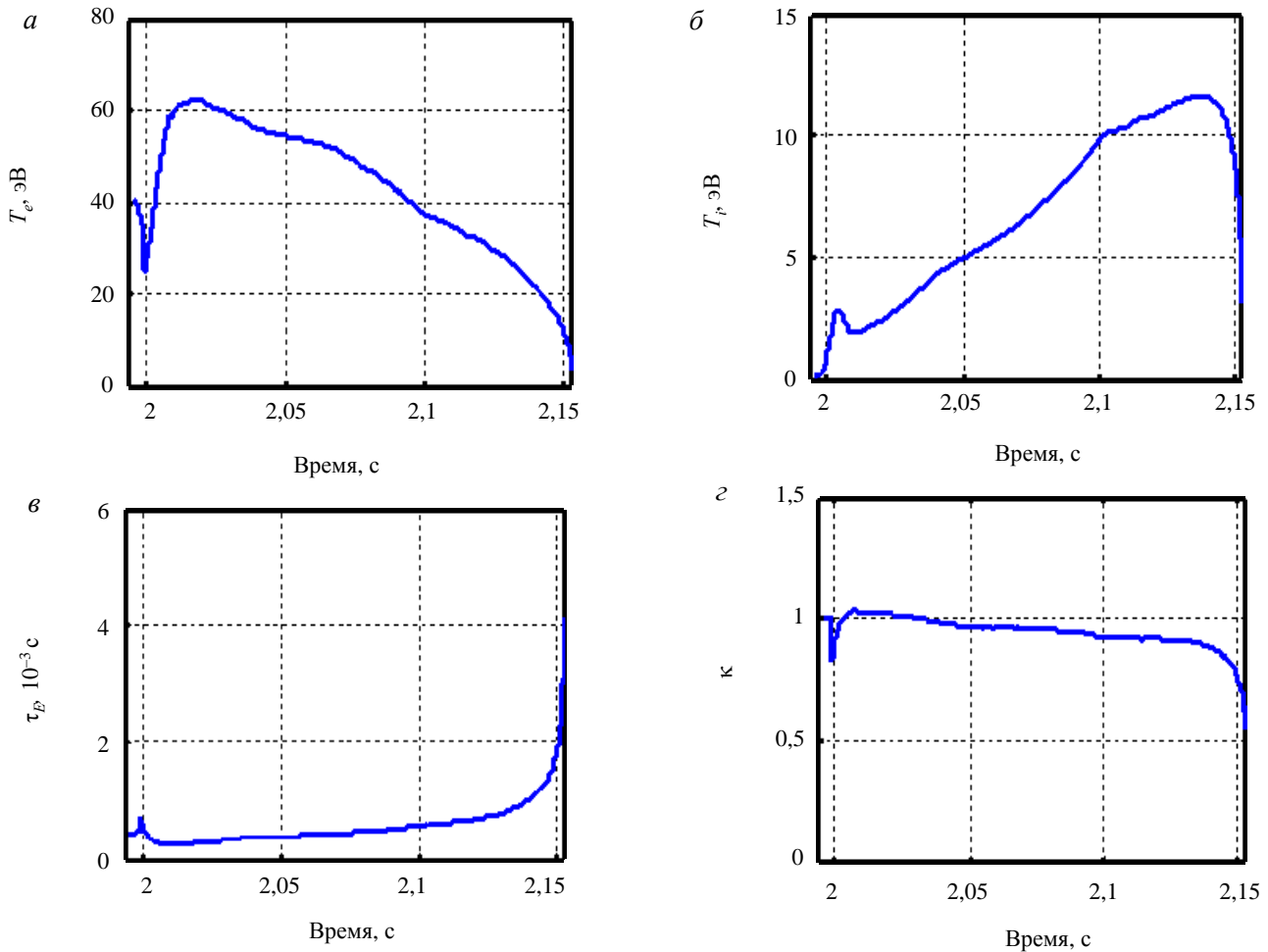


Рис. 3. Электронная T_e (*а*), ионная T_i (*б*) температура плазмы, энергетическое время жизни τ_E (*в*), вертикальная вытянутость шнура κ (*г*)

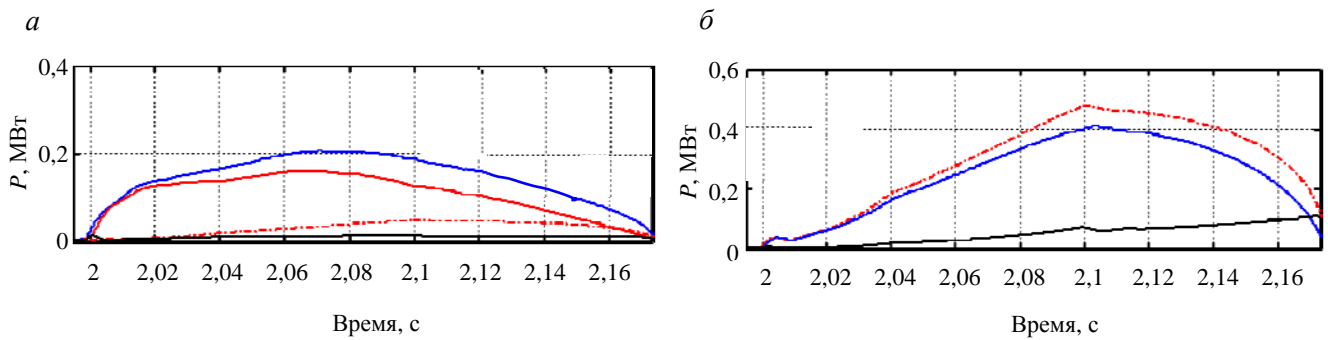


Рис. 4. Мощность омического нагрева плазмы P_{Ohm} , мощности потерь на перенос тепла по электронному каналу P_{tr} , на обмен энергии между электронами и ионами P_{e-i} , на ионизацию и излучение $P_{ion + rad}$: — Ohm, — tr, - - - $e-i$, — ion + rad (*а*); мощность обмена энергии между электронами и ионами P_{e-i} , потерь на перенос тепла по ионному каналу P_{tr} и потерь на перезарядку P_{cx} : - - - $e-i$, — tr, — cx (*б*)

Конфигурация плазмы на момент достижения максимального тока плазмы I_p показана на рис. 5.

На основе сценария токов, полученных при расчёте, был проведён разряд 3627. На рис. 6, 7 показаны сценарные и экспериментальные токи в обмотках индуктора CS и управления PF1—PF6 и расчётный ток в ВК. Наблюдается хорошее совпадение сценарных и экспериментальных токов в индукторе и обмотках управления PF1, PF2 и PF4. Отличия токов наблюдаются в наружных обмотках PF3 и PF6 и обмотке PF5. Отмечены относительно большие отклонения токов в этих обмотках, что, возможно, связано с управлением тиристорами при малых токах.

Динамика токов в плазме, диверторном устройстве и тока в вакуумной камере в процессе развития разряда, рассчитанные по

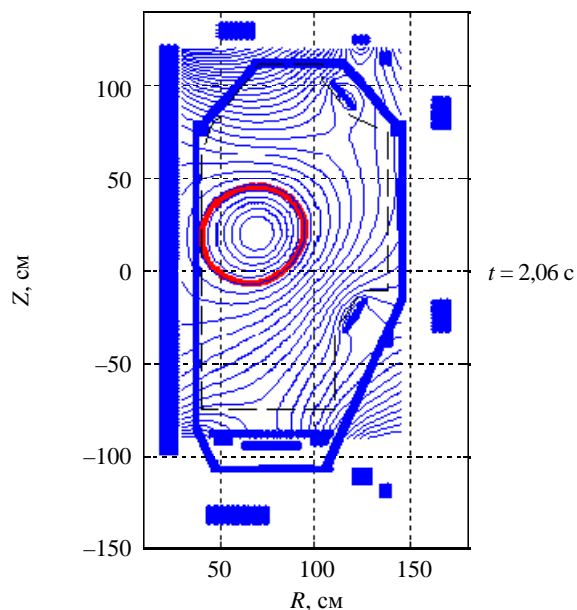


Рис. 5. Конфигурация плазмы на момент максимальной величины тока плазмы $I_p = 61,2$ кА

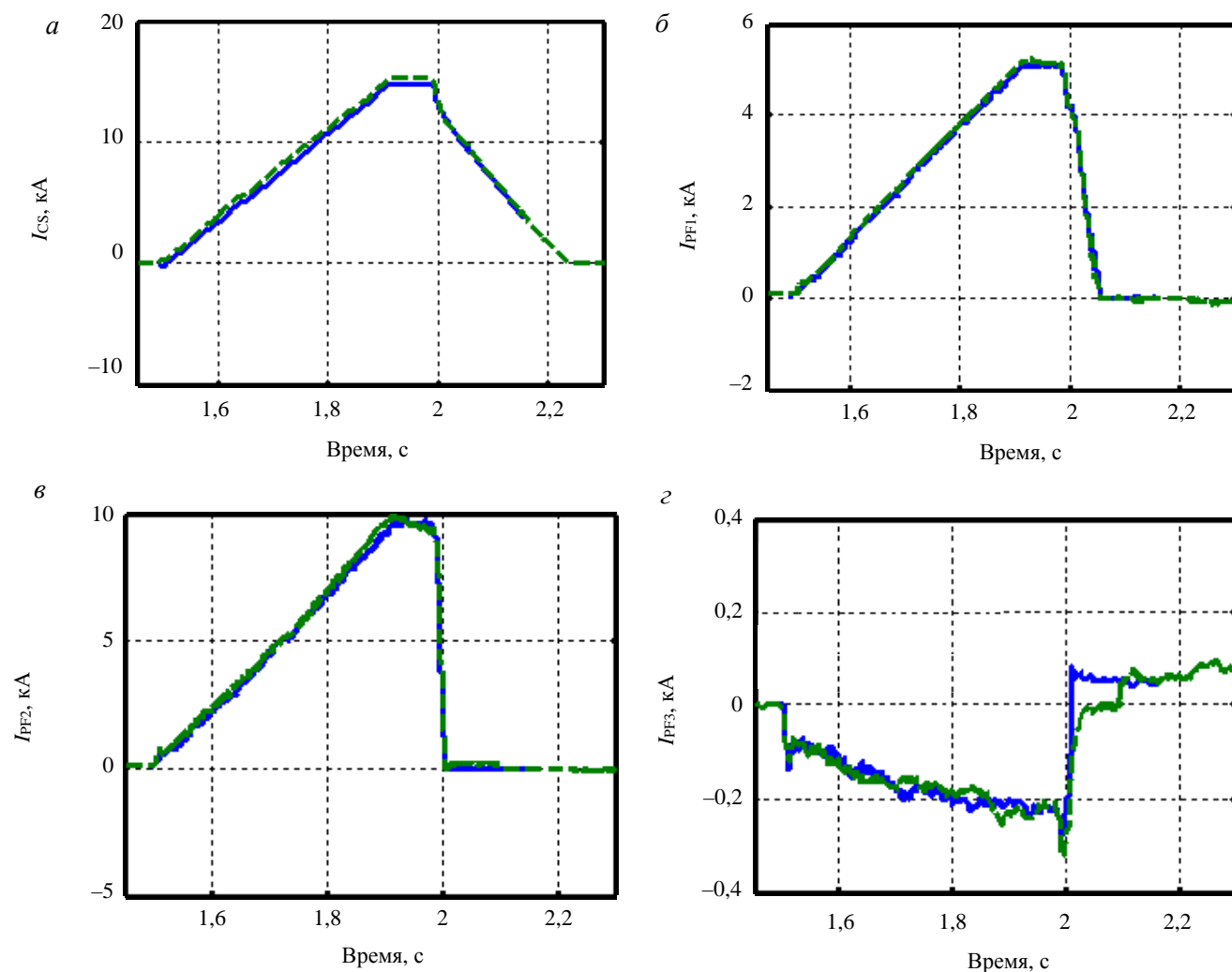


Рис. 6. Сценарные и экспериментальные токи в обмотках индуктора CS (а) и управления PF1 (б), PF2 (в), PF3 (г) разряда 3627: — сценарий, - - - 3627

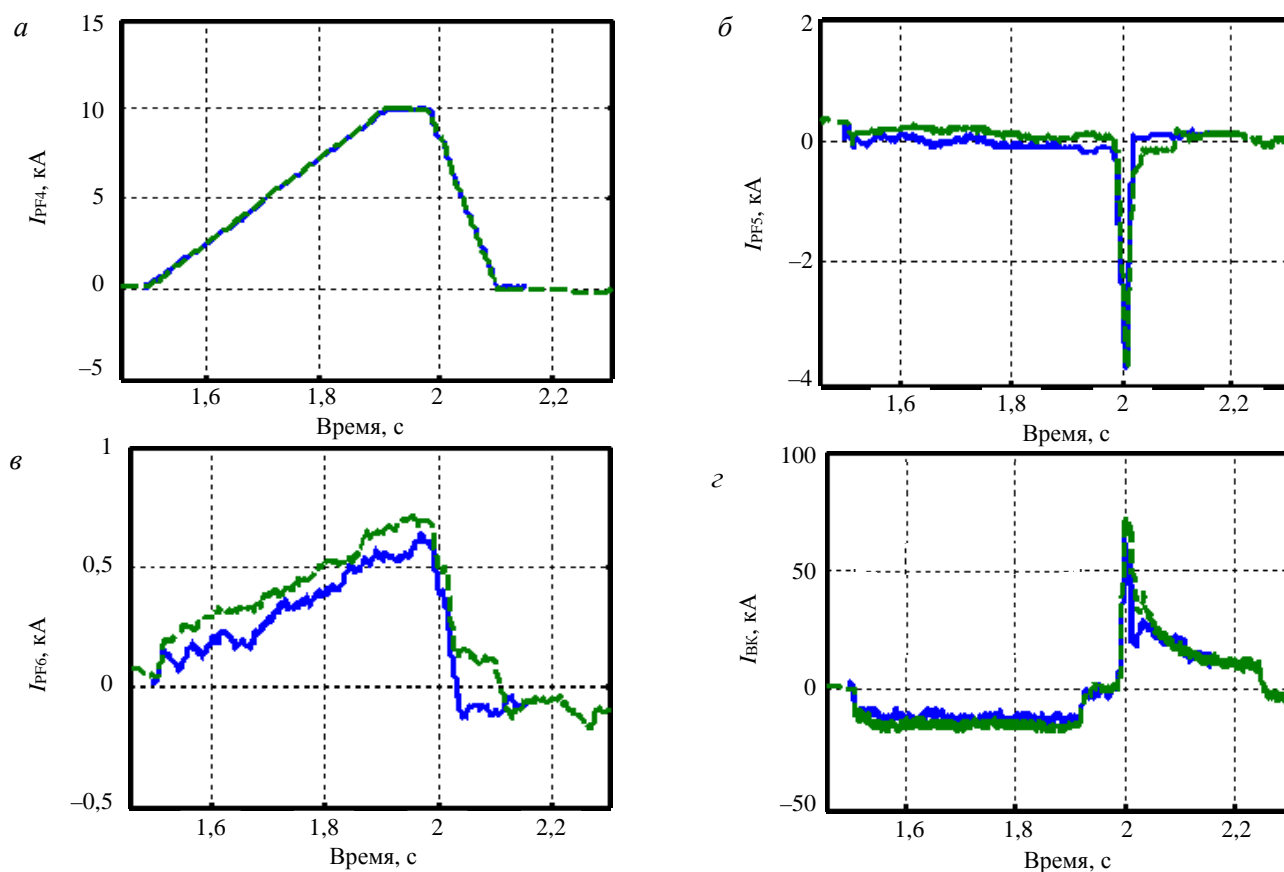


Рис. 7. Сценарные и экспериментальные токи в обмотках управления PF4 (*a*), PF5 (*б*), PF6 (*в*), ток в ВК (*г*) разряда 3627: — сценарий, - - - 3627

экспериментальным сигналам внутреннего и внешнего поясов Роговского показаны на рис. 8. Расчёты, проведённые восстановительным модулем кода ДИНА [4], показали, что в разряде 3627 ток плазмы достигал ~60 кА при длительности разряда ~40 мс. На рис. 9 показана реконструкция формы плазмы для

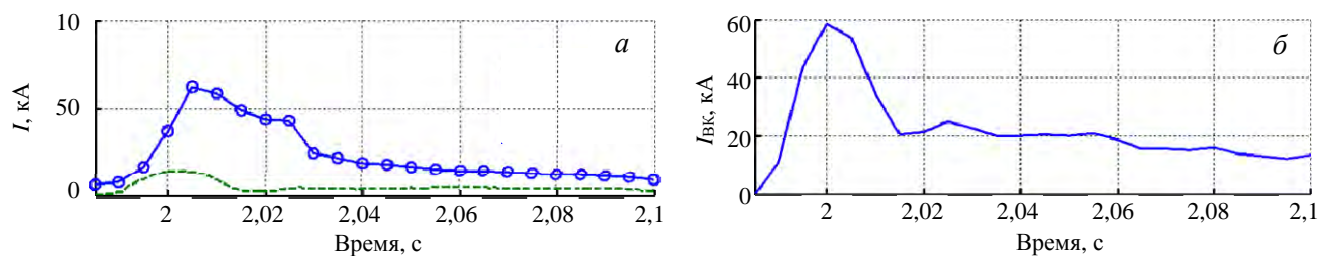


Рис. 8. Токи в плазме (○), диверторном устройстве (---) (*a*) и ток в вакуумной камере (*б*)

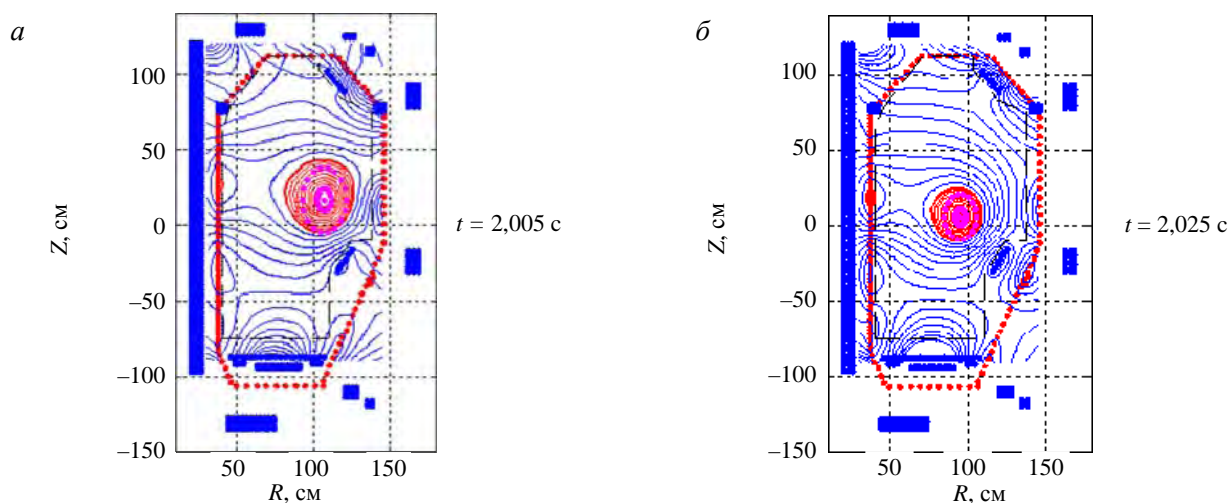


Рис. 9. Реконструкция формы плазменного шнура разряда 3627: *a* — $I_p = 62,5$ кА, $t = 2,005$ с; *б* — $I_p = 42,9$ кА, $t = 2,025$ с

разряда 3627 для двух моментов времени. Расчёты показывают, что на восстановление формы существенно влияют токи в элементах диверторного устройства, а в данных экспериментов отсутствует прямое измерение величины тока плазмы. Сравнение расчётных и экспериментальных данных показывает, что, несмотря на то, что ток плазмы достигает требуемой величины 60 кА, продолжительность самого плазменного разряда оказывается значительно меньше, составляя ~25—30 мс.

После проведения ряда технических мероприятий по улучшению состояния стенок вакуумной камеры удалось увеличить продолжительность разряда и поднять ток плазмы до 80—90 кА.

РЕКОНСТРУКЦИЯ ФОРМЫ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА 3669

Рекордные значения тока плазмы были получены в разряде 3669. На рис. 10 показана динамика тока в плазме, диверторном устройстве и вакуумной камере, на рис. 11 — последовательность конфигурации плазменного шнура в процессе развития разряда. Можно отметить, что форма плазмы указывает на наличие неустойчивости шнура по горизонтали.

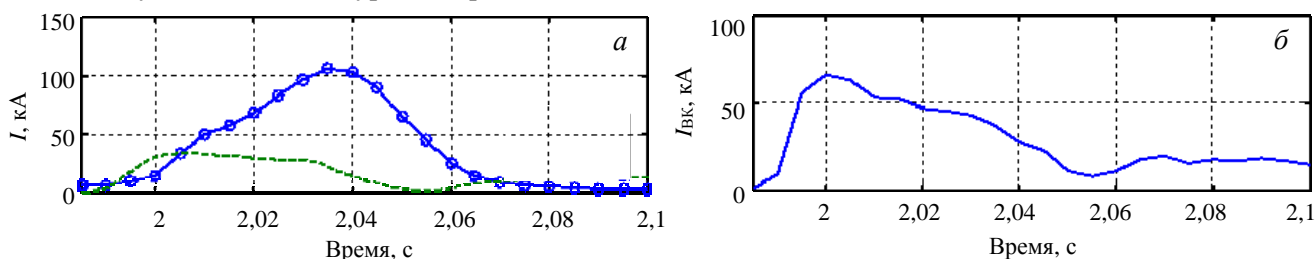


Рис. 10. Токи в плазме (○), диверторном устройстве (---) (а), в вакуумной камере (б)

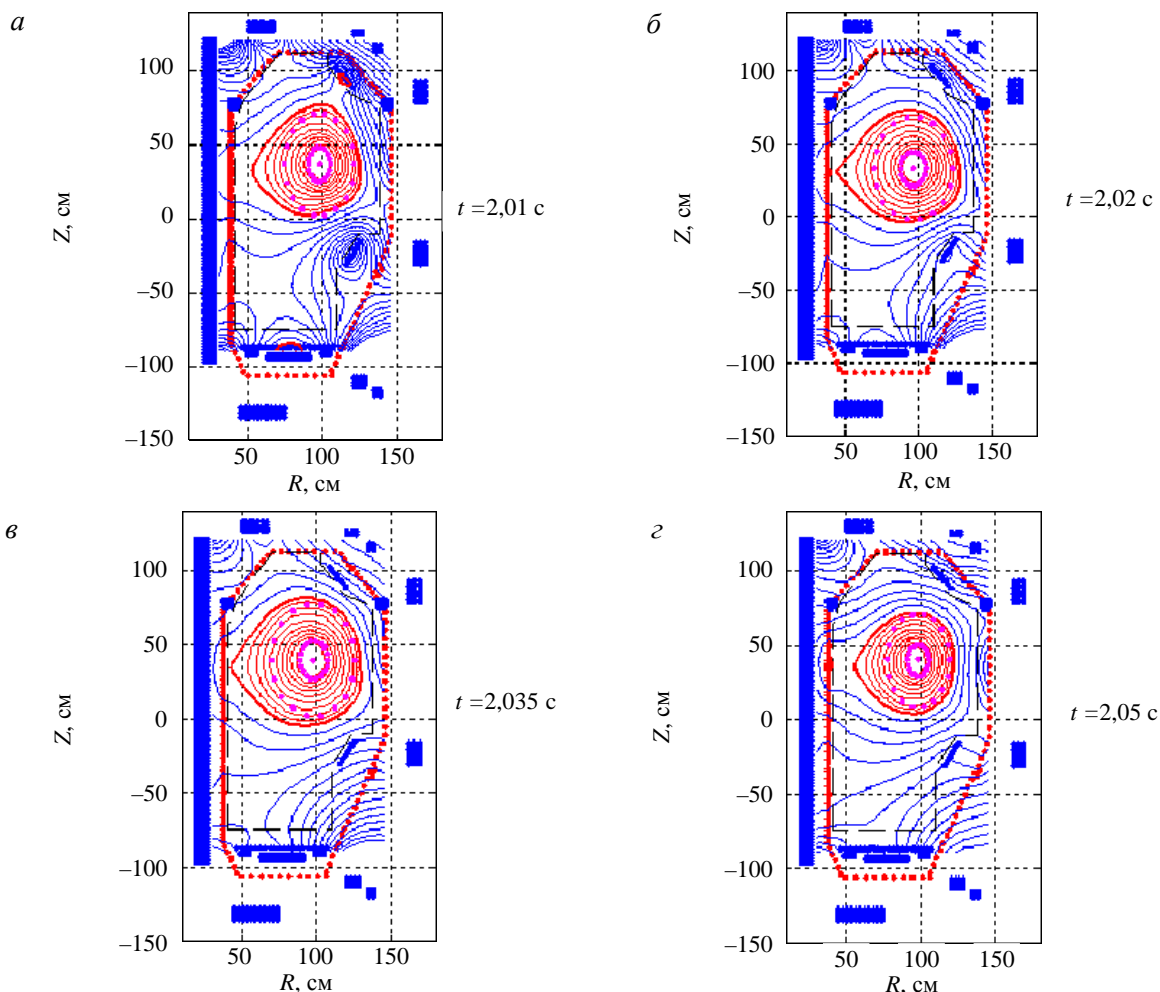


Рис. 11. Восстановленная конфигурация плазмы в процессе развития разряда 3669: а — $I_p = 49,3$ кА, $t = 2,01$ с; б — $I_p = 68,4$ кА, $t = 2,02$ с; в — $I_p = 106,2$ кА, $t = 2,035$ с; г — $I_p = 64,5$ кА, $t = 2,05$ с

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАЗРЯДА 3669

В режиме заданных токов в обмотках полоидального поля проведён расчёт развития сценария разряда 3669. Положение плазмы по вертикали фиксировано. Положение по горизонтали берётся из «восстановленных» данных разряда. На рис. 12 показана эволюция расчётного и экспериментального тока плазмы I_p , большого R_p и малого a радиусов плазмы и средней плотности электронов n_e . С целью снижения расчётного тока плазмы после 2,040 мс разряда была несколько увеличена средняя плотность основной плазмы до $1,2 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Предварительные оценки плотности в данном эксперименте дают примерно $(5-7)10^{18} \text{ м}^{-3}$. На рис. 13 показаны электронная T_e и ионная T_i температура плазмы, энергетическое вре-

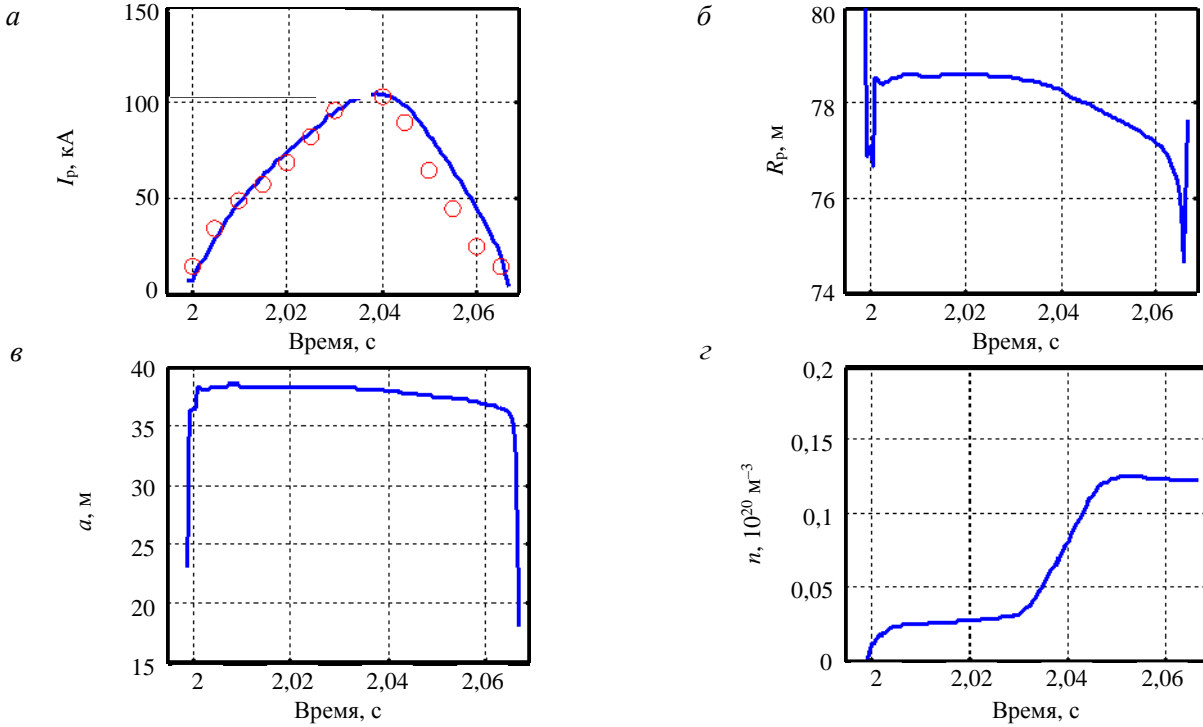


Рис. 12. Динамика тока плазмы I_p (— расчёт, \circ — эксперимент) (а), большого R_p (б) и малого радиусов (в) плазмы и средней плотности электронов (г)

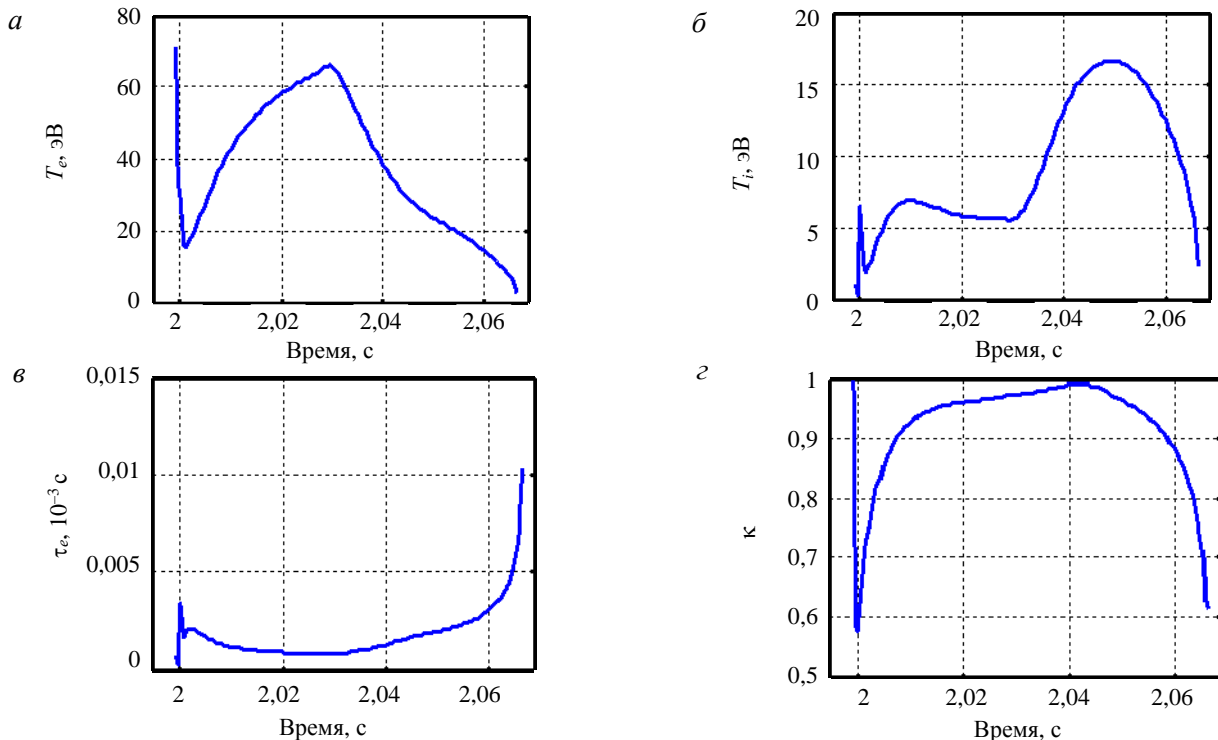


Рис. 13. Электронная T_e (а), ионная T_i (б) температура плазмы, энергетическое время жизни τ_e (в), вертикальная вытянутость шнура κ (г)

мя жизни τ_E и вертикальная вытянутость шнура k , на рис. 14 — конфигурация плазмы в начале стадии ввода тока плазмы и на момент достижения максимальной величины тока плазмы. Величина вытянутости плазмы сохраняется ниже единицы, что указывает на неустойчивость шнура по горизонтали.

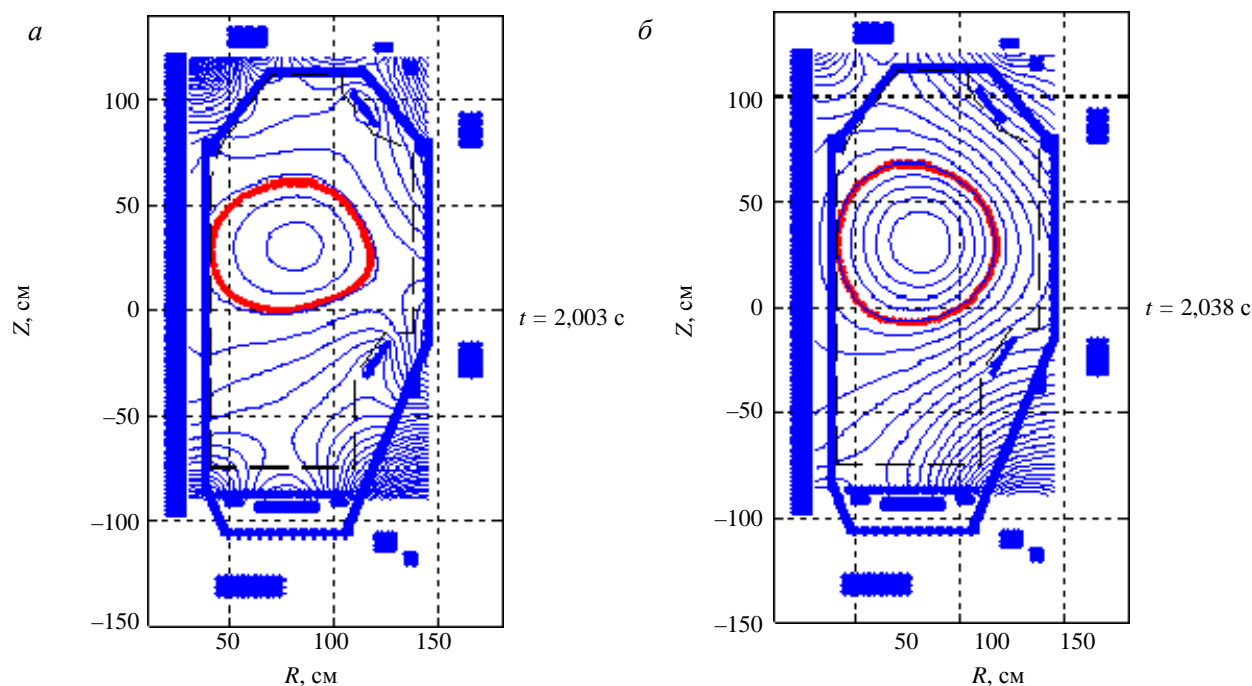


Рис. 14. Конфигурация плазмы в процессе развития разряда 3669: *a* — $I_p = 20,4$ кА, $t = 2,003$ с; *б* — $I_p = 104,7$ кА, $t = 2,038$ с

ВЫВОДЫ

В итоге проведения осенней сессии на установке КТМ в омическом режиме достигнуты величины тока плазмы ~ 60 — 100 кА с длительностью разряда более 60 мс при тороидальном поле 0,9 Тл. Для достижения более высоких параметров разряда на установке КТМ потребуется выполнить ряд мероприятий:

- провести калибровку ЭМС и ЭМД;
- обеспечить прямое измерение тока плазмы;
- разработать надёжные регуляторы токов в обмотках полоидального поля;
- разработать систему магнитного управления плазмой, для начала хотя бы на уровне управления положением плазмы по вертикали и горизонтали.

Необходимо улучшить процедуру работы с базой данных разрядов, согласовать с пользователями и создать удобный интерфейс для оперативного получения данных с сигналами ЭМД, обеспечить возможность удалённого доступа к базе данных разрядов.

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2019-1456 от 2 октября 2019 г., уникальный идентификатор соглашения RFMEFI61319X0089 в рамках международной программы Атом-СНГ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.** Studies of plasma equilibrium and transport in a tokamak. Fusion device with the Inverse-variable technique. — J. Comput. Physics, 1993, vol. 109, p. 193—201.
2. **Беляков В.А., Кавин А.А., Лепихов С.А., Минеев А.Б., Овсянников А.Д.** ТОКАМАК: начальная стадия разряда. Учебное пособие. — СПб. Издательство «Лань», 2014..
3. **Zhogolev V.E.** Impurity Radiation from Peripheral Plasma: Preprint IAE-5494/1. — М, 1992.
4. **Лукаш В.Э., Хайрутдинов Р.Р.** Модуль DINA-FIT (модуль библиотеки программ «Виртуальный токамак»). — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 3, с. 93.



Владимир Николаевич Докука, ведущий инженер, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
v.dokuka@mail.ru



Рустам Рашитович Хайрутдинов, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
khayrutd@mail.ru

Статья поступила в редакцию 17 марта 2020 г.

После доработки 24 марта 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 57—66.

УДК 621.039.633

ПОТОЧНОЕ ПРОИЗВОДСТВО КРИОГЕННЫХ ТОПЛИВНЫХ МИШЕНЕЙ ДЛЯ ЛАЗЕРНЫХ СИСТЕМ ИТС

И.В. Александрова, Е.Р. Корешева, Е.Л. Кошелев, Т.П. Тимашева

Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Работа с движущимися криогенными топливными мишенями (КТМ) открывает возможность для практической реализации поточных технологий в системах инерциального термоядерного синтеза (ИТС) для производства экологически чистого топлива и выработки электрической и тепловой энергии. В настоящей статье представлены результаты нового цикла исследований, полученные в области построения частотного модуля формирования (МФ) для КТМ с высоким энергетическим выходом. Цель работы — массовое производство КТМ, что представляет особый научный интерес для ИТС-сообщества. Принцип построения МФ основан на методе FST (free-standing target) — формирование твёрдого топливного слоя внутри движущихся бесподвесных оболочек, предложенном и развитом в Физическом институте им. П.Н. Лебедева (ФИАН). Данная технология легла в основу проекта построения в ФИАН специализированного модуля для дешёвого поточного производства КТМ и их частотной бесконтактной доставки в фокус мощных лазерных установок, работающих в импульсно-периодическом режиме.

Ключевые слова: инерциальный термоядерный синтез, бесподвесные мишени, FST-метод, поточное производство мишеней.

MASS MANUFACTURING OF CRYOGENIC FUEL TARGETS FOR LASER IFE SYSTEMS

I.V. Aleksandrova, E.R. Koresheva, E.L. Koshelev, T.P. Timasheva

P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Working with moving cryogenic targets opens up the possibility for the practical implementation of in-line technologies in the inertial fusion energy (IFE) systems for the production of environmentally safe fuels and the generation of electric and thermal energy. This paper presents the results of the advanced research cycle obtained in the field of constructing a repeatable layering module (LM) for cryogenic targets production of a reactor-scaled design. The work is intended for mass manufacturing of IFE targets that is of specific science interest for the high-power laser community. The principle of LM operation is based on the FST (free-standing target) layering method: formation of a solid fuel layer inside free-standing and line-moving targets, which was proposed and developed at the Lebedev Physical Institute (LPI). The practical realization of this innovative technology will be the development of a prototype of a specialized-in-line FST-LM of repeatable operation for the low-cost target production and their noncontact delivery at the focus of the reaction chamber of high repetition rate facilities.

Key words: inertial fusion energy, free-standing targets, FST-layering, in-line target production.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-67-79

ВВЕДЕНИЕ

В области развития термоядерной энергетики в ряде стран стартовали проекты [1], ориентированные на разработку научной, инженерной и технологической базы для построения пилотного модуля для непрерывного формирования криогенных топливных мишеней (КТМ) в системах ИТС. Это обусловлено тем, что мощные лазерные установки планируется использовать в экспериментах по сжатию КТМ с частотой повторения импульсов 1—10 Гц [2, 3] или даже более 10 Гц [3]. Поэтому фабрика КТМ, работающая в импульсно-периодическом режиме, является неотъемлемой частью проведения современных экспериментов по ИТС. Её задача заключается в массовом и дешёвом производстве топлива, необходимого для пополнения зоны термоядерного горения синхронно с приходом импульса лазерного излучения.

В настоящей статье представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, полученные в области построения модуля формирования (МФ) для массового производства КТМ реакторного класса. Принцип построения МФ основан на методе FST (free-standing target) — формирование твёрдого топливного слоя внутри движущихся бесподвесных оболочек (везде далее FST-МФ), предложенном и развитом в ФИАН [4, 5]. Практическим воплощением данной инновационной технологии станет начатая в ФИАН разработка прототипа специализированного FST-МФ для поточного производства КТМ и их частотной бесконтактной доставки в фокус мощных лазерных установок в системах ИТС.

ОСОБЕННОСТИ ТЕХНИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Особенности технического подхода, принятого при проектировании прототипа FST-MФ, определяются необходимостью реализации замкнутого цикла при производстве КТМ:

- первый этап — заполнение полимерных оболочек газообразным топливом;
- второй этап — формирование в движущихся оболочках криогенного топливного слоя (рис. 1);



Рис. 1. Модуль формирования (МФ) для поточного производства криогенных топливных мишеней по методу FST (FST-MФ): а — функциональная схема FST-MФ; б — основные элементы FST-MФ

— третий этап — бесконтактная доставка готовых КТМ в камеру взаимодействия с мощным лазерным излучением.

В рамках этой схемы принята работа с массивом незакреплённых движущихся КТМ, что является принципиальным условием, позволяющим осуществить непрерывное формирование и свободный транспорт КТМ в системах ИТС. Именно такой подход позволяет:

- обеспечить массовое производство КТМ с заданной частотой;
- минимизировать временные и пространственные масштабы каждой операции при подготовке КТМ к облучению, т.е. выполнить основные требования при проведении экспериментов по сжатию КТМ мощным лазером и обеспечить перспективы работы с положительным выходом термоядерной энергии.

Первый этап в производстве КТМ — это диффузионное заполнение полимерных оболочек газообразным топливом, представляющим собой дейтерий (D_2) или дейтерий-третиевую смесь ($D-T$). Моделирование процесса заполнения оболочек реакторного класса ($\varnothing \sim 4$ мм) до давления ~ 1100 атм. при 300 К в режиме с постоянным градиентом давления для различных материалов и конструкции оболочки представлено в работе [6], в которой рассматриваются простые и двухслойные оболочки из компактного и пористого полимера. Обсуждаются вопросы построения оптимальной схемы $D-T$ -заполнения, позволяющей избежать разрушения оболочки вследствие β -распада трития. В работах [7, 8] дано описание основных элементов установки заполнения, а также представлены результаты её работы для массива полимерных или стеклянных оболочек при их заполнении изотопами водорода до давления 1000 атм. при комнатной температуре. Особенности построения установки обеспечивают требуемые режимы работы, при которых время заполнения оболочек минимально, возможность их разрушения внешним и внутренним давлением исключена, а обратная утечка газа в процессе хранения или транспортировки оболочек между отдельными модулями установки отсутствует.

Третий этап — это создание системы бесконтактного позиционирования и транспорта КТМ, который представляет собой одну из важнейших задач в общей программе ИТС. Цель разработок — обеспечить сохранение качества топливного слоя при ускорении и инжекции КТМ в фокус мощной лазерной установки или реактора ИТС. Исследования, проводимые в ФИАН, включают два основных направления по созданию гибридных систем бесконтактной доставки КТМ, основанных на эффекте квантовой левитации высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в направляющей PMG (permanent magnet guideway) системе: гравитационный инжектор + PMG и электромагнитный (ЭМ) инжектор + PMG [9, 10]. В настоящее время в ФИАН завершено создание концепции гибридного ускорителя «ЭМ + PMG» и проведены контрольные эксперименты по разработке системы коррекции траектории сверхпроводящего носителя КТМ с электромагнитным запускающим импульсом. Концепция отличается от известных систем ускорения применением следующих элементов [10, 11]:

— сверхпроводящий сабот (носитель КТМ), который содержит в себе не только ускоряемый ВТСП-виток с током, но и ВТСП-пластины, обеспечивающие стабильную левитацию сабота;

— левитационная (бесконтактная) система ускорения, которая содержит в себе не только ускоряющую систему коротких соленоидов для генерации бегущей магнитной волны, но и магнитный рельс (как составная часть PMG) для обеспечения как левитации, так и стабилизации траектории ВТСП-сабота за счёт пиннинг-эффекта.

В настоящей работе нас будет интересовать второй этап замкнутого цикла при производстве КТМ, а именно разработка прототипа специализированного FST-МФ поточного типа для массового производства КТМ для лазерных термоядерных установок различного класса, т.е. работающих с различной частотой подачи лазерного импульса.

МОДУЛЬ FST-ФОРМИРОВАНИЯ ДЛЯ ПОТОЧНОГО ПРОИЗВОДСТВА

КТМ реакторного класса. В ФИАН создана уникальная система формирования КТМ, которая работает с движущимися бесподвесными оболочками, что позволяет осуществить реализацию замкнутого производственного цикла для массива КТМ. Работа системы продемонстрирована для полимерных оболочек диаметром $\varnothing = 0,8—1,8$ мм и криогенных слоёв толщиной до 100 мкм. Время формирования слоя τ_{form} менее 15 с, частота повторения при криогенной температуре $\nu = 0,1$ Гц [4, 5].

На основе FST-технологий спроектирован частотный FST-МФ для КТМ класса HiPER (High Power laser Energy Research, энергия лазера $E_L = 200$ кДж, $\nu > 1$ Гц) [8]. Базовая КТМ класса HiPER (Baseline Target-2, или BT-2) рассматривается в двух модификациях:

— BT-2 — сферическая полимерная (СН) оболочка ($\varnothing \sim 2$ мм, толщина стенки оболочки $\Delta R = 3$ мкм) с замороженным на её внутренней поверхности топливным слоем ($W = 211$ мкм);

— BT-2a — аналогичная тонкая оболочка ($\varnothing \sim 2$ мм, $\Delta R = 3$ мкм) с прилегающим слоем «полимерная пена + D—T» ($W_p = 70$ мкм), за которым идёт твёрдый слой из чистого D—T-топлива ($W = 120$ мкм). Время формирования для каждой КТМ класса HiPER дано в табл. 1 [4, 8].

Т а б л и ц а 1. Время FST-формирования КТМ различного дизайна

$E_L = 200$ кДж ($\nu \geq 1$ Гц)			$E_L = 1,3$ МДж		
BT-2, мкм	τ_{form}	BT-2a, мкм	τ_{form}	CHGT, мкм	τ_{form}
2R (2094)	$T_{\text{in}} = 37$ К; 13,8 с	2R (2046)	$T_{\text{in}} = 37$ К; 9,8 с	2R (3904)	$T_{\text{in}} = 37$ К; ~30 с
ΔR (3)		ΔR (3)		ΔR (1)	
W (211)		W (120)		W (190)	
W_p (—)		W_p (70)		W_p (261)	

Примечание. T_{in} — температура входа КТМ в КФ.

В данной статье нас будут интересовать КТМ реакторного класса, т.е. КТМ с высоким энергетическим выходом. КТМ класса HiPER рассматриваются здесь в сравнительных целях, что важно при обсуждении изменений, которые необходимо учесть при проектировании модуля FST-формирования для КТМ реакторного класса. Один из вариантов классической реакторной КТМ с высоким коэффициентом

усиления по энергии k обсуждается в работе [12] (в зарубежной литературе Classical High Gain Target, or CHGT). Это КТМ прямого сжатия, причём величина $k = 127$ для KrF-лазера с $E_L = 1,3$ МДж и $k = 155$ для KrF-лазера с $E_L = 3,1$ МДж. Для $k = 127$ КТМ имеет следующие параметры: тонкая СН-оболочка ($\varnothing \sim 4$ мм, $\Delta R = 1$ мкм) с прилегающим слоем «полимерная пена + D—Т» ($W_p = 261$ мкм), за которым идёт твёрдый слой из чистого D—Т-топлива ($W = 190$ мкм). СН-оболочка покрыта верхним защитным слоем (300 мкм) из материала с высоким Z (например, золотом), чтобы противостоять тепловой нагрузке на КТМ в реакторной камере. Время формирования КТМ класса CHGT указано в табл. 1.

Функционирование FST-МФ поточного типа осуществляется по единому принципу для КТМ различного дизайна. Далее мы рассмотрим некоторые из наиболее важных вопросов, связанных с практическим осуществлением работы FST-МФ в частотном режиме. Рис. 1, *a* иллюстрирует работу модуля FST-формирования и взаимное расположение основных функциональных узлов. На рис. 1, *б* показаны основные элементы FST-МФ.

Цикл формирования КТМ в FST-МФ реализуется следующим образом. Находящиеся в мишенном контейнере (МК) оболочки с жидким (или газообразным) топливом инжектируются в канал формирования (КФ), который представляет собой специальную вставку в криостат в виде вакуумированной металлической спиральной трубки с охлаждаемыми стенками. В КФ оболочки с топливом движутся в быстрой последовательности, одна за другой, что обеспечивает частотную инжекцию готовых КТМ в тестовую камеру (ТК). Два физических принципа положены в основу метода FST: динамическая симметризация жидкого слоя, обусловленная свободным вращением КТМ при её движении в КФ; вымораживание топлива на внутренней поверхности оболочки за счёт контактной теплопроводности между движущейся оболочкой и холодной стенкой КФ. При этом реализуются высокие скорости охлаждения (1—50 К/с) и малое время формирования твёрдого слоя, что позволяет получить разупорядоченные структуры с большой плотностью дефектов, т.е. изотропную среду, или так называемые ультрадисперсные слои с мелкозернистой или нанокристаллической структурой. Таким образом, метод FST позволяет охладить и симметризовать топливо в скоростном режиме внутри движущейся КТМ. Особо подчеркнём, что метод FST органически сочетается со схемой применения бесподвешенной движущейся оболочки, что является необходимым условием при создании реакторных технологий. Общий вид установки с FST-МФ (*a*) и набор спиральных КФ (*б*), выполненных в различной конфигурации, показаны на рис. 2. Чтобы оптимизировать процесс FST-формирования, необходимо иметь данные о величине времени τ_{form} для различных материалов

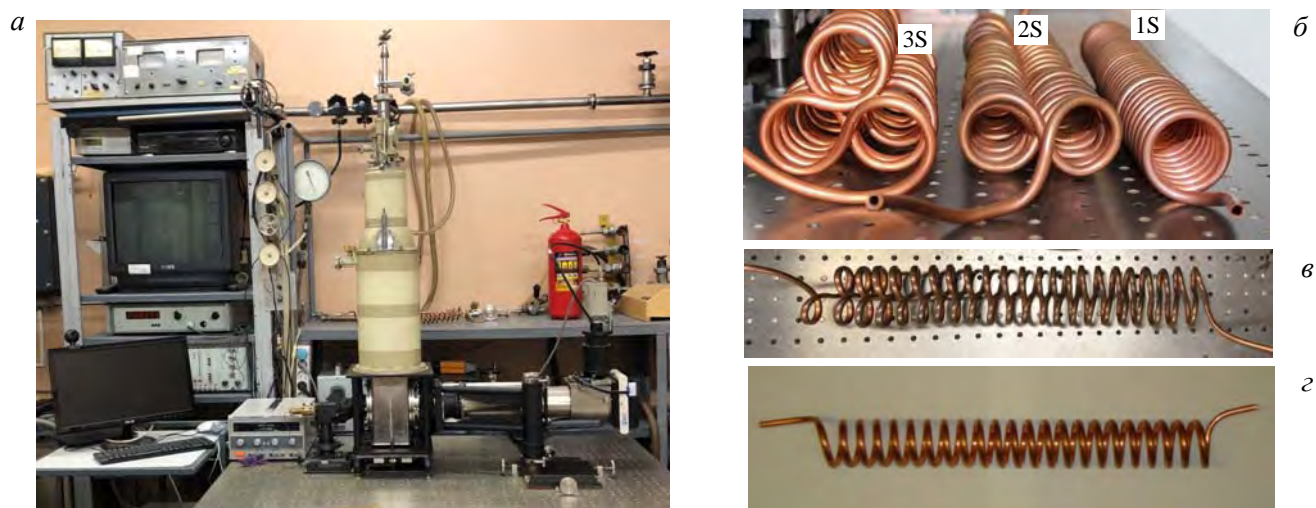


Рис. 2. Общий вид установки с FST-МФ (*a*) и набор спиральных КФ, выполненных в различной конфигурации: *б* — в виде классической цилиндрической спирали (спираль может быть одиночной (1S), двойной (2S) или даже тройной (3S)); *в* — канал с переменным шагом спирали в сравнении с одиночной равномерной спиралью (*z*)

и геометрии КТМ. Кроме того, важны данные о величине допустимых вариаций начальной температуры T_{in} на входе КТМ в КФ (если таковые наличествуют), так как именно эта величина напрямую определяет время динамической симметризации топливного слоя. Ещё один важный момент. При движении КТМ в КФ должен быть реализован именно режим качения (без какого-либо проскальзывания) с тем, чтобы

обеспечить требуемый уровень симметризации слоя, а также сохранить качество внешней оболочки КТМ. Результат оптимизации считается достигнутым, если выполнено соотношение времён, а именно геометрия КФ должна быть такова, чтобы время качения оболочки τ_{rot} (время пребывания в КФ) было больше, нежели время формирования топливного слоя τ_{form} . Для проведения экспериментов разрабатываются КФ различного дизайна:

- цилиндрические (широкие и узкие при вертикальной или наклонной геометрии эксперимента);
- спиральные (причём спираль может быть одиночной (1S, двойной (2S) или тройной (3S));
- комбинированные (могут состоять из нескольких спиралей, для каждой из которых существует свой набор параметров).

Проведённые исследования показали, что КТМ (например, класса HiPER), для которых величина $\tau_{\text{form}} < 15$ с (см. табл. 1), могут быть сформированы с использованием КФ в виде одиночной спирали (см. рис. 1, б (4), 1S-КФ с цилиндром намотки). В противном случае необходимо переходить к КФ в виде двойной или даже тройной спирали (см. рис. 2, б), а также к комбинированным КФ с переменным шагом спирали (см. рис. 2, в). Варианты намотки спиралей для различных КФ показаны на рис. 1, б (6). Отметим, что сопряжение одной спирали с другой для комбинированных КФ должно выполняться с помощью переходных кривых, например, спирали Корню.

Так как для КТМ реакторного класса $\tau_{\text{form}} > 15$ с (см. табл. 1), то наша задача заключается в том, чтобы определить тип КФ и его параметры для КТМ класса CHGT. Мы начнём рассмотрение с простого 1S-КФ, геометрия которого представляет собой одиночную спираль со следующими рабочими параметрами (рис. 3, а, б): угол захода спирали α , общая длина спирали L_0 , её шаг h , высота H_0 и диаметр $D = 2R_0$. На рис. 3, в показан 1S-КФ в экспериментальной сборке.

Уравнения движения КТМ. В общем случае движение КТМ реализуется в следующих трёх модах:

- КТМ скользит по поверхности КФ (присутствует только скольжение без вращения);
- КТМ катится с проскальзыванием;
- КТМ катится вдоль поверхности КФ без проскальзывания: режим чистого качения.

Для определения условий, отвечающих за реализацию того или иного режима движения КТМ, рассмотрим спиральный КФ радиусом R_0 (см. рис. 3, а, б). В каждой точке спирали касательная имеет постоянный наклон к горизонтальной плоскости под углом α (угол захода спирали). Пусть сферическая КТМ радиусом R и массой m движется по такому каналу со скоростью V . При этом возникает сопротивление движению в виде трения качения. Пара $T, F_{\text{тр}}$ стремится привести КТМ в движение, пара P, N препятствует движению. Момент пары P, N называется моментом сопротивления качению. Причина появления трения качения заключается в следующем. Под действием силы тяжести оболочка, находящаяся на поверхности стенки КФ, деформируется. Вследствие этого она опирается не на одну точку, как в случае абсолютно твёрдых тел, а на площадку бóльших или меньших размеров — так называемое пятно контакта (область ac на рис. 3, б). Это приводит к тому, что приложение сил реакции опоры будет находиться в некоторой точке этой площадки (точка ϵ на рис. 3, б). Другими словами, когда оболочка начинает катиться, точка ϵ смещается немного вперёд от вертикали, проходящей через центр тяжести тела. Таким образом, реакция стенки КФ на оболочку с топливом состоит из нормальной реакции опоры N (данная сила будет направлена вдоль координатной оси Y), касательной реакции опоры $F_{\text{тр}}$ (сила трения направлена вдоль координатной оси X) и пары трения качения P, N с моментом сопротивления качению. От-

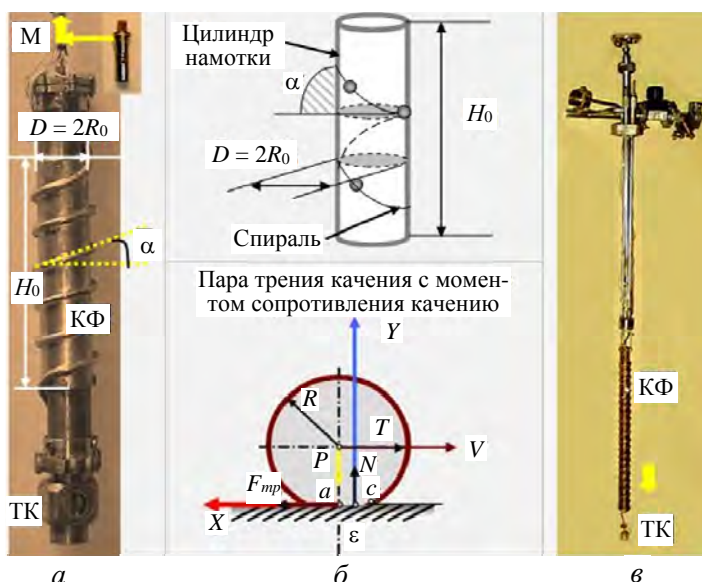


Рис. 3. Параметры КФ, используемые в расчётах: а — экспериментальный КФ; б — модельное изображение КФ (сверху) и схема (снизу) возникновения сопротивления при качении мишени вдоль КФ; в — вставка в криостат в сборке с КФ для проведения экспериментов по методу FST

метим, что серьёзной проблемой при реализации условия качения является выбор материалов и определение коэффициента трения качения. Эта величина зависит от материалов оболочки и стенки КФ, а также физического состояния их поверхностей: чем поверхности твёрже и чем выше класс чистоты обработки (например, поверхности шлифованы), тем он будет меньше. Строго говоря, коэффициент трения качения должен зависеть ещё от радиусов кривизны поверхностей в точке касания, а также от удельной нагрузки, приходящейся на единицу поверхности соприкосновения. Поэтому на практике коэффициент трения качения определяется экспериментально. Он изменяется в весьма широких пределах — от 0,0005 см до величины, превышающей 1 см (например, в высших кинематических парах). Подчёркнём, что условие на качение оболочки без проскальзывания определяется соотношением действующих сил и зависит от параметров задачи, которые эти силы определяют, в первую очередь, от коэффициентов трения качения и трения скольжения.

Итак, пусть оболочка с топливом движется вдоль КФ (см. рис. 3, а, б). Её движение определяется следующей системой уравнений [13]:

— уравнение движения центра тяжести КТМ

$$\frac{dV}{dt} = g \sin \alpha - \frac{F_{\text{тр}}}{m}; \quad (1)$$

— уравнение её вращения относительно оси, проходящей через центр тяжести КТМ:

$$\frac{J}{R} \frac{d\omega}{dt} = F_{\text{тр}} - k_r N, \quad (2)$$

где J и ω — момент инерции и угловая скорость вращения КТМ; k_r — коэффициент трения качения; g — ускорение свободного падения. К этой системе необходимо добавить уравнение кинематической связи ($V = \omega R$), которое получается из условия, что КТМ скатывается без проскальзывания, т.е. скорость точки ϵ равна нулю (см. рис. 3, б). Используя полученные выражения, запишем силу трения в виде

$$F_{\text{тр}} = \frac{J}{R^2} \frac{dV}{dt} + k_r N. \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) для силы $F_{\text{тр}}$ в (1), получим уравнение движения КТМ вдоль КФ

$$(1 + \zeta) \frac{dV}{dt} = g \sin \alpha - \frac{k_r N}{m}, \quad \zeta = \frac{J}{mR^2}. \quad (4)$$

Условие на качение без проскальзывания определяется известным соотношением

$$F_{\text{тр}} \leq F_{\text{max}}, \quad F_{\text{max}} = k_s N. \quad (5)$$

Коэффициент трения скольжения k_s считается заданным, силу реакции опоры N со стороны стенки КФ запишем в виде

$$N = m \cos \alpha \sqrt{g^2 + \frac{V^4 \cos^2 \alpha}{R_0^2}}, \quad (6)$$

где второе слагаемое под корнем представляет собой квадрат центростремительной силы. Теперь, используя выражение (3) для силы трения, а также соотношение (5), запишем условие на движение КТМ без проскальзывания

$$\zeta \frac{dV}{dt} \geq \frac{(k_s - k_r) N}{m}. \quad (7)$$

Сделав соответствующие подстановки из (4), окончательно получим

$$\zeta g \sin \alpha \leq [(1 + \zeta)k_s - k_r] N/m. \quad (8)$$

Для практических целей, используя выражение (6), удобно перейти в (8) на ограничение по скорости движения КТМ:

$$V \geq V_0 = \frac{\sqrt[4]{(\eta^2 \operatorname{tg}^2 \alpha - 1) R_0^2 g^2 \cos^2 \alpha}}{\cos \alpha}, \quad \eta = \frac{\zeta}{(1 + \zeta)k_s - k_r}. \quad (9)$$

По умолчанию при вычислении V_0 (пороговое значение скорости при смене режима качения) предполагается, что подкоренное выражение в (9) неотрицательно. Тогда если скорость движения КТМ меньше критического значения V_0 , то она скользит по стенке КФ, так как нарушено условие (5) для силы трения, определяемой выражением (3). В противном случае (подкоренное выражение в (9) отрицательно, т.е. не существует порогового значения скорости) оболочка начинает катиться с первого же момента движения ($V_0 = 0$). Именно это условие необходимо реализовать при движении КТМ любого класса вдоль КФ, что диктуется принципиальными ограничениями при построении FST-МФ. Акцентируем основные положения:

— необходимо исключить скольжение оболочки по поверхности КФ, чтобы добиться требуемой симметризации слоя, а также сохранить качество внешней поверхности оболочки КТМ;

— необходимо обеспечить такие углы захода спирали, чтобы реализовать требуемое время пребывания КТМ в КФ, или, другими словами, время качения КТМ должно быть достаточным для вымораживания твёрдого слоя топлива на внутренней поверхности полимерной оболочки. Таким образом, если в режиме качения выполнено соотношение времён, а именно

$$\tau_{\text{form}} \leq \tau_{\text{rol}}, \tag{10}$$

то результат оптимизации считается достигнутым. Учитывая сказанное, при переходе к угловым характеристикам КФ ограничение (9) можно сформулировать в следующем виде: чтобы оболочка катилась без проскальзывания, необходимо выполнить условие на ограничение угла захода спирали сверху

$$\text{tg}\alpha \leq \text{tg}\alpha_{\text{max}} = \frac{(1+\zeta)k_s - k_r}{\zeta}. \tag{11}$$

Отметим, что качение с ускорением продолжается до тех пор, пока правая часть дифференциального уравнения (4) положительна. После того, как достигается равенство нулю правой части (4), оболочка катится с постоянной скоростью

$$V_{\text{max}} = \frac{\sqrt[4]{(\text{tg}^2\alpha / k_r^2 - 1)R_0^2 g^2 \cos^2\alpha}}{\cos\alpha}. \tag{12}$$

Выражение (12) позволяет определить минимальный угол, с которого оболочка начнёт катиться вдоль КФ. Подкоренное выражение в (12) должно быть неотрицательно, что позволяет получить ограничение снизу на угол захода спирали при конструировании КФ:

$$\text{tg}\alpha_{\text{min}} = k_r. \tag{13}$$

Учитывая полученные результаты (формулы (11) и (13)), запишем рабочий диапазон углов качения $\Delta\alpha$, который будет определяться двойным неравенством

$$k_r = \text{tg}\alpha_{\text{min}} < \text{tg}\alpha < \text{tg}\alpha_{\text{max}} = \frac{(1+\zeta)k_s - k_r}{\zeta}, \tag{14}$$

$$\alpha_{\text{min}} \approx \alpha_{\text{max}} \quad \text{при} \quad k_r \approx k_s.$$

Для величины ζ справедливо двойное неравенство $2/5 \leq \zeta < 2/3$ [13]. Левая часть станет равенством, если вся масса КТМ равномерно распределена по её объёму. Правая часть отвечает тому случаю, когда масса КТМ сосредоточена в её оболочке.

Для диапазона углов (14) оболочка с топливом движется по КФ в режиме качения с ускорением. Предельное значение угла захода спирали α_{max} при изменении коэффициента трения скольжения показано на рис. 4. Используя уравнение (4), время качения можно записать в виде

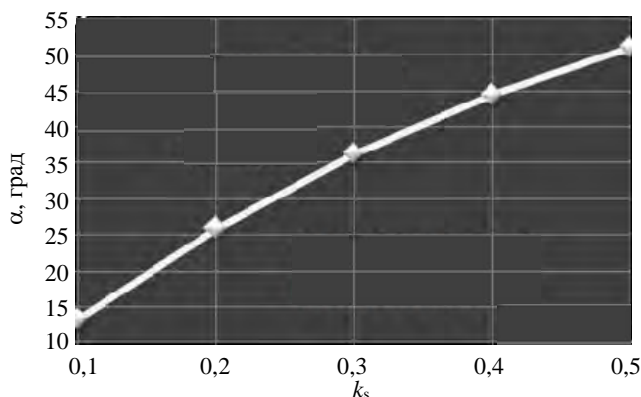


Рис. 4. Предельное значение угла захода спирали α_{max} при изменении коэффициента трения скольжения

$$\tau_{\text{rot}} = (1 + \zeta) \int_{V_i}^{V_f} \frac{dV}{g \sin \alpha - k_r \sqrt{g^2 \cos^2 \alpha + V^4 \cos^4 \alpha / R_0^2}}, \quad (15)$$

где V_i — начальная скорость КТМ при входе в КФ, величина которой определяется условием проведения экспериментов. Величину V_f (конечная скорость КТМ на выходе из КФ) можно найти, решая уравнение

$$L = (1 + \zeta) \int_{V_i}^{V_f} \frac{V dV}{g \sin \alpha - k_r \sqrt{g^2 \cos^2 \alpha + V^4 \cos^4 \alpha / R_0^2}}, \quad (16)$$

где L — полная длина спирали.

Выбор материалов при моделировании КФ. Ранее уже отмечалось, что к основным параметрам задачи относятся, прежде всего, коэффициенты трения скольжения и качения. По этой причине мы начнём с анализа данных по коэффициентам трения. Условно принято называть материалы с коэффициентами трения скольжения более 0,2 фрикционными, а менее 0,2 — материалами с низким трением, или антифрикционными. Хотя исследования по моделированию фрикционного поведения продолжаются, лабораторные эксперименты остаются единственным практическим методом, доступным для точной идентификации коэффициентов трения для произвольных пар материалов. Однако даже в лабораторных условиях точное и повторяемое измерение коэффициента трения остаётся сложной задачей из-за зависимости коэффициентов трения от материалов, находящихся в контакте, скорости скольжения, контактного давления, окружающей среды, чистоты, нормальной величины нагрузки, топографии поверхности и многих других факторов. Поскольку моделирование фрикционного поведения при качении представляет собой особо сложную задачу, а измерения значений для коэффициента трения качения из различных источников не всегда согласованы, то единственный оптимальный вариант — это проведение сравнительного анализа для различных условий качения, т.е. в широком диапазоне изменения коэффициентов трения скольжения и трения качения.

Характерные данные по трению скольжения [14, 15] для некоторых пар материалов представлены в табл. 2 и 3.

Т а б л и ц а 2. Антифрикционные полимерные материалы (полимер/сталь)

Полимер	Коэффициент трения	Полимер	Коэффициент трения
ПА	0,10—0,20	ПК	0,3
ПТФЭ	0,10—0,15	ПП	0,3—0,4
ПЭ	0,10—0,15	ЭС	0,15—0,25
ПФ	0,15—0,20	ФФС	0,15—0,25

Примечание. Приняты следующие обозначения: полиамид (ПА), политетрафторэтилен (ПТФЭ), полиэтилен (ПЭ), полиформальдегид (ПФ), поликарбонат (ПК), полипропилен (ПП), эпоксидная смола (ЭС), фенолформальдегидная смола (ФФС).

Т а б л и ц а 3. Фрикционные полимерные материалы

Пары материалов	Коэффициент трения
Плексиглас—плексиглас	0,8
Плексиглас—сталь	0,4—0,5
Полистирол—полистирол	0,5
Полистирол—сталь	0,3—0,35

В наших расчётах эти значения будут являться некоей реперной точкой при определении вариаций в величине коэффициента трения качения. В случаях полимеров с низким коэффициентом трения скольжения сила сопротивления качению намного меньше, чем сила, связанная со скольжением. Типичные значения коэффициента трения качения как минимум в 5—10 раз меньше, чем в случае скольжения. На рис. 4 и 5 представлены результаты, относящиеся к таким полимерам, причём коэффициент трения ка-

чения является параметром задачи (предельное значение модели $k_t \sim k_s$). Если угол спирали лежит вне зоны «чистое качение», то движение оболочки начинается со скольжения и углы $\alpha > 5,7^\circ$ (см. рис. 5) должны быть исключены из рассмотрения при проектировании FST-МФ. Эти результаты были использованы при разработке КФ для КТМ класса HiPER ($\varnothing \sim 2$ мм), для которого угол захода спирали составил $\alpha \sim 5^\circ$ [8].

Для КТМ реакторного класса ($\varnothing \sim 4$ мм) величина угла захода спирали в КФ должна быть больше (больше и величина k_s (14)), чтобы обеспечить требуемые скорости вращения оболочки для достижения необходимого уровня симметризации слоя. На рис. 6 представлен рабочий диапазон углов для фрикционных полимеров ($k_s = 0,3$) при вариации коэффициента трения качения. На основании полученных результатов были выбраны два значения угла α : $11,5^\circ$ и $16,7^\circ$ (соответственно в ~ 2 и 3 раза больше, чем для КТМ класса HiPER). Кроме того, поскольку время формирования для КТМ реакторного класса CHGT превышает время формирования КТМ класса HiPER (в зависимости от их дизайна) от 2 до 3 раз (см. табл. 1), были изготовлены прототипы КФ в виде двойной и тройной спиралей.

Расчёт времени качения КТМ в КФ. Это время будет зависеть от полной длины спирали (одиночной, двойной или тройной):

$$\int_0^{\tau_{\text{rot}}} V(t) dt = L = H_0 / \sin \alpha. \tag{17}$$

Чтобы оптимизировать процесс FST-формирования для КТМ класса CHGT, необходимо иметь более точные данные (по сравнению с табл. 1) по времени формирования слоя для различного вида топлива ($D_2/D-T$) с учётом вариации начальной температуры T_{in} при подаче КТМ на вход КФ. Детальный расчёт всей процедуры формирования выполнен в работе [11]. Для создания численного кода был предложен подход, основанный на решении краевой задачи Стефана [16, 17], описывающей изменение фазового состояния топливного вещества внутри оболочки (газ, жидкость, твёрдое тело), при котором положение границы раздела фаз изменяется со временем. Полученные результаты:

— $T_{\text{in}} = T_s \sim 35$ К: $\tau_{\text{form}} = 22,45$ с для D_2 -топлива и $\tau_{\text{form}} = 28,52$ с для $D-T$ -топлива;

— $T_{\text{in}} = T_d \sim 28$ К: $\tau_{\text{form}} = 12,05$ с для D_2 -топлива и $\tau_{\text{form}} = 14,25$ с для $D-T$ -топлива,

где T_s — температура начала разделения топлива на жидкий и газообразный компоненты; T_d — температура сброса давления в МК, при которой избыточное топливо удаляется из МК (см. рис. 1, а). Отметим, что в зависимости от прочности оболочки T_d может составлять величину $\sim T_s$.

Для проведения экспериментов по определению времени качения τ_{rot} и последующего сравнения его величины с расчётными значениями τ_{rot} и τ_{form} были изготовлены и испытаны несколько макетов КФ в форме цилиндрической спирали с вертикальной осью симметрии и с числом спиралей $n = 2, 3$. Макеты изготовлены из калиброванных цельнотянутых бесшовных трубок круглого сечения из отожжённой меди, в том числе:

— из меди марки ASTM B280 C12200, степень очистки 99,97%; параметры трубок: внешний диаметр 1/4" (6,35 мм), толщина стенки 0,03" (0,76 мм);

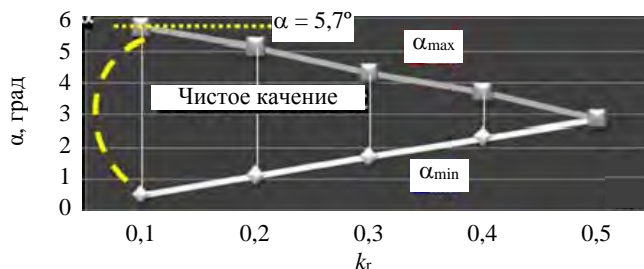


Рис. 5. Полимеры с низким коэффициентом трения скольжения ($k_s = 0,05$): рабочее поле углов захода спирали при изменении коэффициента трения качения

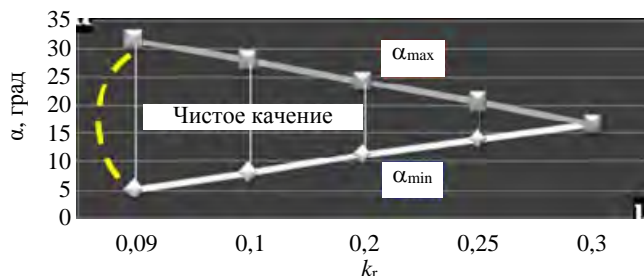


Рис. 6. Фрикционные полимерные материалы ($k_s = 0,3$): рабочее поле углов захода спирали при изменении коэффициента трения качения

— из меди марки М2к (ГОСТ 859-2001), степень очистки 99,93%; параметры трубок: внешний диаметр 4 мм, толщина стенки 0,5 мм и внешний диаметр 5 мм, толщина стенки 1 мм (трубки изготовлены по спецзаказу).

Для экспериментов были отобраны следующие суррогатные мишени: стальные шарики диаметром 2 мм и весом 30 мг и 10 оболочек из полистирола производства ФИАН. Измерение диаметра оболочек осуществлялось на микроскопе типа ИМЦЛ-100х50А (Приборостроительный завод, Новосибирск, Россия), точность измерения $\pm 0,2$ мкм. Измерение веса оболочек осуществлялось с помощью аналитических лабораторных весов типа МХА 2/1-SensorDisplay (фирма Radwag, Польша), точность измерения $\pm 0,1$ мкг.

КФ в виде двойной спирали (2S-КФ). Его параметры: базовый дизайн (дизайн № 1 = спираль 1 + спираль 2), угол захода каждой спирали $\alpha = 11,5^\circ$, радиус каждой спирали $R_0 = 21$ мм, высота каждой спирали $H_0 = 450$ мм, длина каждой спирали $L_0 = 2,261$ м, общая длина двух спиралей $L = 4,52$ м, среднее время качения $\tau_{\text{rol}} = 23,46$ с (табл. 4)

Т а б л и ц а 4. Измерение времени качения

№ проброса	τ_{rol} , с	
	Стальной шарик	СН-оболочка
1	17,50	23,56
2	17,58	22,88
3	17,75	23,76
4	17,57	23,68
5	17,65	23,43
Σ	88,05	117,31
Среднее	17,61	23,46

Время качения является численным решением системы нелинейных уравнений (15)—(17). Результаты расчётов представлены на рис. 7 и 8. Диаграмма движения СН-оболочки вдоль КФ (скорость оболочки в зависимости от времени) показана на рис. 7. Хорошо видно, что через ~ 17 с после начала движения её скорость достигает максимума $V_{\text{max}} = 0,2$ м/с и больше уже не меняется со временем. Зависимость пути $S(t)$ для СН-оболочки показана на рис. 8. Его максимальное значение должно быть равно общей длине двух спиралей $S_{\text{max}} = L = 4,52$ м. Согласно расчётам через 23,49 с после начала движения оболочка пройдёт путь, равный 4,5 м, следовательно, расчётные данные по времени качения соответствуют результатам эксперимента, представленным в табл. 4 для КФ в виде двойной спирали с углом захода $\alpha = 11,5^\circ$.

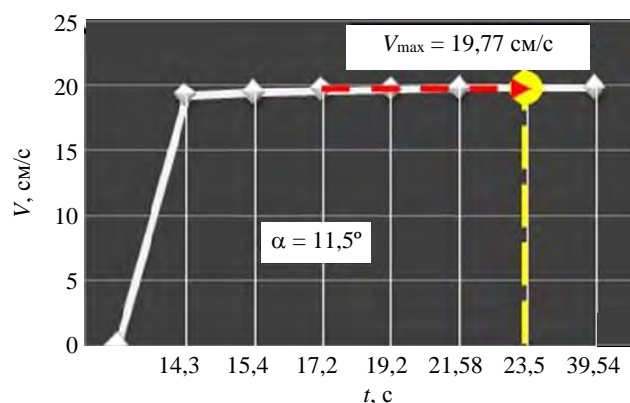


Рис. 7. Диаграмма движения оболочки по двуспиральному КФ с углом захода $\alpha = 11,5^\circ$: скорость как функция времени

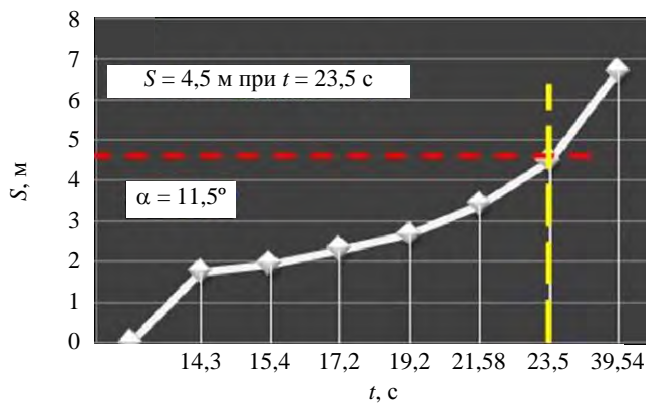


Рис. 8. Диаграмма движения оболочки по 2S-КФ с углом захода $\alpha = 11,5^\circ$: путь как функция времени

Теперь сравним это время ($\tau_{\text{rol}} = 23,49$ с) с величиной времени формирования КТМ класса СНГТ для двух значений температуры T_{in} :

- $T_{\text{in}} \sim T_s = 35$ К — как для D_2 -, так и для D—Т-топлива параметры КФ позволяют выполнить критерий (10) и сформировать реакторную КТМ методом FST;
- $T_{\text{in}} \sim T_d = 28$ К — для D_2 -топлива критерий (10) выполнен;
- $T_{\text{in}} \sim T_d = 28$ К — для D—Т-топлива критерий (10) нарушен ($\tau_{\text{form}} = 28,5$ с и $\tau_{\text{rol}} = 23,49$ с).

Тем не менее двойная спираль может использоваться в КФ и в третьем случае, поскольку если угол спирали слегка изменяется вдоль её длины, то можно соответственно уменьшить или увеличить

скорость качения, а значит и время качения. Кроме того, спираль 2 можно продлить (в нашем случае на ~1,7 м), как показано на рис. 9, чтобы критерий (10) был выполнен с запасом. Таким образом, наши расчёты показывают, что КТМ реакторного класса могут быть сформированы методом FST с использованием КФ в виде двойной спирали.

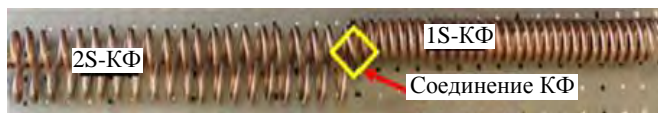


Рис. 9. 2S-КФ с дополнительной рабочей спиралью для увеличения времени качения

КФ в виде тройной спирали (3S-КФ). Технические характеристики:

— базовый дизайн (дизайн № 1 = спираль 1 + спираль 2 + спираль 3): $\alpha = 16,7^\circ$, $R_0 = 21$ мм, $H_0 = 88$ см, $L_0 = 3,066$ м, $L = 9,187$ м;

— дополнительный дизайн (дизайн № 2 = спираль 1 + спираль 2 + спираль 3 + спираль 4). Спираль 4: $\alpha_4 = 3^\circ$, $R_4 = 21$ мм, $H_4 = 10,8$ см, $L_4 = 2,7$ м, общая длина двух спиралей (спираль 3 + спираль 4) $L_{3,4} = 5,136$ м. Другими словами, этот КФ в виде тройной спирали разработан в специальной конфигурации с дополнительной короткой спиралью 4 (комбинированный КФ).

Время качения рассчитаем, как и прежде, решая уравнения (15)—(17). Результаты расчётов представлены на рис. 10, на котором хорошо видно, что через ~5 с после начала движения скорость достигает максимума $V_{\max} = 0,3$ м/с и больше не меняется со временем, как и в случае двойной спирали. Это соответствует длине пути $S = 0,7$ м. После этого движение оболочки вдоль спирали осуществляется с постоянной скоростью 0,3 м/с. Поскольку общая длина тройной спирали составляет $L = 9,187$ м, то время этого движения $\tau_{\text{rol}}^* = (9,187 - 0,7)/0,3 = 28,29$ с. Тогда полное время качения составит величину $\tau_{\text{rol}} = (28,29 + 5) \text{ с} = 33,29$ с, что превышает время формирования $\tau_{\text{form}} = 28,5$ с как для D_2 -, так и для D—Т-топлива. Это означает, что КТМ реакторного класса могут быть сформированы методом FST с использованием КФ в виде тройной спирали.

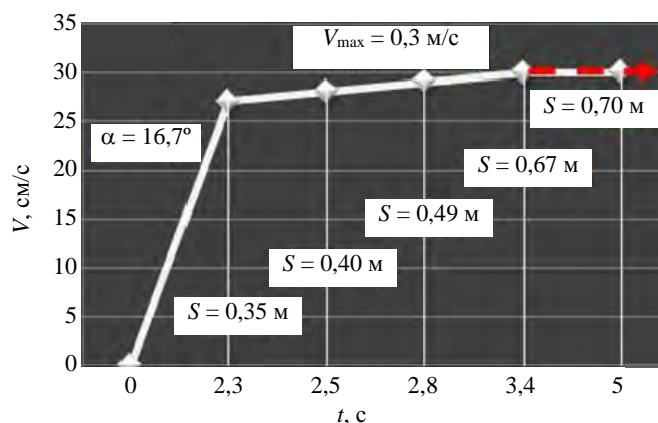


Рис. 10. Диаграмма движения оболочки по 3S-КФ с углом захода $\alpha = 16,7^\circ$: скорость оболочки в зависимости от времени (соответствующая длина пути указана для каждой ординаты отдельно)

Отметим, что тройная спираль также может иметь дополнительную, так что две спирали «спираль 3 + спираль 4», собранные в последовательности одна за другой, образуют комбинированный КФ. В этом случае роль дополнительной спирали состоит в том, чтобы затормозить движение КТМ и практически обнулить скорость на выходе из FST-МФ, если это необходимо по условиям эксперимента. Например, если скорость $V_{\max} = 0,3$ м/с является критичной с точки зрения прочности оболочки и требуется избежать разрушения КТМ при её инжекции в ТК. Расчёты показывают, что при параметрах спирали 4, указанных в дизайне № 2, это займёт не более 1,5 с для величины угла захода $\alpha = 3^\circ$.

Для удобства сравнения полученные результаты исследования обобщены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Сравнительные данные FST-формирования для дизайна СНГТ

D ₂ -топливо			
Расчёт			Эксперимент
T _{in} , К	τ _{form} , с	τ _{rol} , с	τ _{rol} , с
35,0	22,45	23,49 (простой КФ)	23,46
27,5	12,05		
D—Т-топливо			
Расчёт			Эксперимент
T _{in} , К	τ _{form} , с	τ _{rol} , с	τ _{rol} , с
37,5	28,52	33,29 (простой КФ)	~35
28,0	14,25	34,79 (комбинированный КФ)	

Примечание. τ_{2rol} и τ_{3rol} — время качения для двойной и тройной спирали соответственно, методологически экспериментальное значение τ_{3rol} определялось аналогично τ_{2rol} (см. табл. 4).

Таким образом, результаты, полученные в ходе математического и экспериментального моделирования, находятся в хорошем согласии друг с другом, что позволяет определить требуемые параметры КФ, при которых критерий (10) будет выполнен для КТМ реакторного класса. Это открывает широкие возможности для формирования топливного слоя в движущихся оболочках, а значит, создаёт новое направление в производстве КТМ, основанное на поточном (или, другими словами, «конвейерном») способе их производства для обеспечения работы реактора на основе управляемого ИТС.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время быстрыми темпами развиваются те области исследований, которые связаны с разработкой специализированного модуля формирования для частотного и дешёвого производства топлива в системах управляемого термоядерного синтеза с инерциальным удержанием плазмы. В настоящей статье представлены результаты экспериментального и теоретического цикла исследований, полученные в области построения такого модуля (FST-МФ) для КТМ реакторного класса. Показано, что перспективным путём решения проблемы массового производства реакторных КТМ является реализация технологий на основе метода FST, дальнейшее развитие которых осуществляется в ФИАН в рамках программы по созданию модульного варианта фабрики КТМ для лазерных установок различного класса.

Работа выполнена в рамках проекта МАГАТЭ № 20344, а также в рамках ГЗ ФИАН по теме № 2 «Физические основы лазерных, фотонных и оптоэлектронных технологий и взаимодействие лазерного излучения с веществом для решения задач навигации, УТС, информатики и биомедицины».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александрова И.В., Корешева Е.Р., Крохин О.Н., Осипов И.Е. Криогенное водородное топливо для управляемого инерциального термоядерного синтеза. Обзор мировых результатов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 1, с. 57.
2. Prencipe I., Fuchs J., Pascarelli S., Schumacher D.W., Stephens R.B., Alexander N.B., Briggs R., Büscher M., Cernaianu M.O., Choukourov A., De Marco M., Erbe A., Fassbender J., Fiquet G., Fitzsimmons P., Gheorghiu C., Hund J., Huang L.G., Harmand M., Hartley N.J., Irman A., Kluge T., Konopkova Z., Kraft S., Kraus D., Leca V., Margarone D., Metzkes J., Nagai K., Nazarov W., Lutoslawski P., Papp D., Passoni M., Pelka A., Perin J.P., Schulz J., Smid M., Spindloe C., Steinke S., Torchio R., Vass C., Wiste T., Zaffino R., Zeil K., Tschentscher T., Schramm U., Cowan T.E. Targets for high repetition rate laser facilities: needs, challenges and perspectives. — High Power Laser Science and Engineering, 2017, vol. 5, p. e17.
3. Mori Y., Nishimura Y., Ishii K., Hanayama R., Kitagawa Y., Sekine T., Takeuchi Y., Satoh N., Kurita T., Kato Y., Kurita N., Kawashima T., Komeda O., Hioki T., Motohiro T., Sunahara A., Sentoku Y., Miura E., Iwamoto A., Sakagami H. 1-Hz bead-pellet injection system for fusion reaction engaged by a laser HAMA using ultra-intense counter beams. — Fusion Science and Technology, 2019, vol. 75, p. 36.
4. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R. Review on high repetition rate and mass production of the cryogenic targets for laser IFE. — High Power Laser Science and Engineering, 2017, vol. 5, p. e11.
5. Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Koshelev E.L., Osipov I.E. Pilot target supply system based on the FST technologies: main building blocks, layout algorithms and results of the testing experiments. — Plasma and Fusion Research, 2013, vol. 8, № 2, p. 3404052.
6. Александрова И.В., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л. Криогенные мишени прямого сжатия с высоким энергетическим выходом: диффузионное заполнение топливом. — Краткие сообщения по физике, 2017, № 12, с. 19.
7. Александрова И.В., Белолипецкий А.А., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Осипов И.Е., Сафронов А.И., Тимашева Т.П., Щербakov В.И. Оптимизация процесса заполнения массива двухслойных полимерных оболочек газообразным D₂- или D-топливом до давлений 1000 атм.: математическое моделирование и подготовка эксперимента. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 4, с. 22.
8. Aleksandrova I.V., Belolipetskiy A.A., Kalabuhov V.A., Koresheva E.R., Koshelev E.L., Kutergin A.I., Nikitenko A.I., Osipov I.E., Panina L.V., Safronov A.I., Timasheva T.P., Timofeev I.D., Usachev G.S., Chtcherbakov V.I., Tolley M., Edwards C., Spindloe C. FST-technologies for high rep-rate production of HiPER-scale cryogenic targets. — In: Proc. of SPIE, 2011, vol. 8080, p. 80802M
9. Корешева Е.Р., Александрова И.В., Акунец А.А., Безотосный П.И., Блохин И.С., Гаврилкин С.Ю., Иваненко О.М., Кошелев Е.Л., Мицен К.В., Панина Л.В. Способ доставки криогенных топливных мишеней для лазерного термоядерного синтеза. Патент РФ № 2635660, 15 ноября 2017 г.
10. Aleksandrova I.V., Koshelev E.L., Nikitenko A.I., Timasheva T.P., Koresheva E.R. Magnetic acceleration of the levitating sabot made from Type-II superconductors. — J. Russian Laser Research, 2018, vol. 39(2), p. 140.

11. **Aleksandrova I.V., Koresheva E.R.** Advanced fuel layering in line-moving, high-gain direct-drive cryogenic targets. — High Power Laser Science and Engineering, 2019, vol. 7, p. e38.
12. **Bodner S.E., Colombant D.G., Schmitt A.J., Klapisch M.** High gain target design for laser fusion. — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7(6), p. 2298.
13. **Арнольд В.И.** Математические методы классической механики. — URSS, Изд. 6, 2017. 416 с.
14. **Бартенев Г.М., Лаврентьев В.В.** Трение и износ полимеров. — Ленинград: Химия, 1972. 240 с.
15. **Крыжановский В.К., Бурлов В.В., Панيماتченко А.Д., Крыжановская Ю.В.** Технические свойства полимерных материалов. Справочник. 2-е изд., дополненное. — СПб: Изд-во «ПРОФЕССИЯ», 2007. 280 с.
16. **Тихонов А.Н., Самарский А.А.** Уравнения математической физики. — М.: Изд-во Московского университета, 1999.
17. **Самарский А.А., Михайлов А.П.** Математическое моделирование. Идеи. Методы. Примеры. — М.: Физматлит, 2001.



Ирина Владимировна Александрова, к.ф.-м.н., награждена знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», участник российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования и бесконтактной доставки криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Елена Ростиславовна Корешева, д.ф.-м.н., профессор, награждена знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», руководитель российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования и бесконтактной доставки криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Евгений Леонидович Кошелев, научный сотрудник, участник российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия



Татьяна Петровна Тимашева, к.ф.-м.н., награждена знаком «Ветеран атомной энергетики и промышленности», участник российских и международных проектов, включая проекты РФФИ и МАГАТЭ по проблемам формирования криогенных топливных мишеней для ИТС; Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 Москва, Ленинский пр. 53, Россия

Статья поступила в редакцию 18 февраля 2020 г.

После доработки 20 марта 2020 г.

Принята к публикации 15 мая 2020 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 67—79.

УДК 533.9.08

МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ДИНАМИКОЙ ФОКУСИРОВКИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ НА ГЕНЕРАТОРЕ РЭП

О.С. Белозеров, С.А. Данько, С.С. Ананьев

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Ионная имплантация в поверхность твёрдых материалов применяется для изменения атомного состава и структуры поверхности обрабатываемого материала, тем самым изменяя его свойства. Одним из способов получения импульсного пучка ионов мегаэлектрон-вольтных энергий является использование электрического поля виртуального катода, создаваемого пучком релятивистских электронов при его взаимодействии с фольгой-анодом. Это электрическое поле ускоряет ионы до энергий, в несколько раз превышающих напряжение генератора импульсов, умноженное на ионный заряд. При исследовании ускоренных ионов было обнаружено последовательное ускорение нескольких ступок ионов в одном пуске, вследствие чего оказалось недостаточно интегрального по времени изображения с камеры-обскуры оказалось недостаточно для корректного измерения площади фокусировки электронного пучка и плотности электронного тока на анодной фольге. По этой причине была разработана новая диагностика, представленная щелевой развёрткой на основе световой электронно-оптической камеры K008 с временным разрешением ≈ 5 нс и пространственным разрешением $\approx 0,2$ мм. Измерение с помощью новой диагностики оказывается более корректным, и плотность тока в 2 раза больше по сравнению с интегральными по времени измерениями.

Ключевые слова: релятивистский электронный пучок, генерация ионов, амбиполярное поле, времяпролётный спектрометр, щелевая развёртка, плотность электрического тока.

A TECHNIQUE FOR OBSERVING THE DYNAMICS OF ELECTRON BEAM FOCUSING IN THE EXPERIMENT ON IONS ACCELERATION IN A REB GENERATOR

O.S. Belozеров, S.A. Dan'ko, S.S. Ananyev

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Ion implantation into the surface layer of solid materials is used to change the atomic composition and surface structure of the processed material, thereby modifying of its properties. A way to obtain a pulsed ion beam of MeV's energy is to use the electric field of a virtual cathode created by a relativistic electron beam at its interaction with the anode foil. This electric field accelerates ions up to energies several times higher than the voltage of the pulse generator, multiplied by the charge of ions. Studying of accelerated ions, the consequent acceleration of several ion bunches was detected in a single run, so the time-integrated image from the pinhole camera was not enough for correct measuring the focus area of the electron beam and current density on the anode foil. Under this reason, a new diagnostic was developed, which was based on the light streak-camera K008, with the time resolution of ≈ 5 ns and the spatial resolution of ≈ 0.2 mm. The current density obtained by this new diagnostic is more correct estimation. It is twice as much as in the time-integrated measurements.

Key words: relativistic electron beam, ion generation, ambipolar field, time-of-flight spectrometer, streak-camera, electric current density.

DOI: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-80-86

ВВЕДЕНИЕ

В импульсных генераторах релятивистских электронных пучков (РЭП), воздействующих на прозрачную для них нагрузку, существует явление ускорения ионов под действием возникающего амбиполярного поля [1, 2]. Ионы ускоряются в направлении виртуального катода, создаваемого прошедшими сквозь фольгу-анод релятивистскими электронами. В этом режиме амбиполярного ускорения энергия ионов может в несколько раз превышать приложенное напряжение импульсного генератора, умноженное на ионный заряд. Такой способ ускорения позволяет получить энергию ионов, достаточную для проникновения в твёрдое тело на несколько микрон, что, например, увеличивает износостойкость режущего инструмента [3]. Технология амбиполярного ускорения может иметь существенное преимущество перед традиционными методами, такими как циклические ускорители заряженных частиц, за счёт невысокой стоимости оборудования и его эксплуатации. В рамках исследований по ускорению ионов была разработана новая диагностика, представленная щелевой развёрткой, которая позволила измерять плотность тока электронов на анодной фольге не только интегрально, но и с временным разрешением.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема эксперимента по амбиполярному ускорению ионов в вакуумном диоде импульсного генератора РЭП представлена на рис. 1. Она аналогична предыдущим схемам экспериментов, подробно описанных в работе [4]. Одной из основных задач экспериментов было измерение параметров сгустков ионов в зависимости от плотности тока РЭП на анодной фольге. Электронный пучок генерировался в высоковольтном диоде 1—2, в котором анодом 2 обычно служила прозрачная для релятивистских электронов десятимикронная алюминиевая фольга. Ионный пучок (показан пунктирными стрелками и символом i на рис. 1) генерировался в направлении движения электронов и попадал преимущественно в осевую пролётную камеру, а также в наклоненные к оси под углами 18° — $22,5^\circ$ патрубки 4 с диагностической аппаратурой. Максимальная длина патрубков и осевой камеры составляли 182 см. Вакуумная камера откачивалась до остаточного давления $P < 10^{-4}$ торр. Осевое пространство было занято времяпролётным спектрометром с четырьмя вакуумными рентгеновскими диодами (ВРД), снабжёнными разными фильтрами.

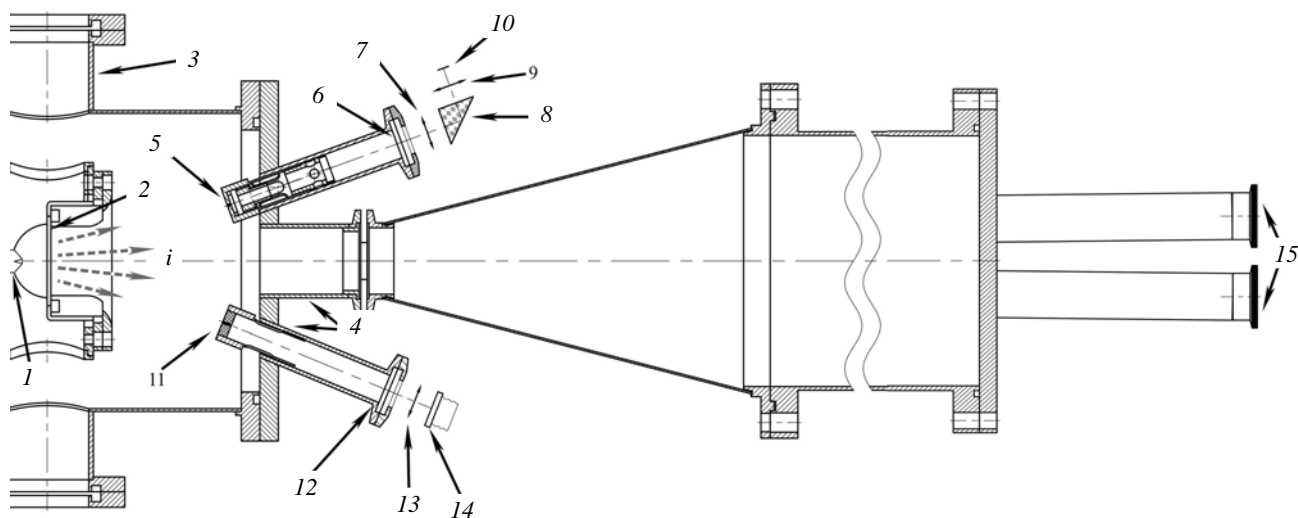


Рис. 1. Схема вакуумной камеры генератора «Катран» с диодным узлом: 1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — боковые диагностические окна; 4 — патрубки, направленные на фокусное пятно электронного пучка; 5 — обскура; 6, 12 — сцинтилляторы; 7, 9, 13 — объективы; 8 — поворотная призма; 10 — CMOS-матрица фотоаппарата; 11 — первая щель; 14 — торец световода с регулярным расположением волокон; 15 — вакуумные рентгеновские диоды

Измерения ионных потоков в эксперименте проводились с помощью следующих основных диагностических методик. Энергия отдельных ионов определялась времяпролётной методикой по измерению скорости их движения на известной базе. В качестве датчиков использовался ВРД с металлическими (никелевыми) фотокатодами. Катоды ВРД чувствительны не только к вакуумному ультрафиолетовому и мягкому рентгеновскому излучению, но и к попадающим на них быстрым электронам и ионам, которые вызывают вторичную электронную эмиссию. В части экспериментов для отсечки мягкого рентгеновского излучения в интервале $h\nu < 4$ кэВ и низкоэнергичных ионов перед ВРД устанавливались фильтры из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм или лавсановой плёнки толщиной от 2 до 10 мкм, для предотвращения попадания релятивистских электронов использовались постоянные магниты.

Фотографирование камерой-обскурой позволяет измерить усреднённую по времени площадь анодной фольги, на которую воздействует электронный пучок, и плотность тока электронов на ней по измеренному шунтом току. Это измерение проводилось в тормозном рентгеновском излучении электронов. Светимость объекта в мягком тормозном рентгеновском излучении пропорциональна плотности РЭП в данной точке анодной фольги. Изображение объекта на сцинтилляторе 6, сделанное камерой-обскурой в квантах энергией $h\nu > 4$ кэВ, переносится на CMOS-матрицу фотоаппарата 10 с помощью оптической системы из двух объективов 7, 9 и поворотной стеклянной призмы 8. Осуществлённая схема регистрации рентгеновского изображения на цифровом фотоаппарате имеет преимущество оперативного получения информации по сравнению с регистрацией на рентгеновскую фотоплёнку. Подробное описание этих используемых диагностик приведено в работе [5].

При исследовании ускоренных ионов было обнаружено последовательное ускорение нескольких сгустков ионов в одном пуске. Фотоаппарат, регистрирующий свечение сцинтиллятора, даёт интегральное изображение РЭП на анодной фольге, чего недостаточно для наблюдения за динамикой фокусиров-

ки электронного пучка и измерения его плотности в короткие интервалы времени, соответствующие ускорению ионов. В связи с этим для определения зависимости параметров ускорения ионов от плотности электронного тока во времени была создана методика на основе хронографической электронно-оптической камеры К008 [6]. Общая схема регистрации представлена на рис. 2.

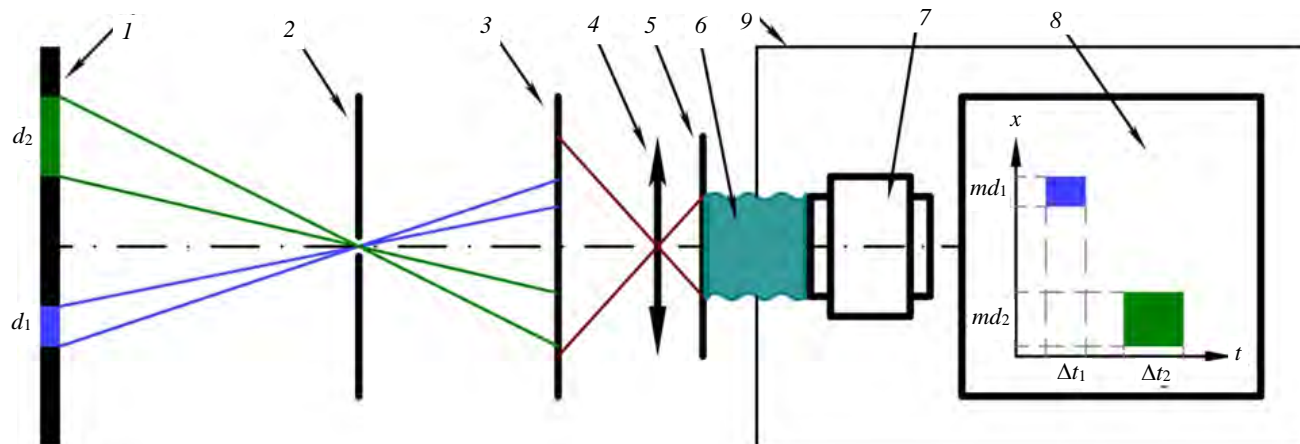


Рис. 2. Схема регистрации движущегося фокусного пятна с помощью щелевой электронно-оптической камеры с двумя щелями, расположенными во взаимно перпендикулярных направлениях: 1 — анодная фольга, на которой скачкообразно во времени (Δt_1 — Δt_2) и пространстве (d_1 — d_2) фокусируется РЭП; 2, 5 — взаимно перпендикулярные щели; 3 — пластиковый сцинтиллятор; 4 — объектив; 6 — световод с регулярным расположением волокон (на выходном торце оптический контакт со световолоконной шайбой К008); 7 — электронно-оптическая камера К008; 8 — щелевая развёртка на мониторе (m — масштабный коэффициент); 9 — экранированный ящик

Для описания принципа действия рассмотрим условную ситуацию, в которой круглое фокусное пятно скачкообразно перемещается по анодной фольге 1 из положения d_1 в интервал времени Δt_1 в положение d_2 в интервал времени Δt_2 . Щель 2 строит в мягких рентгеновских лучах из круглого пятна прямоугольное изображение на тонком $\delta \approx 0,2$ мм пластмассовом сцинтилляторе 3, который преобразует рентгеновское изображение в световое. При этом в рентгеновском диапазоне пространственное разрешение детектора будет определяться как шириной щели и геометрией схемы, так и толщиной сцинтиллятора. Вклад последнего фактора составит $\Delta_{det} \approx \delta \sin \beta \approx 0,02$ мм, где β — максимальный угол падения рентгеновских лучей на сцинтиллятор. Перед сцинтиллятором располагается тонкая алюминиевая фольга толщиной 10 мкм, которая пропускает рентгеновское излучение, но не пропускает свет. Объектив 4 переносит полученное изображение со сцинтиллятора на торец световода 6 с регулярным расположением волокон. Перед входным световодом устанавливается скрещенная под прямым углом с первой щелью 2 вторая щель 5. Она выбирает для временной развёртки на К008 поперечный срез в центральной части светового изображения, обеспечивающий максимальный обзор анодной фольги. С противоположного конца световода, имеющего оптический контакт с входной световолоконной шайбой К008, изображение переносится на фотокатод 7. Первая щель 2 имеет ширину 0,1 мм и сделана в танталовом диске толщиной 5 мм. Вторая щель 5 шириной 0,1 мм, изготовленная из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм, вместе с привязанной к размеру экрана на К008 продолжительностью временной развёртки определяет временное разрешение схемы регистрации. Пространственное разрешение в эксперименте $\approx 0,2$ мм, временное разрешение на развёртке 300 нс/см ≈ 5 нс. Временное разрешение сцинтиллятора (полистирол с р-терфенилом и РОРОР) составляет ≈ 2 нс.

На рис. 3 показана схема регистрирующей системы с горизонтально расположенной щелью 2, по которой можно рассчитать поле зрения. Удаление щели от анода составляет 117,5 мм и от сцинтиллятора,

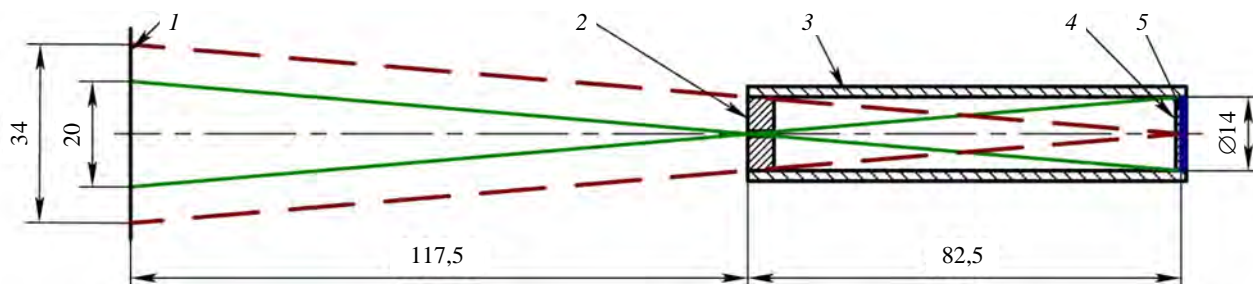


Рис. 3. Обзор регистрирующей схемы: 1 — анодная фольга; 2 — щель; 3 — патрубок; 4 — алюминиевая фольга; 5 — сцинтиллятор; траектория лучей (— —) относится к горизонтальному сечению канала регистрации

на котором строится изображение, 82,5 мм. Высота щели, равная 14 мм, ограничивает поле зрения объекта b по условной горизонтали, которое составляет $b = 14(82,5 + 117,5)/82,5 = 34$ мм. Обзор по вертикали $14 \cdot 17,5/82,5 = 20$ мм.

Изображение с экрана камеры 7 (см. рис. 2) считывается с помощью цифровой телевизионной приставки и передаётся на персональный компьютер. Ввиду того, что электронно-оптическая камера 7 подвержена воздействию электромагнитных полей и наводок, возникающих при работе генератора РЭП, она имела только один гальванический контакт с окружением по запускающему кабелю и была помещена вместе с компьютером в экранированный ящик 9, снабжённый блоком бесперебойного питания [7].

Полученное изображение позволяет определить долю электрического тока РЭП, попадающего в фокусное пятно в любой момент времени. К сожалению, с помощью этой методики можно измерить пятно только в одном направлении — поперёк танталовой щели. Размер вдоль этой щели оценивается по изображению, получаемому камерой-обскурой интегрально по времени.

Для выработки алгоритма оценки плотности тока предполагается, что область S , экспонируемая РЭП, светит равномерно, кроме одного прямоугольного пятна $a_1 \times a_{\perp}$, которое тоже светится равномерно, но ярче, что обусловлено фокусировкой части РЭП в данном месте. Найдём соотношение между этими двумя светимостями по измеряемой освещённости изображения.

Максимальный обзор по горизонтали (см. рис. 3) ограничивается геометрическими размерами канала щелевой развёртки и составляет $b = 34$ мм. Обычно электронный пучок экспонирует меньшую, чем указанная, ширину, и за b принимается размер, взятый из изображения объекта через обскуру (обзор обскуры составляет круг диаметром 40 мм). Освещённость изображения B_1 , включающего в себя фокусное пятно, будет равна

$$B_1 = G[(b - a_1)I_2 + a_1I_1],$$

где G — геометрический коэффициент с размерностью см^{-1} ; I_1 и I_2 — светимость фокусного пятна и остальной площади соответственно. Освещённость соседнего участка изображения, не включающего в себя фокусное пятно, равна $B_2 = GbI_2$. Поскольку $B_1 = kB_2$, где k — измеряемая величина, то

$$I_1 = [b/a_1(k - 1) + 1]I_2. \quad (1)$$

Эта оценка светимости I_1 есть оценка снизу, так как вклад РЭП в анодную фольгу неоднороден и обычно спадает на периферии.

В каждый момент времени на щелевой развёртке представлено распределение по выбранной координате полного свечения обозреваемой области. Интегрируя освещённость изображения по этой координате, получается полное свечение анодной фольги и, согласно декларируемой пропорциональности тока и свечения фольги в мягком рентгеновском излучении, полный ток РЭП. Части тока Δ в фокусном пятне соответствует часть этого интеграла по сопряжённому с ним изображению, но скорректированная в соответствии с приведённой формулой (1). Корректировка следующая: в фокусном пятне со светимостью I_1 в рассматриваемый на развёртке момент времени находится часть от тока Δ , равная

$$\Delta = a_1I_1/[a_1I_1 + (b - a_1)I_2] = 1 - (b - a_1)/b/k. \quad (2)$$

Итак, размер фокусного пятна РЭП в вертикальном направлении определяется по щелевой развёртке в интервал времени, соответствующий времени ускорения ионов, в горизонтальном направлении размер берётся из интегрального по времени изображения, сделанного камерой-обскурой. По полученным на щелевой развёртке значениям освещённости изображения фокусного пятна РЭП на анодной фольге и на его периферии, а также по площади фокусного пятна определяется часть тока РЭП, которая приходит в фокусное пятно, и плотность этого тока.

ЭКСПЕРИМЕНТ СО ЩЕЛЕВОЙ РАЗВЁРТКОЙ

В качестве иллюстрации действия разработанной методики рассмотрим один из пусков на генераторе РЭП «Катран» (напряжение в импульсе ~ 300 кВ, ток ~ 120 кА, длительность импульса ~ 100 нс), где для диагностики использовались камера-обскура, щелевая развёртка и ВРД времяпролётного спектрометра, расположенные вблизи оси на удалении 143 и 182 см.

На рис. 4 собраны вместе сориентированные и масштабированные друг относительно друга два изображения, сделанные обскуррой и щелевой развёрткой, и изображение осциллограмм, синхронизованное со щелевой развёрткой. Моменты прихода ионов на один из детекторов отмечены зелёными штрихами.

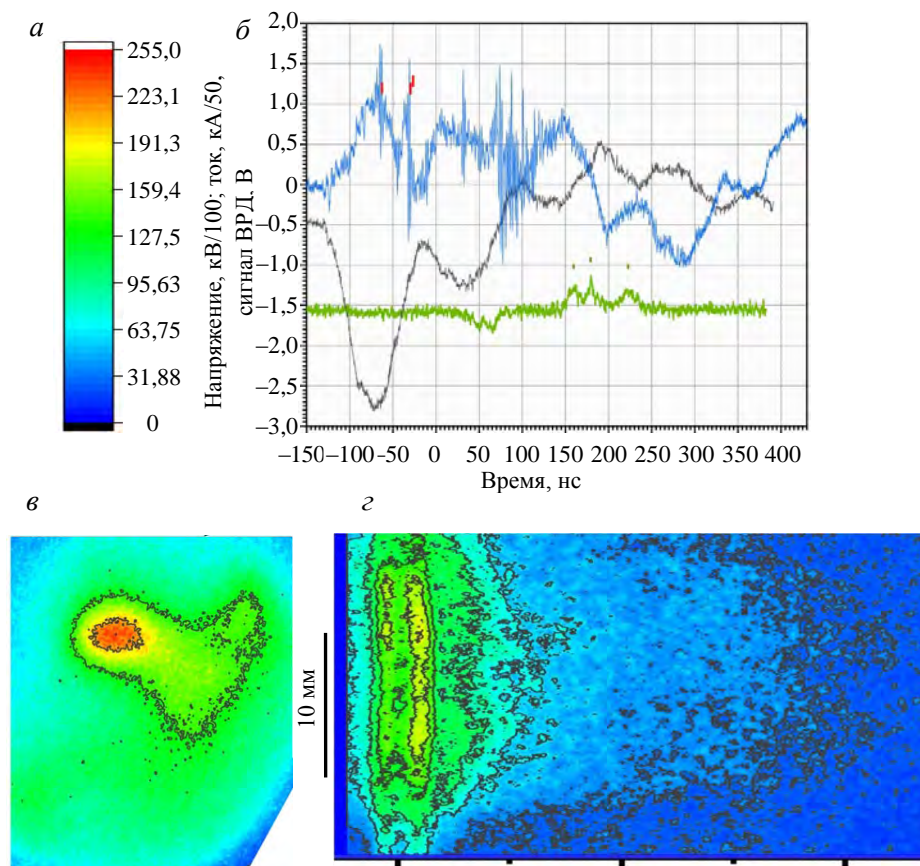


Рис. 4. Сводные результаты пуска: *a* — цветовая шкала освещённости на обоих изображениях; *b* — осциллограммы напряжения (—, кВ/100, предымпульс 50 кВ), электрического тока (—, инвертирован, кА/50) и детектора ВРД (—, нулевые линии смещены); *c* — полученное камерой-обскуррой рентгеновское изображение экспонируемой электронным пучком анодной фольги, масштабированное и сориентированное вдоль щелевой развёртки; *d* — линейная щелевая развёртка, синхронизованная с осциллограммами

Как показывает эксперимент, дистанция, на которой происходит ускорение ионов, составляет несколько миллиметров. В связи с этим момент набора скорости ионов рассчитывался из времяпролётной диагностики по формуле $t_0 = t_{\text{ВРД}} - L/V$, где L — расстояние от анодной фольги до ВРД; $t_{\text{ВРД}}$ — время прихода ионного импульса на датчик ВРД; V — скорость ионов, рассчитанная по известной базе между двумя детекторами и задержкой времени регистрации импульсов ионов на них. Эти моменты набора скорости t_0 трёх сгустков ионов отмечены тремя красными штрихами сверху на рис. 4, *b*. Непосредственно в эти моменты времени щелевая развёртка зарегистрировала фокусировку РЭП, продолжавшуюся единицы наносекунд и демонстрирующую кратковременность существования условий для ускорения ионов и малую длину дистанции, на которой

происходит ускорение. В данном эксперименте зарегистрированы ионы алюминия энергией 5,75 и 6,35 МэВ соответственно, поскольку более лёгкие ($Z < 10$) ионы, имеющие измеренную скорость и присутствующие в поверхностном слое алюминиевой фольги-анода, не проникают сквозь лавсан толщиной 4,8 мкм, размещённый в качестве фильтра перед ВРД.

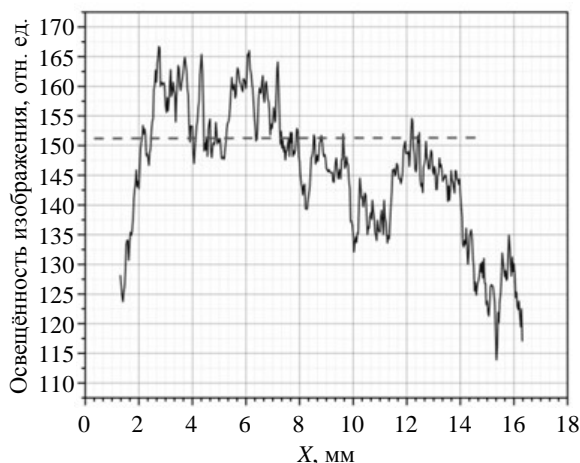


Рис. 5. Профиль освещённости изображения фольги в момент ускорения ионов: - - - — уровень фона

По интегральному по времени изображению, получаемому камерой-обскуррой, ширина фокусного пятна на полувысоте освещённости составляет $a_1 \approx 13$ мм. Поскольку в рассматриваемом эксперименте зарегистрировано три ионных пика, которые в соответствии с обскуррой могут быть обусловлены фокусировкой РЭП в разных местах анодной фольги, но находятся на одной и той же высоте на щелевой развёртке, то данная оценка площади будет завышенной и оценка по плотности тока для каждого ионного сгустка заниженной. Полный обзор в горизонтальном направлении составляет $b = 34$ мм по объекту.

На рис. 5 представлен срез на изображении развёртки в момент ускорения первого сгустка ионов максимальная освещённость в этом срезе на фокусном пятне $B_1 = 166$.

Линейный размер фокусного пятна над штриховой линией составляет $a_1 = 4$ мм. Освещённость соседнего с фокусом протяжённого участка не превышает значения $B_2 = 152$. Таким образом, $k = B_1/B_2 = 1,09$.

Интегрируя свечение первый раз по фокусному пятну и второй по всей видимой области и взяв их отношение по формуле (2), можно определить искомую часть тока $\Delta_1 = 0,294[1 - (b - a_1)/b/k] = 0,127$. Площадь фокусного пятна, предполагаемого эллипсом, составляет $S = \pi/4 a_1 a_2 = 0,41$ см². При значении полного электрического тока РЭП в данный момент $i_1 = 55$ кА плотность тока в фокусном пятне получается равной $\sigma_1 = i\Delta/S = 17$ кА/см². Аналогичные расчёты для второго момента, при котором полный электрический ток $i_2 = 38$ кА и в который ускорился второй сгусток ионов, дают $\Delta_2 = 0,27[1 - (b - a_1)/b/k] = 0,11$ и $\sigma_2 = 14,5$ кА/см².

Полученные плотности тока сравнивались с оценками, сделанными по интегральному изображению обскуры. Интегральное по времени значение площади на половинном уровне освещённости фокусного пятна равно $0,97$ см². Если традиционно считать, что половина тока идёт через эту площадь, то средняя плотность тока в момент первого ускорения составляет $\sigma_1 = 0,5 \cdot 55 / 0,97 = 28$ кА/см², во второй момент $\sigma_2 = 19,3$ кА/см². Оба эти значения получаются существенно завышенными из-за того, что в эксперименте большая часть тока РЭП проходит вне фокусного пятна. Если проинтегрировать освещённость по этой площади ($0,97$ см²), а также по всему изображению сцинтиллятора и взять их отношение, то доля полного тока в фокусном пятне получится равной $0,15$. Плотность тока в два рассматриваемых момента составит $\Sigma_1 = 0,15 \cdot 55 / 0,97 = 8,5$ кА/см² и $\Sigma_2 = 5,9$ кА/см². Она оказывается в рассматриваемом эксперименте в 2—2,5 раза меньше плотности тока, полученной с использованием целевой развёртки. Преимущество времязрешающей диагностики состоит в большей надёжности измерений, поскольку в ней имеется неопределённость в размере фокусного пятна только по одной из координат в отличие от интегральной по времени фотографии, где неопределённость имеется по двум координатам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании ускорения ионов в амбиполярном поле плазмы анодной фольги было обнаружено ускорение нескольких сгустков ионов в одном пуске, вследствие чего интегрального по времени изображения с камеры-обскуры оказалось недостаточно для корректного измерения плотности электронного тока на анодной фольге. Для наблюдения за плотностью тока РЭП во времени была разработана диагностика с использованием целевой развёртки на основе электронно-оптической камеры К008. Щелевое изображение анодной фольги конвертировалось из мягкого рентгеновского излучения в свет на тонком сцинтилляторе и регистрировалось с временным разрешением ≈ 5 нс и пространственным разрешением $\approx 0,2$ мм.

Методика была успешно протестирована и в настоящее время используется при исследовании механизма ускорения ионов в импульсном генераторе РЭП. Она позволяет дать более корректную оценку для плотности тока сфокусированного электронного пучка, перемещающегося по анодной фольге, по сравнению с интегральными по времени измерениями. Плотность тока, полученная с помощью новой диагностики, оказывается в ≈ 2 раза больше по сравнению с интегральными по времени измерениями. Эта методика позволит установить функцию эффективности ускорения ионных сгустков в вакууме в зависимости от плотности тока РЭП на тонком фольговом аноде.

Авторы выражают благодарность Ю.Г. Калинину за полезные советы и обсуждения при разработке новой методики.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00199мол_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубинов А.Е., Корнилова И.Ю., Селемир В.Д. Коллективное ускорение ионов в системах с виртуальным катодом. — УФН, 2002, т. 172, вып. 11, с. 1225—1246; doi: 10.3367/UFNr.0172.200211a.1225.
2. Горбулин Ю.М., Данько С.А., Калинин Ю.Г., Скорюпин В.А., Шестаков Ю.И., Яньков В.В. О механизме ускорения ионов анодной фольги, облучаемой РЭП. — Физика плазмы, 1980, т. 6, вып. 1, с. 109—113.
3. Верещака А.С. Работоспособность режущего инструмента с износостойким покрытием. — М.: Машиностроение, 1993. 336 с.

4. **Белозеров О.С., Бакшаев Ю.Л., Данько С.А.** Эксперименты по ускорению ионов в диоде генератора РЭП «Кальмар». — Физика плазмы, 2019, т. 45, вып. 6, с. 538—546; DOI: 10.1134/S0367292119060027.
5. **Белозеров О.С., Бакшаев Ю.Л., Данько С.А.** Диагностические методики в эксперименте по ускорению ионов в генераторах РЭП. — ВАНТ Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 4, с. 99—105; doi: 10.21517/0202-3822-2018-41-4-99-105.
6. **BIFO Company.** URL: <https://bifocompany.com> (дата обращения 14.02.2020).
7. **Ананьев С.С., Данько С.А., Мялтон В.В., Калинин Ю.Г., Крауз В.И., Виноградов В.П., Виноградова Ю.В.** Исследования импульсных плазменных потоков, создаваемых в нецилиндрических z-пинчевых системах, электронно-оптическими методами. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2013, т. 36, вып. 4, с. 102—110; http://vant.iterru.ru/vant_2013_4/11.pdf.



Олег Сергеевич Белозеров; аспирант; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия OSBelozerov@yandex.ru



Сергей Александрович Данько, д.ф.-м.н., начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия Danko_SA@nrcki.ru



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

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2020 г.
После доработки 23 марта 2020 г.
Принята к публикации 15 мая 2020 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 80—86.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Шарапов В.М.</i> Плазмохимическая обработка разрядных камер термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы (Обзор)	5
<i>Ананьев С.С., Демидов Д.Н., Суслин С.В.</i> Транспорт водорода и его накопление в вакансиях в процессе повреждающего нейтронного облучения в ОЦК-металлах Fe и W	13
<i>Qadr Н.М.</i> Calculation of gamma-ray attenuation parameters for aluminium, iron, zirconium and tungsten	25
<i>Жоголев В.Е.</i> Продольная электропроводность плазмы с учётом наличия молекулярного газа	31
<i>Наволоцкий А.С., Афанасьев В.И., Мельник А.Д., Миронов М.И., Несеневич В.Г., Петров С.Я., Петров М.П., Чернышев Ф.В., Александров И.В., Маринин Г.В., Терентьев Д.В., Филиппов А.С., Белов А.В., Гапионок Е.И., Кедров И.В., Конин А.Ю., Люблин Б.В., Суханова М.В., Танчук В.Н., Хитрук А.А., Борисов А.А., Дерябина Н.А., Мокеев А.Н.</i> Нейтронный коллиматор для диагностической системы атомных анализаторов токамака-реактора ИТЭР	38
<i>Сергеев Д.С., Неруш М.Н.</i> Анализ возможности измерения электронной концентрации плазмы токамака Т-15МД зондированием электромагнитными волнами субмиллиметрового диапазона	49
<i>Докука В.Н., Хайрутдинов Р.Р.</i> Расчётные исследования разрядов плазмы в токамаке КТМ в осеннюю кампанию 2019 г.	57
<i>Александрова И.В., Корешева Е.Р., Кошелев Е.Л., Тимашева Т.П.</i> Поточное производство криогенных топливных мишеней для лазерных систем ИТС	67
<i>Белозеров О.С., Данько С.А., Ананьев С.С.</i> Методика наблюдения за динамикой фокусировки электронного пучка в эксперименте по ускорению ионов на генераторе РЭП	80

CONTENTS

<i>Sharapov V.M.</i> Discharge chamber plasma-chemical conditioning in magnetic confinement fusion devices (Review)	5
<i>Ananyev S.S., Demidov D.N., Suslin S.V.</i> Hydrogen transport and inventories in vacancies in the damaging neutron irradiation process in BCC metals Fe and W	13
<i>Qadr H.M.</i> Calculation of gamma-ray attenuation parameters for aluminium, iron, zirconium and tungsten.....	25
<i>Zhogolev V.E.</i> Parallel plasma conductivity in the presence of molecular gas.....	31
<i>Navolotsky A.S., Afanasyev V.I., Melnik A.D., Mironov M.I., Nesenevich V.G., Petrov S.Ya., Petrov M.P., Chernyshev F.V., Aleksandrov I.V., Marinin G.V., Terentev D.V., Filippov A.S., Belov A.V., Gaponok E.I., Kedrov I.V., Konin A.Yu., Lyublin B.V., Sukhanova M.V., Tanchuk V.N., Hitruk A.A., Borisov A.A., Deryabina N.A., Mokeev A.N.</i> Neutron collimator for neutral particle diagnostic system for ITER	38
<i>Sergeev D.S., Nerush M.N.</i> Analysis of the possibility of measuring the electron plasma density of the T-15MD tokamak by probing with electromagnetic waves of the submillimeter range	49
<i>Dokuka V.N., Khayrutdinov R.R.</i> Numerical researches of plasma discharges in KTM tokamak in autumn campaign 2019.....	57
<i>Aleksandrova I.V., Koresheva E.R., Koshelev E.L., Timasheva T.P.</i> Mass manufacturing of cryogenic fuel targets for laser IFE systems.....	67
<i>Belozеров O.S., Dan'ko S.A., Ananyev S.S.</i> A technique for observing the dynamics of electron beam focusing in the experiment on ions acceleration in a REB generator	80

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 43, выпуск 2

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша

Подписано в печать 10.06.20. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 10. Уч.-изд. л. 11. Тираж 156. Индекс 3648. 8 статей, 1 обзор. Заказ 9

Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1