

ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2021

Том 44
Выпуск 1



Сообщаем нашим авторам и читателям, что редколлегия журнала на своём заседании 14 января 2021 г. ввела в свой состав Сергея Васильевича Мирнова — д.ф.-м.н., начальника отдела АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», профессора Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ», ветерана атомной энергетики и промышленности, лауреата Государственной премии СССР и премии им. Л.А. Арцимовича РАН, члена Международного комитета по координации физических исследований в поддержку проекта ИТЭР, эксперта МАГАТЭ по токамакам и Владимира Юрьевича Сергеева — д.ф.-м.н., профессора Института физики, нанотехнологий и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

Редколлегия извещает авторов и читателей, что следующие статьи, опубликованные в нашем журнале в 2019 г., переведены на английский язык и опубликованы в специальном выпуске журнала *Physics of Atomic Nuclei*, 2020, vol. 83, № 7 (англоязычная версия журнала «Ядерная физика»):

— E.P. Velikhov, V.D. Davidenko, V.F. Tsibulsky. Some thoughts on the future of the nuclear energy industry (p. 1021—1028);

— S.V. Mirnov, G.G. Gladush, A.A. Gostev, A.V. Lopatkin, I.B. Lukasevich, I.E. Lyublinski. Conceptual design of a hybrid fusion-fission power reactor with a tokamak and depleted uranium blanket (p. 1029—1036);

— P.P. Khvostenko, I.O. Anashkin, E.N. Bondarchuk, N.V. Injutin, V.A. Krylov, I.V. Levin, A.B. Mineev, M.M. Sokolov. Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD (p. 1037—1057);

— M.L. Dubrov, V.E. Lukash, R.R. Khayrutdinov, V.N. Dokuka. Analysis of electromagnetic forces in tokamak vacuum chamber due to induced poloidal current after thermal quench (p. 1058—1069);

— A.B. Kukushkin, V.S. Neverov, V.S. Lisitsa, V.A. Shurygin, A.G. Alekseev. Analysis of the accuracy of measuring the flux density of all hydrogen isotopes from first wall to plasma using the H-alpha diagnostics in ITER (p. 1070—1082);

— E.N. Andreenko, I.I. Orlovskiy, A.G. Alekseev, A.A. Morozov. Estimation of the degradation rate of the in-vessel mirrors for the H-simulated alpha and visible spectroscopy diagnostics in ITER (p. 1083—1092);

— Yu.V. Kapustin, A.V. Rogov. Investigation of molybdenum mirror degradation during simulated leakage in the water cooling system of ITER (p. 1093—1100);

— S.S. Ananyev, A.Yu. Dnestrovskij, A.S. Kukushkin, A.V. Spitsyn, B.V. Kuteev. Simulation of fuel flows in injection systems of Demo-FNS hybrid facility involving coupled modeling of the core and divertor plasmas (p. 1101—1115);

— A.V. Vertkov, M.Yu. Zharkov, I.E. Lyublinski, A.V. Berlov, I.L. Tazhibayeva, Yu.V. Ponkratov, Yu.N. Gordienko. New version of the KTM lithium divertor (p. 1116—1123);

— V.V. Bulanin, N.N. Bakharev, V.K. Gusev, G.S. Kurskiev, V.B. Minaev, M.I. Petrov, A.V. Petrov, Yu.V. Petrov, N.V. Sakharov, P.B. Shchegolev, A.Yu. Telnova, S.Yu. Tolstyakov, A.Yu. Yashin. Application of Doppler backscattering for Alfvén mode study on the Globus-M spherical tokamak (p. 1124—1130);

— M.L. Subbotin, A.A. Gostev, I.O. Anashkin, A.M. Belov, I.V. Levin, B.N. Kolbasov, E.A. Kolesnikova, V.L. Kravchuk, S.G. Maltsev, A.V. Nikolaev, E.A. Filimonova. Current status and objectives of modernizing the engineering, physical and energy infrastructure of the HFT facility for the implementation of the Ignitor project (p. 1131—1144);

— I.E. Borodkina, V.A. Kurnaev. Accounting for edge-plasma parameter dynamics at JET divertor sputtering estimation during edge-localized modes (p. 1145—1150).

Каждой из этих статей на английском языке присвоен свой цифровой идентификатор объекта (doi). Все статьи, публикуемые в журнале *Physics of Atomic Nuclei*, индексируются в реферативно-библиографических и наукометрических базах данных Web of Science и Scopus.

В декабре 2020 г. редакция журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез» передала в группу издательств Pleiades очередную подборку статей, опубликованных в 2020 г., для перевода на английский язык и публикации в журнале *Physics of Atomic Nuclei*.

Редколлегия 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 44

Выпуск 1

МОСКВА — 2021

Главный редактор

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

С.И. Крашенинников (Krashennikov), 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.В. Мирнов, начальник отдела, д.ф.-м.н., профессор, АО «ГНЦ РФ ТРИНИТИ», Троицк, Москва

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

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

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

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

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

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

Редактор Карпова Татьяна Юрьевна
karpova.tat@fc.iterru.ru, тел.: 7-499-196-98-31

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

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

Подписной индекс в Каталоге периодики агентства «Урал-Пресс» № 70541

Журнал включён в Перечень журналов ВАК, индексируется в базах данных Scopus, Ulrich's Periodicals Directory и РИНЦ на платформе Web of Science, имеет цифровой идентификатор статей (digital object identifier — DOI), реферируется в РЖ ВИНТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте <http://vant.iterru.ru> и на платформе Российской научной электронной библиотеки <http://www.elibrary.ru>

Импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,407

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series

THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 44

Issue 1

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

MOSCOW — 2021

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Editor Karpova Tatyana Yurievna

karpova.tat@fc.iterru.ru, tel.: 7-499-196-98-31

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

Federal state budgetary National Research Centre «Kurchatov Institute»

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

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

The journal is included into the list of the Supreme Certification Commission key journals. Its indexes are available in the databases Scopus, the Ulrich's Periodicals Directory and the Russian Science Citation Index (RSCI) on the Web of Science platform. The papers published in it have digital object identification (DOI). The abstracts of the papers published in it are available in the abstract journal of the VINITI RAS. All the free access full-text electronic versions of the papers are available on the site <http://iterru.ru> and on the platform of the Russian Scientific Electronic Library <http://www.elibrary.ru>

The impact factor of the journal in RSCI: 0,407

УДК 621.039

ПРИЕМЛЕМОСТЬ ЗАМЫКАНИЯ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ЯДЕРНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

*Е.П. Велихов¹, А.О. Гольцев¹, В.Д. Давиденко¹, А.В. Ельшин², А.А. Ковалишин¹, Е.В. Родионова¹,
В.Ф. Цибульский¹*

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²ФГУП НИТИ им. А.П. Александрова, Сосновый Бор, Ленинградская обл., Россия

В статье обсуждается проблема топливообеспечения перспективной крупномасштабной ядерной энергетики. В силу ограниченности ресурса природного урана топливом для будущего должны стать искусственные делящиеся изотопы. Эта задача предполагает замыкание топливного цикла, переработку всего объема отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) с целью выделения из него новых делящихся изотопов. Однако, как показано в статье, безвозвратные потери, присущие процессу переработки ОЯТ, накапливаясь, создают радиационную нагрузку на окружающую среду, которая в сотни раз превышает существующий уровень. Это обстоятельство затрудняет экстракцию делящихся изотопов из ОЯТ реакторов деления и мотивирует использование других источников нейтронов, чтобы наработать требуемое количество делящихся изотопов, сохранив при этом низкий уровень радиационной нагрузки. Таким источником нейтронов могут стать гибридные термоядерные реакторы, в blankets которых из ториевого сырья накапливается ²³³U.

Ключевые слова: обеспечение ядерной энергетики топливом, замкнутый топливный цикл, отработавшее ядерное топливо, гибридные реакторы синтеза-деления, ториевый топливный цикл.

THE ADMISSIBILITY OF THE CLOSED FUEL CYCLE OF NUCLEAR POWER ENGINEERING

*E.P. Velikhov¹, A.O. Gol'tsev¹, V.D. Davidenko¹, A.V. El'shin², A.A. Kovalishin¹, E.V. Rodionova¹,
V.F. Tsibulsky¹*

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²FSUE «A.P. Alexandrov Research Institute of Technology», Sosnovy Bor, Leningrad region, Russia

The article discusses the problem of fuel supply for promising large-scale nuclear power engineering. Due to the limited resource of natural uranium, the fuel for the future should be artificial fissionable isotopes. This task involves closing the fuel cycle, processing the entire volume of spent nuclear fuel (SNF) in order to extract new fissile isotopes from it. However, as shown in the article, the irretrievable losses inherent in the processing SNF, accumulating, create a radiation load on the environment, which is hundreds of times higher than the existing level. This makes it difficult to extract fissionable isotopes from fission reactor SNF and motivates the use of other neutron sources to generate the required amount of fissionable isotopes while maintaining a low level of radiation load. Such a source of neutrons can be hybrid fusion reactors, in the blanket of which ²³³U is accumulated from thorium raw materials.

Key words: providing nuclear power with fuel, closed fuel cycle, spent nuclear fuel, hybrid fusion-fission reactors, thorium fuel cycle.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-5-12

ВВЕДЕНИЕ

Перспективное развитие ядерной энергетики большого масштаба по-прежнему рассматривается как одно из наиболее предпочтительных направлений энергетической политики. В таком контексте серьезным препятствием её развития является ограниченный ресурсный потенциал ископаемого топлива. В природе присутствует только один изотоп ²³⁵U, который хорошо делится нейтронами разных энергий. В процессе деления образуются новые нейтроны, что и позволяет организовать самоподдерживающуюся цепную реакцию. Однако содержание ²³⁵U в природном уране невелико — всего 0,72%. Многочисленные системные исследования перспектив развития ядерной энергетики и её потребностей в топливе показывают, что, рассчитывая только на ресурс природного ²³⁵U, говорить о крупномасштабном развитии отрасли нет оснований [1]. Для надёжного решения топливной проблемы крупномасштабной энергетики потребуется конвертировать сырьевые изотопы ²³⁸U или ²³²Th в делящиеся ²³⁹Pu или ²³³U. Количество сырьевых изотопов в природе в сотни раз больше по сравнению с ²³⁵U, и если осуществить такую конверсию изотопов, то сырьевая база ядерной энергетики позволит удовлетворить практически любые потребности. В то же время, обсуждая необходимость замыкания топливного цикла с целью удовлетворения потребности ядерной энергетики в делящихся изотопах, следует позиционировать эту потребность

во времени. К настоящему времени атомная энергетика мира израсходовала около 1,5 млн т природного урана. Уже разведанные и освоенные месторождения позволяют рассчитывать ещё примерно на 8—9 млн т [2]. Таким образом, в ближайшем столетии проблема снабжения ядерной энергетики топливом вряд ли приобретёт остроту, как это представляется в некоторых публикациях, и мы имеем некоторый временной запас, чтобы более аккуратно разобраться с процессом организации замкнутого топливного цикла ядерной энергетики.

Физическое содержание процесса конверсии сырьевого изотопа в делящийся происходит в ядерной реакции захвата нейтрона, в которой этот сырьевой изотоп увеличивает количество нуклонов в ядре на один нейтрон. В результате этого захвата возбуждённое ядро с большим содержанием нуклонов после нескольких радиоактивных распадов превращается в новые делящиеся изотопы. Из ^{238}U получается ^{239}Pu , а из ^{232}Th — ^{233}U . Понятно, что для конверсии сырьевых изотопов нужны нейтроны. Нейтроны в большом количестве образуются при делении тяжёлых ядер, образуются они одновременно с радиоактивными осколками разделившегося ядра. Количество нейтронов, высвобождающихся при делении ядер, оказывается достаточным, чтобы провести следующее деление, скомпенсировать непроизводительные потери, и немного ещё остаётся для конверсии сырьевых изотопов в делящиеся. В реакторах на тепловых нейтронах, в идеале, можно добиться, чтобы количество нейтронов, предназначенных для конверсии, равнялось количеству разделившихся ядер. Такой топливный цикл означает, что коэффициент конверсии в реакторе близок к единице. В реакторах на быстрых нейтронах можно получить расширенное воспроизводство топлива и получить в процессе облучения топлива даже больше новых ядер делящихся изотопов, чем количество разделившихся. Теоретический максимум коэффициента конверсии в быстрых реакторах около 2. На практике, конечно, такие величины конверсии и в тепловых, и в быстрых реакторах получить не удаётся. В настоящее время коэффициент конверсии в тепловых реакторах около 0,6. В проектируемых быстрых реакторах вообще предполагают, что удачным вариантом для ядерной энергетики будущего будет значение с коэффициентом воспроизводства, близким к единице. Эти реакторы будут производить новое искусственное топливо только для самих себя, постепенно заменяя собой все другие реакторы.

Сейчас в структуре ядерной энергетики присутствуют только реакторы на тепловых нейтронах, их установленная мощность в мире около 400 ГВт (эл). Есть один реактор на быстрых нейтронах, который находится в России, — это реактор БН-800, но пока он работает на топливе из обогащённого урана и его нельзя рассматривать в качестве прототипа будущего быстрого реактора, призванного заместить собою уже существующие мощности.

Из-за преобладания в существующей ядерной энергетической системе реакторов на тепловых нейтронах очевидно, что переход к структуре с доминированием быстрых реакторов будет длительным. По этой причине сейчас чаще говорят о двухкомпонентной структуре ядерной энергетики, когда в ней будут присутствовать и быстрые, и тепловые реакторы. Предполагается, что на этом этапе из ОЯТ тепловых реакторов, которое сейчас находится преимущественно в хранилищах, после химической переработки будет выделен плутоний и из него сформируют стартовые загрузки быстрых реакторов. По мере исчерпания ресурсов плутония из ОЯТ тепловых реакторов начнётся и переработка ОЯТ быстрых реакторов, которая в отдалённой перспективе обеспечит их самостоятельно нарабатанным топливом.

Масштаб переработки и интенсивность вовлечения в него ОЯТ зависят от многих факторов и, конечно, в первую очередь, от темпов развития энергетики. Опыт переработки ОЯТ начал формироваться очень давно, когда решались задачи создания ядерного оружия [3]. В те годы перерабатывалось облучённое топливо с малым выгоранием и небольшой нормой накопления продуктов деления. Важно, что выделение плутония проходило из топливных элементов, исходный состав которых практически полностью состоял из сырьевого изотопа ^{238}U , и в этих твэлах было очень мало продуктов деления.

Гражданское использование ОЯТ и экстракция из него полезных изотопов реализовывались в разных странах, но большой практики пока не приобрели [4]. Более того, многие предприятия по переработке ОЯТ к настоящему времени остановлены. Такое положение дел преимущественно объясняют экономическими причинами, когда при недостатке природного урана делящиеся изотопы, полученные из переработанного ОЯТ, существенно удорожают топливо. По всей видимости, этот недостаток переработки

ОЯТ с целью использования накопленных в нём делящихся изотопов будет преодолен. Однако есть и другие физические причины, способные привести к существенным ограничениям в переработке ОЯТ.

На наш взгляд, приемлемость переработки в больших масштабах ОЯТ из реакторов деления в будущей энергетике вызывает сомнение по причине, связанной с распространением и накоплением радиоактивности вне контролируемых каналов её распределения после переработки. Поясним существо вы- сказанной озабоченности.

Все схемы переработки ОЯТ предполагают образование нескольких каналов размещения выделенных при переработке ОЯТ стабильных и нестабильных изотопов. После того как тепловыделяющий элемент переведён в форму, позволяющую извлекать заданные изотопы или их группы с использованием химических реактивов или иным способом, происходит их разделение по следующим каналам. В первом канале собираются химические элементы топливного цикла. В него попадает большая часть тяжёлых делящихся и неделящихся изотопов. Второй канал предназначается для концентрации продуктов деления и, возможно, некоторых нестабильных изотопов. Они после остекловывания будут отправлены на окончательное захоронение. Оба канала содержат большую часть всех химических элементов, присутствующих в ОЯТ, поступившем на переработку. Будем считать, что с изотопами, попавшими в эти два канала, обращаются настолько аккуратно, что никакой утечки радиоактивности из них нет и для окружающей среды они безопасны. Однако остаётся ещё один канал, который формируется из так называемых безвозвратных потерь. В этот канал попадает очень небольшое количество практически всех химических элементов, содержащихся в ОЯТ. Попадают в этот канал элементы по самым разнообразным причинам. Безвозвратные потери могут образоваться в результате попадания радиоактивных изотопов на полы и стены рабочих помещений, наружные поверхности оборудования, технологических каналов, печи, тигель, формы и т.д. [4].

Термин безвозвратные потери указывает на то, что эти потери неподвластны технологическому контролю, они образуются в процессе переработки ОЯТ и дальнейшее их местоположение, строго говоря, не известно, установить его точно и взять под контроль не представляется возможным. Либо их можно контролировать, но их плотность в зафиксированных местах настолько мала, что заниматься их экстракцией очень дорого. При существовании экономически разумной возможности их контроля и изоляции такие потери нельзя было бы классифицировать как безвозвратные.

Величина безвозвратных потерь невелика, но они присутствуют практически на всех производствах, где осуществляется экстракция элементов или их разделение. По здравому рассуждению можно обоснованно предположить, что безвозвратные потери существуют всегда, в любых технологических процессах, где происходит воздействие на исходную форму материальных компонентов. Они могут быть большими или малыми, но так, чтобы они были равны нулю, быть не может.

Определить численно величину безвозвратных потерь с высокой точностью сложно. Если такая задача и будет поставлена, то её решение будет весьма и весьма затратным и будет существенно зависеть от конкретных технологий, используемых на заводе по переработке ОЯТ. Надеяться на получение достоверного результата можно будет только на действующем производстве. Что касается проектов, реализующих новые технологии, остаётся одно — пользоваться экспертными оценками. Сейчас считается, что безвозвратные потери нестабильных продуктов деления в процессе переработки ОЯТ составляют величину немногим менее 1%. В работе [5] приведены расчётные оценки по экстракции разных изотопов из ОЯТ на разных стадиях переработки. Используя таблицы, приведённые в этой работе, можно оценить среднюю величину безвозвратных потерь, составляющую 0,5%. Есть разные взгляды на величину безвозвратных потерь при переработке ОЯТ. В расчёте на перспективу полагают, что их величина будет не более 0,1% [6]. Будем ориентироваться на эти цифры.

Большинство радиоактивных изотопов, образующихся в процессе нейтронного облучения, нестабильны и имеют длительный период полураспада. Например, один из наиболее неприятных в смысле радиационной опасности ^{90}Sr имеет период полураспада 28,78 лет. Если предположить, что в процессе переработки ОЯТ его безвозвратные потери составят 0,1%, то его количество, попадающее в канал безвозвратных потерь, будет постепенно нарастать за счёт поступления новых порций и уменьшаться за счёт радиационного распада. Через некоторое время концентрация стронция достигнет равновесного состояния. Скорость его поступления сравняется со скоростью распада, и установится равновесное со-

стояние, характеризуемое постоянной радиоактивностью. При потерях 0,1% это равновесное количество ^{90}Sr будет более 4% от его количества, находящегося в годовом объёме переработанного ОЯТ. Ещё раз подчеркнём, что в потери ежегодно будет поступать только 0,1% от количества ^{90}Sr в перерабатываемом ОЯТ. Уравнение накопления стронция по каналу безвозвратных потерь будет иметь вид

$$\frac{d M_{^{90}\text{Sr}}}{dt} = -\lambda_{^{90}\text{Sr}} M_{^{90}\text{Sr}} + P\varepsilon, \quad (1)$$

где $M_{^{90}\text{Sr}}$ — общее количество ^{90}Sr , накопленного по каналу безвозвратные потери; $\lambda_{^{90}\text{Sr}}$ — постоянная распада изотопа ^{90}Sr ($\lambda_{^{90}\text{Sr}} = 0,024$ 1/год); P — количество ^{90}Sr в перерабатываемом годовом объёме ОЯТ; ε — безвозвратные потери при переработке ($\varepsilon = 0,001$).

Решением этого уравнения является простая зависимость накопления количества радиоактивного ^{90}Sr по каналу безвозвратные отходы:

$$M_{^{90}\text{Sr}} = \frac{P\varepsilon}{\lambda_{^{90}\text{Sr}}} (1 - \exp(-\lambda_{^{90}\text{Sr}} t)). \quad (2)$$

Примерно через три периода полураспада изотопа (около 100 лет) значение скобки, содержащей экспоненту, уже будет мало отличаться от единицы, и для оценок можно пользоваться равновесным значением количества стронция

$$M_{^{90}\text{Sr}} = P\varepsilon/\lambda_{^{90}\text{Sr}}. \quad (3)$$

Численно это количество будет в 40 раз больше количества стронция, попадающего в потери при переработке ОЯТ. Таким образом, если безвозвратные отходы составят 0,1%, переработка ежегодных выгрузок реакторов ВВЭР-1000 приведёт к накоплению годовой активности по ^{90}Sr в безвозвратных потерях $4,8 \cdot 10^{15}$ Бк. Рассчитывается эта величина очень просто. При работе реактора мощностью 1 ГВт(эл) в течение года сгорает примерно 1 т делящегося изотопа. Выход ^{90}Sr при делении ядра составляет около 6%. Его количество в годовой выгрузке будет примерно 23 кг. Активность 1 г ^{90}Sr равна $5,2 \cdot 10^{12}$ Бк/г. Активность в годовом ОЯТ равна $1,2 \cdot 10^{17}$ Бк. В потери попадает $1,2 \cdot 10^{14}$ Бк. Равновесное состояние по каналу безвозвратные потери в 40 раз больше — $4,8 \cdot 10^{15}$ Бк. Это означает, что через 100 лет сложится ситуация, когда после переработки ОЯТ из 25 реакторов радиоактивность одного будет находиться в безвозвратных потерях.

Сейчас принято измерять активность в единицах активности природного урана, извлечённого из земли с учётом активности сопутствующих изотопов, образующих цепочку векового равновесия. Для реактора ВВЭР годовая потребность в природном уране составляет примерно 180 т. Его активность «при соизвлечении из руды вместе с ним долгоживущих членов радиоактивных семейств ^{238}U (^{230}Th , ^{228}Ra) и ^{235}U » будет равна $3,46 \cdot 10^{13}$ Бк ($1,92 \cdot 10^{11}$ Бк/т [7]). Приведённые цифры означают, что после достижения равновесного количества ^{90}Sr в безвозвратных отходах, а это около 100 лет, радиационный фон только от этого изотопа будет более чем в 100 раз превышать радиационный фон от урана с сопутствующими изотопами, извлечёнными из земли.

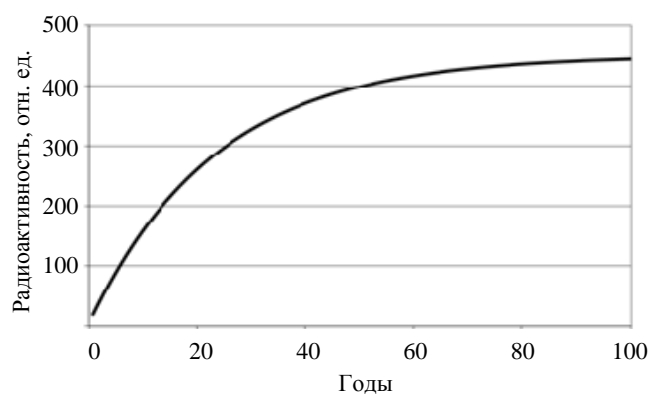
Примерно такая же активность $5,65 \cdot 10^{15}$ Бк будет и от накопления в безвозвратных отходах ^{137}Cs . Суммарно оба эти изотопа обеспечат возрастание радиационного фона по сравнению с природным ураном почти в 300 раз.

В безвозвратные отходы будут поступать не только нестабильные продукты деления, но и тяжёлые изотопы топливного цикла — уран, плутоний и др. За 100 лет работы предприятий по переработке ОЯТ ВВЭР в безвозвратных потерях будет накоплено около 10% плутония, выделяемого при годовой переработке. В ОЯТ ВВЭР содержится всего около 1,2% плутония. В том случае, когда переработке будет подвергнуто ОЯТ из активной зоны быстрых реакторов, в котором содержание плутония около 15%, количество плутония в безвозвратных потерях будет составлять более 150% от его количества, выделенного при годовой переработке. По мере работы ядерной энергетической системы только за счёт безвозвратных потерь будут вне контроля накоплены тонны плутония и большое количество радиоактивных изотопов.

Рассуждения о том, что со временем активность каждой порции топлива, выгруженного из реактора, будет снижаться, очевидны, но при этом активность всей суммы этих порций, к сожалению, будет только расти и достигнет в равновесии большого масштаба.

Проведены расчёты эволюции изотопного состава топлива после облучения для топливной композиции реактора ВВЭР-1000 с использованием современных библиотек ядерных данных примерно для 1500 изотопов, присутствующих в ОЯТ [8]. Годовая активность от нестабильных изотопов, накопленных в безвозвратных отходах, сравнивается с годовой активностью извлечённого из природы совместно с сопутствующими нестабильными изотопами векового равновесия урана. Результаты расчётов показаны на рисунке.

На графике по горизонтальной оси отложено время после трёх лет выдержки в пристанционном бассейне охлаждения. Представленные на графике результаты численных расчётов хорошо согласуются с аналитическими оценками и указывают на большое превышение радиоактивности в случае переработки ОЯТ из реакторов ВВЭР. Указанный масштаб при заметной доле мощностей в энергетической системе приведёт и к увеличению глобального радиационного загрязнения планеты. В настоящее время фоновые значения глобального радиационного загрязнения составляют по ^{90}Sr 0,045, по ^{137}Sc 0,08, по ^{239}Pu 0,005 Ки/км² [8]. Для ядерной энергетической системы мощностью 1000 ГВт(эл) — это скромный масштаб всего в 2 раза больше современного, в которой реализована переработка ОЯТ, глобальное радиационное загрязнение будет существенно больше, и ориентироваться надо будет на следующие величины: по ^{90}Sr до 0,248, по ^{137}Sc до 0,55, по плутонию 0,0091 Ки/км². Загрязнение по плутонию в данном случае рассчитано в предположении, что перерабатывается только ОЯТ ВВЭР, в котором плутония всего 1,2%.



Радиоактивность, накопленная в безвозвратных потерях после переработки ОЯТ ВВЭР. За единицу принята активность потребляемого в течение года природного урана. Потери 0,1%

ОБСУЖДЕНИЕ

Уже многие десятилетия проблема переработки ОЯТ, которая призвана обеспечить надёжную сырьевую базу крупномасштабной ядерной энергетики, является предметом обсуждения в кругах научного и инженерного сообщества ядерной отрасли. В то же время найти в литературе подробное рассмотрение вопросов, связанных с безвозвратными потерями, их формированием, распространением, влиянием на радиационную обстановку, к сожалению, не удалось. Вполне возможно, что исследователи априори считают этот вопрос малозначимым, а возможно, достоверная информация о потерях представляет собой коммерческую тайну и не подлежит публичному обсуждению.

Можно согласиться с тем, что основные каналы переработки ОЯТ, как и предполагают разработчики технологий, обеспечат надёжные барьеры на пути распространения радиоактивности в окружающую среду. Но этого, к сожалению, не достаточно, чтобы избежать радиоактивного загрязнения окружающей среды по каналу безвозвратных потерь. Радиационная опасность, обусловленная ими, ведёт к накоплению радиоактивности в большом масштабе, и пока нет обоснованных аргументов, чтобы пренебречь этой составляющей радиоактивного загрязнения окружающей среды.

Нет экспериментальных подтверждений, позволяющих утверждать, что безвозвратные потери рано или поздно попадут в окружающую среду. Но сам факт их наличия и ориентация процесса переработки ОЯТ на непринятие мер по извлечению из них радиоактивных изотопов указывают на то, что в конечном итоге все они будут рассеяны в окружающем пространстве. На начальном этапе эта радиоактивность, по всей видимости, разместится в небольших количествах с низкой плотностью в местах, возможно, не всегда доступных радиационному контролю, или там, где этот контроль не будет вызывать нормативных опасений, или в местах, где вообще никакого контроля не будет. Обширность путей цир-

куляции радиоактивных изотопов в процессе переработки гарантирует появление таких мест. Именно по этой причине и возникает такая позиция, как безвозвратные отходы. По мере продолжения переработки ОЯТ количество таких объектов и мест, где будут оседать нестабильные изотопы, будет расти. Учитывая большие сроки распада нестабильных изотопов в стабильные, можно обоснованно полагать, что за время существования нестабильных изотопов и сами здания, и оборудование в них будут демонтированы или заменены, часть таких объектов будет разрушена. В действие вступят естественные природные процессы миграции химических элементов в природе.

Если бы масштаб этих потерь был настолько мал, что создавал дополнительную радиационную нагрузку, сопоставимую с типичной для окружающей среды, можно было бы рассчитывать на понимание со стороны общественности и одобрение реализации проектов замыкания топливного цикла. Однако в сложившейся ситуации, когда при самых оптимистических предположениях получается негативный результат, в сотни раз увеличивающий глобальную радиационную нагрузку на окружающую среду, говорить о приемлемости масштабного развития ядерной энергетики в такой конфигурации замыкания топливного цикла оснований немного.

Это тем более справедливо, что реальная современная практика технологий переработки ОЯТ сопровождается большими безвозвратными потерями, которые оцениваются в процентной шкале. В реальной практике можно ожидать, что формирование замкнутого топливного цикла с переработкой ОЯТ реакторов деления приведёт к увеличению радиационной нагрузки на окружающую среду в тысячу и более раз по сравнению с современным уровнем.

Авторам этой статьи при обсуждении результатов в частных беседах пришлось столкнуться с такой позицией, что безвозвратные потери, хотя они и существуют, но они никогда не попадут в окружающую среду. Причём какого-либо обоснования такого утверждения не приводится. По мнению тех, кто придерживается такой позиции, её следует принимать без обсуждения. С этим можно было бы и согласиться. Но в случае, когда масштаб радиационно-негативных последствий при крупномасштабной переработке высокоактивного ОЯТ велик, уйти от публичного обсуждения этого вопроса не получится, тем более, что процесс распространения радиоактивности, несомненно, будет носить глобальный характер.

Радиационная опасность даже для малых потерь 0,1% оказывается неприемлемо большой. А ведь технологии с такой высокой степенью чистоты переработки ещё только предстоит создать и надо будет обосновать достоверность заявленных цифр. Чтобы снизить уровень радиационной нагрузки до приемлемого уровня, потери надо будет сократить еще в 100 раз и более.

Другой вариант — перерабатывать топливо с низкой активностью, хотя бы такой, как это делалось во времена «атомного проекта». Примерно через 200 лет выдержки на переработку будет поступать ОЯТ с содержанием наиболее опасных нестабильных изотопов в 100 раз меньше. К сожалению, такой топливный цикл неприемлем для быстрых реакторов. Длительное охлаждение ОЯТ, по сути, означает работу в открытом топливном цикле, а это увеличит расход природного урана по сравнению с современными тепловыми реакторами примерно в 3 раза.

Промежуточный итог обсуждения следующий. Есть достаточно оснований утверждать, что организация замкнутого топливного цикла на основе переработки ОЯТ из реакторов деления не может служить основой для формирования топливной базы крупномасштабной ядерной энергетики по причине неприемлемо большой радиационной нагрузки на окружающую среду, которая возникнет от безвозвратных потерь ежегодно перерабатываемого ОЯТ реакторов деления.

Причиной появления большой радиоактивности в потерях является переработка высокоактивного ОЯТ, в котором новые делящиеся изотопы находятся рядом с продуктами деления. А это обстоятельство связано с тем, что большое количество нейтронов получается в результате деления тяжёлых ядер. Если нейтроны получать иным способом и использовать их для конверсии сырьевых изотопов в делящиеся, то проблема потерь не будет стоять так остро. Например, в качестве источника нейтронов можно рассмотреть термоядерный реактор. Накопление новых делящихся изотопов будет происходить в его blankets, где будет расположен ^{232}Th . В этом случае при одинаковой мощности установок реактора деления и термоядерного реактора производство нейтронов в термоядерном реакторе будет на порядок больше, следовательно, наработка нового делящегося изотопа ^{233}U будет на порядок больше в сравнении с реактором деления. Принципиально важно, что радиоактивность ОЯТ в расчёте на одно ядро нового деляще-

гося изотопа при получении его в бланкете термоядерного реактора будет более чем в 100 раз меньше в сравнении с вариантом получения нового делящегося изотопа из ОЯТ реактора деления [9, 10].

В новой конфигурации гибридные термоядерные реакторы следует использовать для производства топлива из ториевого сырья, а реакторы деления — для производства энергии из делящихся изотопов, полученных в бланкете термоядерного реактора. Такая ядерная энергетическая система будет способна преодолеть две главные трудности: обеспечит атомную энергетику искусственным топливом в требуемом количестве, и это будет без переработки ОЯТ из реакторов деления [11, 12].

Для ОЯТ реакторов деления следует предусмотреть меры надёжного контролируемого хранения. Использовать его можно будет после того, как естественные природные процессы переведут нестабильные изотопы в стабильные и обеспечат приемлемый уровень радиоактивности этих изотопных композиций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **IAEA TECDOC-1434** Methodology for the Assessment of Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles (отчет МАГАТЭ). Report of Phase 1B (first part) of the International Project on Innovative Nuclear Reactors and Fuel Cycles (INPRO), 2004.
2. **Uranium 2018: Resources, Production and Demand** OECD, 2018, NEA № 7413, p. 93—97.
3. **Визгин В.П., Кессених А.В.** На атомной волне: Советский атомный проект — решающая предпосылка взлёта физики. — В кн.: Научное сообщество физиков СССР. 1950—1960-е годы. Документы, воспоминания, исследования. — СПб: Изд-во РХГА, 2005, т. I. 720 с. (с. 25).
4. **Андрюшин И.А., Юдин Ю.А.** Обзор проблем обращения с радиоактивными отходами и отработавшим ядерным топливом. Саров. Сайт https://atompool.ru/images/data/gallery/1_7365_spentfuel.pdf.
5. **Ремизов М.Б., Козлов П.В., Борисенко В.П., Дементьева И.И., Блохин П.А., Самойлов А.А.** Разработка алгоритма оценки радионуклидного состава остеклованных ВАО ФГУП «ПО «Маяк» для цели их безопасного захоронения. — Радиоактивные отходы, 2018, № 3 (4), с. 102—110.
6. **Давиденко В.Д., Пономарев-Степной Н.Н., Цибульский В.Ф.** Возможность радиационно-эквивалентного захоронения отходов при переработке. — Атомная энергия, 2014, т. 116, вып. 1, с. 55—56.
7. **Адамов Е.О., Ганев И.Х., Орлов В.В.** Достижение радиационной эквивалентности при обращении с радиоактивными отходами ядерной энергетики. — Атомная энергия, 1992, т. 73, вып. 1.
8. **Davidenko V.D., Tsibulsky V.F.** Monte Carlo Method in UNK complex. Mathematics and Computations, Supercomputing, Reactor Physics and Nuclear and Biological Applications. Palais de Papes, Avignon, France, September 12—15, 2005, on CD-ROM, American Nuclear Society, La Grange Park, IL, 2005.
9. **Александров Ю.А.** Основы радиационной экологии. Учебное пособие. — Йошкар-Ола: Мар. гос. ун-т, 2007.
10. **Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А., Игнатьев В.В., Субботин С.А., Цибульский В.Ф.** Гибридный термоядерный реактор для производства ядерного горючего с минимальным радиоактивным загрязнением топливного цикла. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с. 5—12.
11. **Бланинский В.Ю., Давиденко В.Д., Зинченко А.С., Моряков А.В., Родионова Е.В., Чукбар Б.К., Цибульский В.Ф.** Энергетические перспективы термоядерной энергетики. — Атомная энергия, 2020, т. 128, вып. 1, с. 37—40.
12. **Велихов Е.П., Ковальчук М.В., Азизов Э.А., Игнатьев В.В., Субботин С.А., Цибульский В.Ф.** Термоядерный источник нейтронов для производства ядерного топлива. — Атомная энергия, 2013, т. 114, вып. 3, с. 160—165.
13. **Велихов Е.П., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф.** Заметки о будущем ядерной энергетики. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 5—14.



Евгений Павлович Велихов, академик РАН, д.ф.-м.н., профессор, член Президиума РАН, Почётный секретарь Общественной палаты РФ, Герой социалистического труда, награждён девятью орденами и многими медалями, почётный президент НИЦ «Курчатовский институт»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



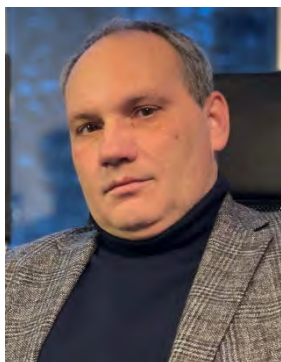
Александр Олегович Гольцев, д. техн. н., начальник лаборатории, профессор, лауреат премии ВЛКСМ, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Владимир Дмитриевич Давиденко, руководитель отделения, д. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Davidenko_VD@nrcki.ru



Александр Всеволодович Ельшин, начальник отдела, д. техн. н., награждён медалью «100 лет со дня рождения В.И. Ленина», медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» 2-й степени в 1994 г., орденом Дружбы; ФГУП НИТИ им. А.П. Александрова, 188540 Сосновый Бор, Ленинградская обл., Копорское шоссе 72, Россия



Алексей Анатольевич Ковалишин, заместитель директора, д. техн. н.; НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Екатерина Викторовна Родионова, н.с.; НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия



Виктор Филиппович Цибульский, советник президента Центра, д. техн. н.; НИЦ «Курчатowski институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Tsubulskiy_VF@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 2 января 2021 г.

После доработки 12 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 5—12.

УДК 621.039

О РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ПОСЛЕДСТВИЯХ ЗАМЫКАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

И.И. Линге

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН, Москва, Россия

В дискуссионном ключе представлено обсуждение вопросов радиационной нагрузки на окружающую среду от переработки отработавшего ядерного топлива различных топливных циклов и возможных преимуществ использования гибридного термоядерного реактора. Показана необходимость учёта широкого диапазона реализуемых альтернатив в выборе технологий ядерного топливного цикла. Указано на важность следования признанным подходам к радиационной защите человека и биоты, представленным в публикациях МКРЗ. Отмечается необходимость соответствия требованиям к регулированию безопасности, зафиксированным в международных документах. Подчёркивается, что при доминировании экономических характеристик решающими в оценках эффективности энерготехнологии станут новые экологические критерии, в том числе критерии безуглеродности.

Ключевые слова: ядерная энергетика, отработавшее ядерное топливо, ядерный топливный цикл, выбросы и сбросы, радиоактивные отходы.

ON THE RADIOECOLOGICAL CONSEQUENCES OF THE CLOSURE OF THE NUCLEAR FUEL CYCLE

I.I. Linge

Nuclear Safety Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Discussion of radiation burden on the environment from spent fuel reprocessing in different nuclear fuel cycles and possible advantages of using a hybrid thermonuclear reactor is presented in a disputable way. The necessity of considering a wide range of alternatives in nuclear fuel cycle is indicated. The importance of following the recognized approaches to the radiation protection of humans and biota, presented in ICRP publications, is pointed out. The need to comply with safety regulation requirements, fixed in the international documents, is noted. It is emphasized that with the dominance of economic characteristics new environmental criteria, including carbon-free criteria, will become decisive in accessing the efficiency of energy technologies.

Key words: nuclear energy, spent fuel, nuclear fuel cycle, discharges, radioactive waste.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-13-17

Целью данной статьи является критический анализ некоторых доводов, сформулированных в статье [1]. Основное внимание в рассматриваемой статье уделено вопросам радиационной нагрузки на окружающую среду от переработки отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) различных топливных циклов. Очевидные достоинства статьи: простой язык, не замыкающийся на специальной терминологии, принципиальность и простота аргументов относительно бесперспективности в долгосрочном плане переработки ОЯТ реакторов деления. Основной причиной названо обрамление нарабатываемых ядерных материалов продуктами деления. Эта причина, по мнению авторов, во многом устраняется, если в качестве источника нейтронов для наработки сырьевых изотопов использовать реакцию не деления, а синтеза в формате гибридного термоядерного реактора с урановым или ториевым бланкетом. Вывод не новый, частью авторского коллектива обоснованный много ранее. В числе последних публикаций можно указать работу [2], но в целом настороженность относительно переработки ОЯТ представляется актуальной, в том числе в условиях распространённой и бездоказательно постулируемой в нашей стране необходимости переработки ОЯТ всех типов или, что также широко распространено, соображений об обязательности выжигания минорных актиноидов.

Одновременно содержание статьи даёт поводы для полемики, включая ряд серьёзных замечаний, из которых наиболее значимыми представляются следующие.

1. Статья не содержит даже краткого раскрытия всего спектра мнений о проблеме, который очень широк. Он включает в себя как доводы об отсутствии объективных причин для выбора технологий ядерного топливного цикла (ЯТЦ), основываясь на учёте радиационного фактора (разница в радиационном воздействии на работников и население в открытом и замкнутом цикле очень мала) [3, 4], так и по-

зицию полного неприятия ядерной энергетики на государственном уровне вследствие сопровождающих её радиационных рисков, включая и предлагаемую схему с гибридными термоядерными реакторами. Причём последнее позиционирование никак не связано с реальными количественными оценками рисков. Поэтому можно утверждать, что обоснование одного из вариантов ЯТЦ через недостатки другого играет роль мощного ускорителя интенсивности необъективных суждений о ядерной энергетике. В этом смысле обоснование выводов, сделанных в работе [3], более фундаментально. Во-первых, оно выполнено международной организацией, в состав которой входят страны, осуществлявшие переработку ОЯТ (Великобритания, Франция), отказавшиеся от переработки ОЯТ (США) или от атомной энергетики вообще (Италия). Во-вторых, доклад [3] подготовлен по заявке и под контролем организации стран, осуществляющих рыболовство в районах сбросов перерабатывающих предприятий Франции и Великобритании.

2. Материалы статьи полностью игнорируют существующие международно признанные подходы к радиационной защите человека и биоты, представленные в публикациях Международной комиссии по радиационной защите (МКРЗ), в том числе в Публикации 103 [5], которые составляют сердцевину радиационной защиты, и данные Научного комитета по атомной радиации ООН, который регулярно систематизирует информацию по поступлению радиоактивных веществ в окружающую среду, дозам облучения и наблюдаемым эффектам. Авторами статьи без применения должных процедур (оценка выбросов и сбросов, доз облучения, их прогноз) делаются выводы относительно приемлемости энерготехнологий. Между тем в системе радиационной защиты важную роль играют положения, касающиеся ограниченной применимости радиологических критериев при принятии решений. Об этом очень ясно говорит преамбула раздела 5.7 Публикации 103 [5]. Прокомментируем лишь одно предложение из этого фрагмента: «Иногда оказывается, что радиационный вред будет лишь малой частью суммарного ущерба». По мере возрастания технической сложности источника и увеличения количества индивидуумов, им затрагиваемых, наречие «иногда», по нашему убеждению, должно трансформироваться в наречие «всегда». Если уточнять, в какую сторону должны развиваться оценки эффективности энерготехнологий, то также позволим себе утверждать, что при доминировании экономических характеристик решающими будут новые экологические критерии, в том числе критерии безуглеродности [6].

3. Также полностью игнорируются международно признанные подходы и требования к регулированию безопасности, в том числе зафиксированные в «Объединённой конвенции о безопасности обращения с отработавшим ядерным топливом и о безопасности обращения с радиоактивными отходами» (далее — Объединённая конвенция). Объединённой конвенцией, ратифицированной Российской Федерацией в 2005 г., предусмотрены обязательства стран по недопущению существования радиоактивных материалов и веществ в иных формах, нежели в составе: 1) ядерных установок (объекта использования атомной энергии); 2) радиоактивных отходов; 3) сбросов в окружающую среду. Объединённой конвенцией установлено, что «сбросы означают планируемые и контролируемые выбросы в окружающую среду в качестве законной практики в пределах, санкционированных регулирующим органом, жидких или газообразных радиоактивных материалов, которые образовались на регулируемых ядерных установках в ходе нормальной эксплуатации». В рамках российского права последняя категория подразумевает сбросы и выбросы, которые в полном соответствии с Объединённой конвенцией специальным образом регулируются. Иные материалы, упоминаемые в тексте статьи как безвозвратные, такими не являются. Безвозвратные потери не могут образоваться, как излагается в статье, в результате «попадания радиоактивных изотопов на полы и стены рабочих помещений, наружные поверхности оборудования, технологических каналов, печи, тигель, формы и т.д.» [1]. В этом случае у радиоактивных изотопов возможны только два пути (канала): попадание в категорию радиоактивных отходов (при дезактивации в ходе эксплуатации и вывода из эксплуатации) или поступление в окружающую среду (в рамках регламентируемых и контролируемых сбросов и выбросов). В целом представляется полностью несостоятельным и обращение к ряду цитируемых первоисточников (ссылка на сайт в тексте статьи и ссылка на учебное пособие Марийского университета), и использование в качестве доказательных формул утверждений типа: «Авторам этой статьи при обсуждении результатов в частных беседах пришлось столкнуться с такой позицией, что безвозвратные потери, хотя они и существуют, но они никогда не попадут в окружающую среду. Причём какого-либо обоснования такого утверждения не приводится. По мнению тех, кто придер-

живается такой позиции, её следует принимать без обсуждения». За рамками подобной доказательной формулы остаются и регулярные усилия эксплуатирующих организаций по обоснованию допустимых выбросов и сбросов, и такие же регулярные усилия органов государственного регулирования безопасности при использовании атомной энергии, которые эти нормативы согласовывают и контролируют. Регулярная деятельность иных контролирующих ведомств, в том числе ФМБА России и Росгидромета, также как бы несостоятельна — они не видят поступления безвозвратных потерь и угроз, с ними связанных. Отметим, что не видят пока их поступления и авторы статьи, которые фиксируют: «Нет экспериментальных подтверждений, позволяющих утверждать, что безвозвратные потери рано или поздно попадут в окружающую среду». Казалось бы, на этом утверждении эту тему можно было бы и закрыть.

4. В качестве меры радиационной безопасности используется сравнение с радиоактивностью использованного для генерации природного урана. Подобный подход, называемый радиационно-эквивалентным, известен, но также известны его критические оценки [7] и его несоответствие международно признанным подходам к критериям обеспечения радиационной безопасности, предусматривающим оценку доз и рисков для условий планируемого и существующего облучения.

5. Радионуклиды, для которых проведены оценки, в том числе стронций (^{90}Sr) и цезий (^{137}Cs), отнесены авторами к наиболее проблемным. В этой связи необходимо отметить, что ни в одной из систем ценностей (классической, представленной в документах МАГАТЭ, и радиационно-эквивалентной, где основной опасностью рассматриваются минорные актиноиды) они не относятся к радионуклидам, несущим основные риски в долгосрочной перспективе. Короткий период полураспада, хорошие показания сорбции и высокие показатели очистки от них, лёгкость контроля и изученность свойств позволяют охарактеризовать их условно безобидными в сравнении с малосорбируемыми долгоживущими радионуклидами.

6. Неожиданно применение понятий «безвозвратные» и «потери» в контексте обсуждаемой темы. Понятие «безвозвратные» применительно к потерям ядерных материалов давно не используется специалистами. Более того, сам термин «потери» трактуется шире, так как характеристики ядерных материалов (ЯМ) и радиоактивных веществ (РВ) эквивалентны с точки зрения технологического процесса. При переработке ОЯТ ядерным материалам как целевым продуктам исторически уделялось большее внимание. Поэтому понятие «безвозвратные потери» можно найти в старых (ранних) статьях. Объёмный материал по оценке содержания и наличных количеств ядерных материалов в оборотах и отходах ядерного топливного цикла приведён в работе [8]. Сейчас ситуация ещё более разнообразная. Целевыми продуктами по различным технологиям рассматриваются и продукты деления (Cs—Sr в рамках сбалансированного топливного цикла), и фракция Am—Cm и др. Современные требования «Основных правил учёта и контроля ядерных материалов» (НП-030-19) дают следующее определение: потери ядерных материалов — уменьшение количества ЯМ в зоне баланса материалов, обусловленное сбросами и выбросами содержащих ЯМ продуктов, потерями таких продуктов в результате аварий, утрат и радиоактивного распада. Потери в соответствии с НП-030-19 рассматриваются на промежутке времени, равном межбалансовому периоду. Максимум — 1 год. Нормативный документ указывает, что анализ должен проводиться по аттестованным методикам либо расчётными способами. При этом величина этого отклонения не должна превышать величину, утверждённую для конкретной установки. Исходя из данного определения, каждое направление «потерь» подлежит соответствующему контролю и нормируется. Например, на сбросы, выбросы устанавливаются свои разрешения. Величина остаточных «закладок» в технологическом оборудовании нормируется через ядерную и радиационную безопасность и должна учитываться при выводе из эксплуатации. Например, при переработке ОЯТ и перераспределении потоков радиоактивных отходов (РАО) на заводе РТ-1 ФГУП «ПО «Маяк» реализуются следующие этапы. На первом топливо рубится и растворяется. Для большинства оксидного топлива энергетических реакторов коэффициент извлечения ЯМ составляет более 99%. Далее нерастворённые остатки либо подаются в специальное здание-хранилище, либо упаковываются как РАО класса 2—3, предназначенные для захоронения в пункте захоронения РАО. В процессе переработки выделяются целевые компоненты и образуются РАО различных классов — низкоактивные (НАО), среднеактивные (САО), высокоактивные (ВАО). ВАО остекловываются. САО в текущей схеме завода РТ-1 объединяются с ВАО и также остекловываются. НАО проходят цикл очистки. Часть ЯМ и РВ расходуется на «загрязнение технологического оборудования». Данное загрязнение может носить «неснимаемый характер». Далее при выводе из эксплуатации это всё

становится РАО соответствующего класса, которые должны будут соответствующим образом кондиционироваться. Таким образом, современные заводы по переработке ОЯТ или любая другая ядерная установка являются замкнутыми системами по обращению с РВ и ЯМ на всём жизненном цикле установки. Размыкание происходит только через выбросы РВ, которые составляют обычно не более единиц процентов от разрешённых ПДК, сбросы РВ и образование целевых продуктов, например, урана, плутония. При этом существующие системы нормативной документации и соответствующего контроля обеспечивают выполнение этих требований.

7. Обоснование природы формирования «третьего канала», приведённое в статье [1], не содержит никаких специфических черт, позволяющих исключить их появление на всех иных переделах ЯТЦ, в том числе в иных его конфигурациях, в том числе с гибридными термоядерными реакторами. Процессы «попадания радиоактивных изотопов на полы и стены рабочих помещений, наружные поверхности оборудования, технологических каналов, печи, тигель, формы и т.д.» неизбежны, но урегулированы и обременены комплексом нормативных требований, которые в большинстве случаев должным образом исполняются.

8. Удивляет адресация к таким источникам, как сайт и учебное пособие Йошкар-Олинского университета. Саровское происхождение сайта не есть признак надёжности и обоснованности информации, а у автора учебного пособия, являющегося, по-видимому, отличным специалистом в области сельского хозяйства (более 100 публикаций), нет ни одной научной публикации в реферируемых журналах по вопросам радиэкологии и радиобиологии.

9. Для статьи в целом характерно частое упоминание «неприемлемо большой радиационной нагрузки на окружающую среду». Между тем самое кропотливое применение подходов к оценке вреда объектам живой природы, нормативно закреплённое в критериях отнесения РАО к особым, т.е. подлежащим захоронению на месте, показало, что он имеет ненулевые значения всего в нескольких уникальных ситуациях (объект Карачай на ФГУП «ПО «Маяк» и ряд иных приповерхностных хранилищ РАО) [9]. Вопреки представлениям авторов именно в районе расположения этих объектов наиболее детально изучены пути миграции радиоактивных изотопов, в том числе с участием живых организмов. Достаточно много интересных публикаций по этому вопросу представлено в научном журнале «Вопросы радиационной безопасности». В отношении техногенного облучения человека ситуация также своеобразна. Уже длительное время и со всё большим ускорением облучение в связи с функционированием атомной энергетики, включая все переделы ЯТЦ, становится пренебрежимо малым в сравнении с облучением от природных источников и медицинских процедур [10].

10. Утверждение о том, что «для ОЯТ реакторов деления следует предусмотреть меры надёжного контролируемого хранения. Использовать его можно будет после того, как естественные природные процессы переведут нестабильные изотопы в стабильные и обеспечат приемлемый уровень радиоактивности этих изотопных композиций», также представляется не вполне мотивированным, поскольку подобное контролируемое хранение не ограничено во времени. Выдержка имеет смысл только на относительно короткие сроки (десятки, сотни лет) с целью снижения тепловыделения до значений, которые не препятствуют захоронению РАО в геологической среде.

Изложенное позволяет предположить, что одна из причин появления этой статьи — это длительное существование термоядерных исследований вне контекста нормативно-правового поля, регулирующего все основные виды деятельности в области использования атомной энергии. Положения и мероприятия, заложенные в содержание Федерального проекта «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» Комплексной программой «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергетики в Российской Федерации на период до 2024 года», эту ситуацию в ближайшие годы исправят.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е.П., Гольцев А.О., Давиденко В.Д., Ельшин А.В., Ковалишин А.А., Родионова Е.В., Цибульский В.Ф. Приемлемость замыкания топливного цикла ядерной энергетики. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 5—12.
2. Велихов Е.П., Давиденко В.Д., Цибульский В.Ф. Заметки о будущем ядерной энергетики. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 5—14.

3. **Radiological** Impacts of Spent Nuclear Fuel Management Options: a Comparative Study, Radiation Protection, OECD Publishing, Paris, 2000. 128 p. <https://doi.org/10.1787/9789264182028-en>.
4. **Линге И.И., Арутюнян Р.В., Большов Л.А., Осипьянц И.А.** Воздействие на окружающую среду и здоровье населения при обращении с ОЯТ. — В сб.: Сборник докладов Второй научно-технической экологической конференции Минатома России «Экология ядерной отрасли». Москва, 2001, с. 106—115.
5. **Recommendations** of the international commission on radiological protection. — ICRP Publication 103. AnnICRP, 2007, vol. 37(2—4), p. 1—332. doi: 10.1016/j.icrp.2007.10.003.
6. **Большов Л.А., Линге И.И.** Стратегия развития ядерной энергетики России и вопросы экологии. — Атомная энергия, 2019, т. 127, вып. 6, с. 303—309.
7. **Kessler J. et al.** Radiotoxicity index: an inappropriate discriminator for advanced fuel cycle technology selection. — In: WM2012 Conference Proceedings. Phoenix, Arizona, USA, 2012, p. 12276.
8. **Оценка** содержания и наличных количеств ядерных материалов в оборотах и отходах: трехсторонний семинар. 14—18 окт. 2002 г. Под ред. Б.Г. Рязанова. — Обнинск, ФЭИ, 2003. 265 с.
9. **Абрамов А.А. и др.** Особые радиоактивные отходы. — М.: ООО «Сам Полиграфист», 2015. — 240 с.
10. **Линге И.И.** Обеспечение радиационной безопасности при обращении с РАО: дозы облучения и перспективы развития регулирующих основ. — Радиоактивные отходы, 2020, № 2(11), с. 6—16. doi: 10.25283/2587-9707-2020-2-6-16.



Игорь Иннокентьевич Линге,
д. техн. н., заместитель ди-
ректора; Институт проблем
безопасного развития атом-
ной энергетики РАН, 115191
Москва, Большая Тульская
ул. 52, Россия
linge@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 3 января 2021 г.

После доработки 13 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 13—17.

УДК 533.9.082.79

АНАЛИЗ РАДИАЦИОННЫХ УСЛОВИЙ РАБОТЫ ДИАГНОСТИКИ ДМНП ИТЭР

А.О. Ковалев, Р.Н. Родионов, Д.В. Портнов, В.А. Воробьёв, Ю.Г. Высоких, С.Ю. Обудовский, Ю.А. Кашук

Частное учреждение «ИТЭР-Центр», Москва, Россия

В статье приведены результаты анализа радиационных условий детекторных модулей диагностики «Диверторный монитор нейтронного потока» (ДМНП) токамака-реактора ИТЭР. Диагностика ДМНП предназначена для измерения полного выхода нейтронов и термоядерной мощности ИТЭР. На заключительной стадии проектирования системы ДМНП принято решение об изменении места размещения детекторных модулей диагностики, что потребовало проведения уточняющих расчётов энергетического распределения плотности потока нейтронов в зоне расположения детекторов диагностики, скорости реакции деления урана в камерах деления ДМНП и функции Грина скорости реакции деления. Проведено исследование отклика системы на пространственное распределение выхода ДТ-нейтронов из плазмы ИТЭР для стандартного сценария 500 МВт термоядерной мощности. Моделирование выполнено в рекомендованной трёхмерной модели токамака-реактора ИТЭР с использованием кода MCNP. На основании результатов нейтронно-физического анализа и требований, предъявляемых к диагностике Международной организацией ИТЭР, подтверждены ожидаемые рабочие характеристики диагностики ДМНП.

Ключевые слова: нейтронная диагностика плазмы, радиометр потока термоядерных нейтронов, характеристики радиационных полей, ИТЭР.

RADIATION CONDITIONS ANALYSIS OF DNFM ITER DIAGNOSTIC TOOL

A.O. Kovalev, R.N. Rodionov, D.V. Portnov, V.A. Vorobiev, Yu.G. Vysokih, S.Yu. Obudovsky, Yu.A. Kashchuk

Project Center ITER, Moscow, Russia

This paper presents the results of radiation conditions analysis of the detector modules of diagnostic tool «Divertor Neutron Flux Monitor» (DNFM) of the ITER tokamak-reactor. Diagnostic tool is designed to measure neutron yield and fusion power of ITER. At the final design stage of the DNFM system it was decided to change the location of the detector modules of diagnostic tool, which required a refinement of calculations of the energy distribution of neutron flux in the area of the detectors, the fission rate of uranium in the fission chambers of the DNFM and the Green's function of fission rate. A study of the response of the system to the neutron yield spatial distribution of 500 MW DT ITER plasma was carried out. Modeling is performed with the three-dimensional model of ITER tokamak-reactor using MCNP code. The expected performance characteristics of DNFM system based on the results of neutron transport analysis and requirements to diagnostics from ITER Organization have been confirmed.

Key words: plasma neutron diagnostics, fusion neutron flux monitor, characteristics of radiation fields, ITER.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-18-26

ВВЕДЕНИЕ

Диагностика ДМНП предназначена для измерения полного выхода нейтронов (нейтр./с) и термоядерной мощности плазмы ИТЭР в широком динамическом диапазоне измерений системы. В качестве детекторов нейтронного излучения применены ионизационные камеры деления (ИКД) типа КНТ-30 с ^{235}U (~90%) и высокочистым ^{238}U (99,9999%) [1].

В табл. 1 приведены требования, предъявляемые Международной организацией ИТЭР, к типу измеряемых параметров горения плазмы, диапазону измерений и их погрешности. Временное разрешение диагностики ДМНП 1 мс [2].

Т а б л и ц а 1. Требования к измерениям диагностики ДМНП

Параметр	Сценарий плазмы	Диапазон	Погрешность, %
Выход нейтронов, нейтр./с	DD	10^{14} — 10^{17}	20
	DT	10^{17} — $3,2 \cdot 10^{20}$	10
Термоядерная мощность, МВт	DT	0,1—900	10

Нейтронно-физический анализ — один из ключевых этапов разработки всех систем токамака-реактора ИТЭР [2]. Такой анализ включает в себя моделирование нейтронного источника, транспорта нейтронов и порождаемого ими мгновенного γ -излучения в конструкционных материалах токамака и его системах, расчёт абсолютных значений энергетического распределения потоков ионизирующего излучения в местах расположения исследуемых компонентов. Данные о радиационных полях используют для расчёта энерговыделения в элементах конструкций, радиационных повреждений и активации мате-

риалов для заданного сценария работы установки. Также в анализ входит моделирование динамики мощности дозы наведённого γ -излучения вокруг конструкции установки в период выдержки после завершения эксплуатации реактора. Для нейтронных диагностик проводится анализ абсолютной чувствительности детекторов к нейтронному и γ -излучению в месте расположения детекторов. В статье представлены результаты нейтронно-физического анализа работы детекторных модулей диагностики ДМНП токамака-реактора ИТЭР. Выполнен сравнительный анализ отклика диагностики к рекомендованному Международной организацией ИТЭР нейтронному профилю DT-плазмы ИТЭР (ток 15 МА, термоядерная мощность 500 МВт, соотношение ионов D:T = 1:1) для текущей и предыдущей версий конструкции детекторных модулей диагностической системы. Другие результаты анализа, такие как активация конструкционных материалов диагностики и динамика спада наведённой активности, представлены в работе [3].

С целью исследования особенностей работы диагностической системы в условиях нестационарного источника нейтронов [4] авторами разработан алгоритм, представленный в работах [5—7]. Ключевым элементом алгоритма является анализ функции Грина [8] и соответствующей скорости реакции деления урана в ИКД ДМНП. Достоверность результатов моделирования функции Грина подтверждается совпадением скоростей реакции деления от нейтронного источника с известным распределением, рассчитанных как с использованием функции Грина, так и с помощью прямого моделирования переноса нейтронов. Под прямым моделированием авторы статьи подразумевают расчётную задачу MCNP [9], в которой реалистичная трёхмерная модель источника DT-нейтронов ИТЭР описана непосредственно во входном файле.

Использованная функция Грина аналогична предложенной в [8]. В качестве функции Грина берётся плотность потока нейтронов в точке наблюдения, создаваемая элементарным точечным источником. Элементарный точечный источник определён как источник, испускающий 1 нейтр./с из единицы объёма. Результатом интегрирования произведения функции Грина и пространственного распределения удельной интенсивности источника нейтронов по всему объёму источника является плотность потока нейтронов, создаваемая объёмным источником нейтронов. Если ввести функцию Грина как скорость реакции деления в точке наблюдения от элементарного точечного источника, то результатом интегрирования аналогичного произведения будет скорость реакции деления, создаваемая объёмным плазменным источником нейтронов.

Результаты нейтронно-физического анализа позволяют обосновать принятую конструкцию диагностики, подтвердить соответствие возможностей системы предъявляемым к ней требованиям (динамический диапазон измерений, временное разрешение, погрешность).

ОПИСАНИЕ РАСЧЁТНОЙ МОДЕЛИ ДМНП

Расчётная модель транспорта нейтронов для диагностики ДМНП вставлена в трёхмерную модель токамака-реактора ИТЭР «С-Model» [10]. Детекторные модули диагностики расположены под диверторной каскетой на нижней внутренней поверхности вакуумной камеры токамака-реактора ИТЭР. Размещение модулей ДМНП показано на рис. 1. Модуль ДМНП состоит из детекторных блоков двух типов: ИКД с ^{235}U и ^{238}U . В каждом блоке расположены по три ИКД. В табл. 2 приведены массы оксида урана, нанесённые на электроды ИКД ДМНП.

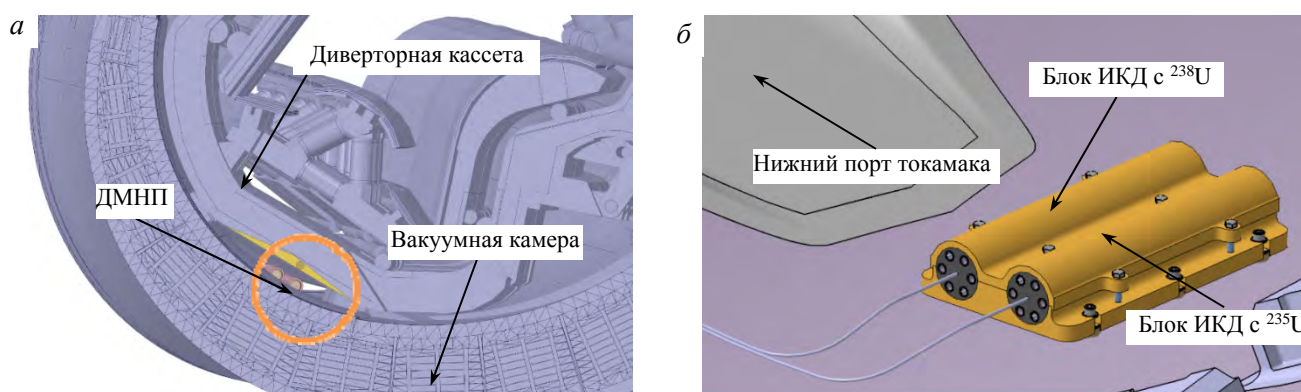


Рис. 1. Расположение диагностики ДМНП на вакуумной камере ИТЭР (а), под диверторной каскетой (б)

Т а б л и ц а 2. Характеристики ИКД модуля ДМНП

№ ИКД	Основной нуклид урана	Массовая доля основного нуклида, %	Масса оксида урана, мг
1	^{235}U	95	500
2			50
3			5
4	^{238}U	99,9999	500
5			5
6			50

Проведены два вида моделирования: прямой расчёт и расчёт с помощью функции Грина по методу [6]. В решении прямой задачи используется источник, повторяющий геометрию и полоидальный профиль излучения нейтронов DT-плазмы с термоядерной мощностью 500 МВт [4]. При расчёте функции Грина в качестве источника DT-нейтронов рассмотрен набор кольцевых источников, расположенных в различных позициях (R, Z) внутри вакуумной камеры токамака-реактора. Результаты моделирования скорости реакции деления, полученные при решении прямой задачи, использованы для проверки результатов моделирования функции Грина.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПРЯМОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В процессе прямого моделирования, которое выполнено в программе MCNP, рассчитаны плотности потока нейтронов и мгновенных γ -квантов в конструкционных материалах ДМНП. Энергетические групповые распределения плотности потока нейтронов и мгновенных γ -квантов в зоне расположения детекторов показаны на рис. 2 (номера ИКД соответствуют принятым в табл. 2). В табл. 3 представлены плотности потока нейтронов и скорости реакции деления урана в ИКД ДМНП. Плотность потока нейтронов и энергетическое распределение нейтронов в различных ИКД практически одинаковы.

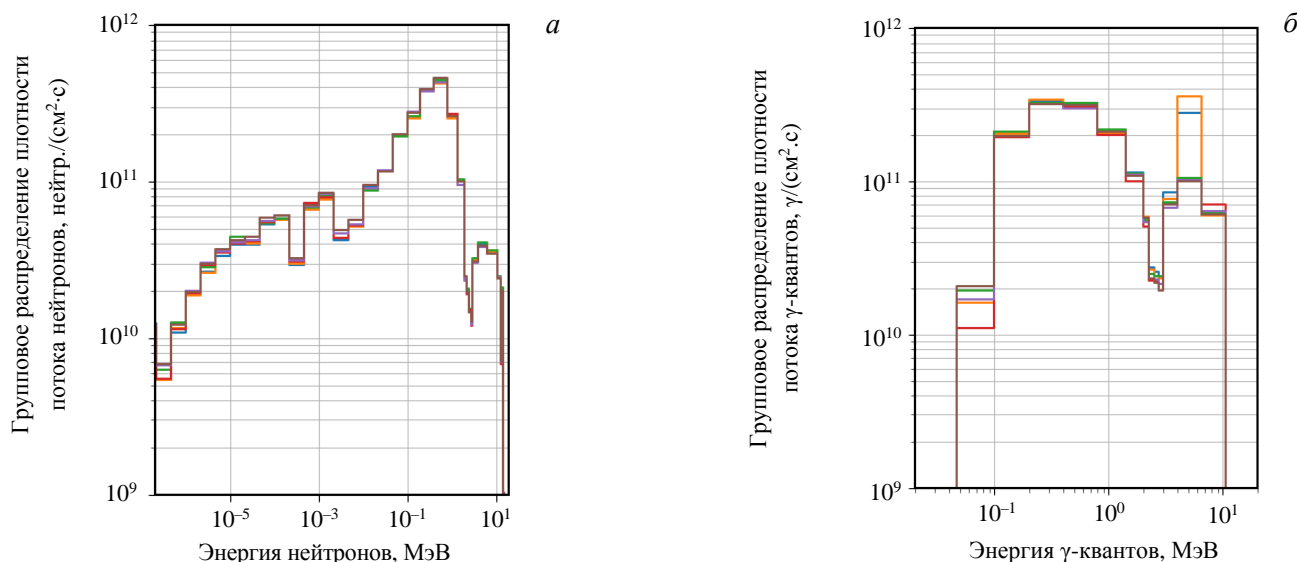


Рис. 2. Групповые распределения плотности потока нейтронов (а) и мгновенных γ -квантов (б) в ИКД ДМНП № 1 (—), 2 (—), 3 (—), 4 (—), 5 (—), 6 (—) для стандартного источника нейтронов ИТЭР мощностью 500 МВт

Т а б л и ц а 3. Результаты прямого моделирования для ИКД модуля ДМНП

№ ИКД	Основное делящееся вещество ИКД	Плотность потока нейтронов, 10^{12} нейтр./см ² ·с)	Скорость реакции деления, 10^8 дел./с
1	^{235}U	2,42	206,0
2		2,41	19,00
3		2,50	1,88
4	^{238}U	2,52	2,51
5		2,50	0,0251
6		2,55	0,254

Значения скорости реакции деления при одинаковых массах ^{235}U и ^{238}U в ИКД различаются на два порядка из-за различий в величинах сечений реакции деления нейтронами. ^{235}U эффективно делится тепловыми ($E_n < 1$ эВ) нейтронами, ^{238}U — быстрыми ($E_n > 1$ МэВ). При этом среднее по энергии сечение реакции деления ^{235}U тепловыми нейтронами составляет ~ 580 барн, сечение реакции деления ^{238}U быстрыми нейтронами ~ 2 барна. Статистическая погрешность результатов моделирования не превышает $\sim 5\%$.

Рассчитанная величина скорости реакции деления позволяет оценить абсолютную чувствительность ИКД ДМНП к источнику нейтронов. Величина абсолютной чувствительности детекторов использована для оценки динамического диапазона измерений полного выхода нейтронов ИТЭР диагностической системой ДМНП.

ФУНКЦИЯ ГРИНА СКОРОСТИ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ УРАНА ИКД ДМНП

Для каждого детектора диагностики ДМНП рассчитана функция Грина [8], определённая как скорость реакций деления урана детектора от тороидальных колец с заданным положением (R, Z) в полоидальном сечении токамака, изотропно испускающих 1 ДТ-нейтр./с. Данная функция позволяет рассчитать скорости реакции деления от произвольного пространственно распределённого источника нейтронов, параметры которого изменяются во время импульса токамака-реактора. Знание функции Грина детекторов позволяет исследовать чувствительность диагностики к изменениям положения плазмы, геометрических размеров и распределения удельной интенсивности нейтронов в полоидальном сечении плазменного шнура — профиля источника нейтронов. Подробное описание алгоритма расчёта данной функции и примеры её использования приведены в работах [5—7]. Основным преимуществом метода является качественное уменьшение времени расчёта. Время расчёта скорости реакции деления урана ИКД ДМНП для данного равновесного состояния ДТ-плазмы ИТЭР с помощью программы, написанной на языке FORTRAN, составляет $\sim 0,1$ мс.

На рис. 3 представлен результат моделирования функции Грина скорости реакции деления урана ИКД № 3 (5 мг UO_2 с ^{235}U) и № 6 (50 мг UO_2 с ^{238}U) ДМНП. Функция Грина не зависит от пространственного распределения источника нейтронов в полоидальном сечении плазмы. Тороидальные кольца лишь покрывают геометрическую область, в которой возможно существование плазмы ИТЭР. Значение функции Грина вне данной области принимается равным нулю.

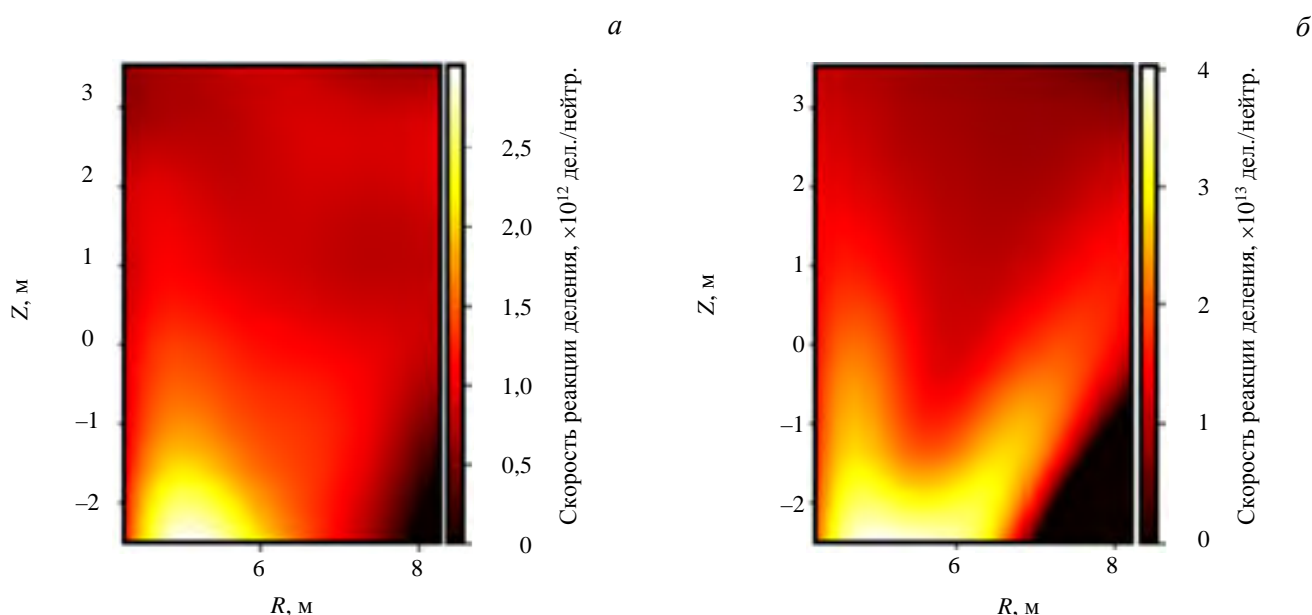


Рис. 3. Функция Грина скорости реакции деления урана ИКД ДМНП: *а* — ^{235}U ; *б* — ^{238}U

Произведение функции Грина скорости реакции деления и профиля источника нейтронов (нейтр./ $(\text{м}^3 \cdot \text{с})$) позволяет проанализировать вклад нейтронов источника из каждой области в скорость реакции деления урана ИКД ДМНП. Произведение функции Грина и профиля источника нейтронов в момент достижения термоядерной мощности 500 МВт ДТ-плазмы ИТЭР [4] представлено на рис. 4. Аналогичные данные для предварительной версии конструкции диагностики ДМНП приведены в работе [5].

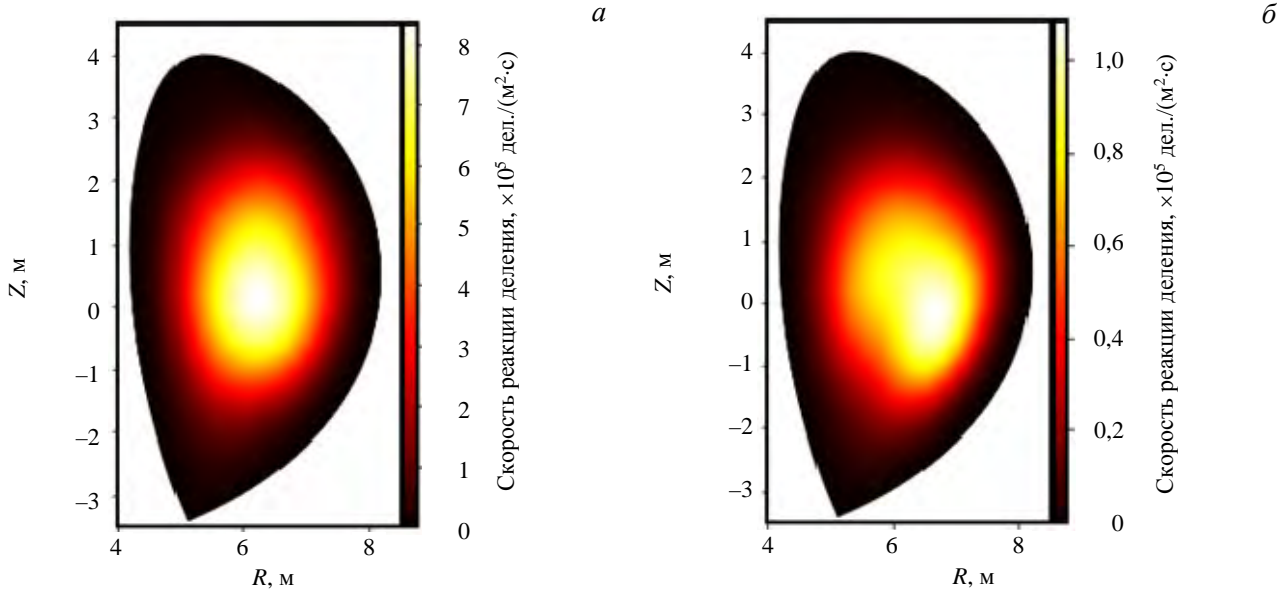


Рис. 4. Произведение профиля 500 МВт ДТ-плазмы ИТЭР и функций Грина скорости реакции деления (см. рис. 3) ИКД ДМНП № 3 с ^{235}U (а), № 6 с ^{238}U (б)

Диагностика ДМНП в предварительной версии конструкции располагалась непосредственно на диверторной каскаде токамака. При этом для ИКД с ^{238}U существовала явно выраженная чувствительность к прямым нейтронам плазмы, попадающим в детекторы через щели дивертора [11]. В финальной версии конструкции диагностики между источником и детекторами в новом положении присутствует дополнительный рассеивающий материал — диверторная каскада токамака, заполненная охлаждающей водой.

Профиль источника нейтронов рассчитан с разрешением $\Delta r/a = 1/109$, где Δr — расстояние между соседними магнитными поверхностями в полоидальном сечении плазмы; a — малый радиус плазменного шнура. В расчёте источника нейтронов предполагается, что концентрация ионов и температура равномерно распределены по магнитной поверхности, в результате чего принято, что удельная скорость ДТ-реакции равномерна для данной магнитной поверхности. Данное предположение означает, что для оценки чувствительности ДМНП можно пренебречь остальными факторами, влияющими на образование нейтронов, такими как быстрые банановые и пучковые ионы [4]. В данном предположении параметры источника нейтронов постоянны внутри объёма, ограниченного двумя соседними (от r/a до $(r + \Delta r)/a$) магнитными поверхностями, — дифференциального объёма ΔV . Проинтегрировав произведение функции Грина $G(R, Z)$ (дел./нейтр.) и профиля источника нейтронов $I(R, Z)$ (нейтр./ $(\text{м}^3 \cdot \text{с})$) по дифференциальному объёму ΔV , мы получаем вклад в полную скорость реакции деления урана ИКД ДМНП от данной области источника.

Распределение источника нейтронов как функция координаты магнитной поверхности $r/a \in [0; 1]$, $Y_n(r/a)$ (нейтр./с) описывается уравнением

$$Y_n(r/a) = 2\pi \iint_{\Delta V} I(R, Z) R dR dZ = I(r/a) \Delta V. \quad (1)$$

А вклад в скорость реакции деления — пространственный отклик $R_f(r/a)$ (дел./с) — уравнением

$$R_f(r/a) = 2\pi \iint_{\Delta V} I(R, Z) G(R, Z) R dR dZ = I(r/a) G(r/a) \Delta V. \quad (2)$$

Для предварительной и финальной версий конструкции диагностики пространственные отклики ИКД ДМНП показаны на рис. 5. Для наглядности распределение выхода источника нейтронов $Y_n(r/a)$ нормировано на интеграл распределения по объёму плазмы, а пространственный отклик $R_f(r/a)$ нормирован на интеграл скорости реакции деления ИКД.

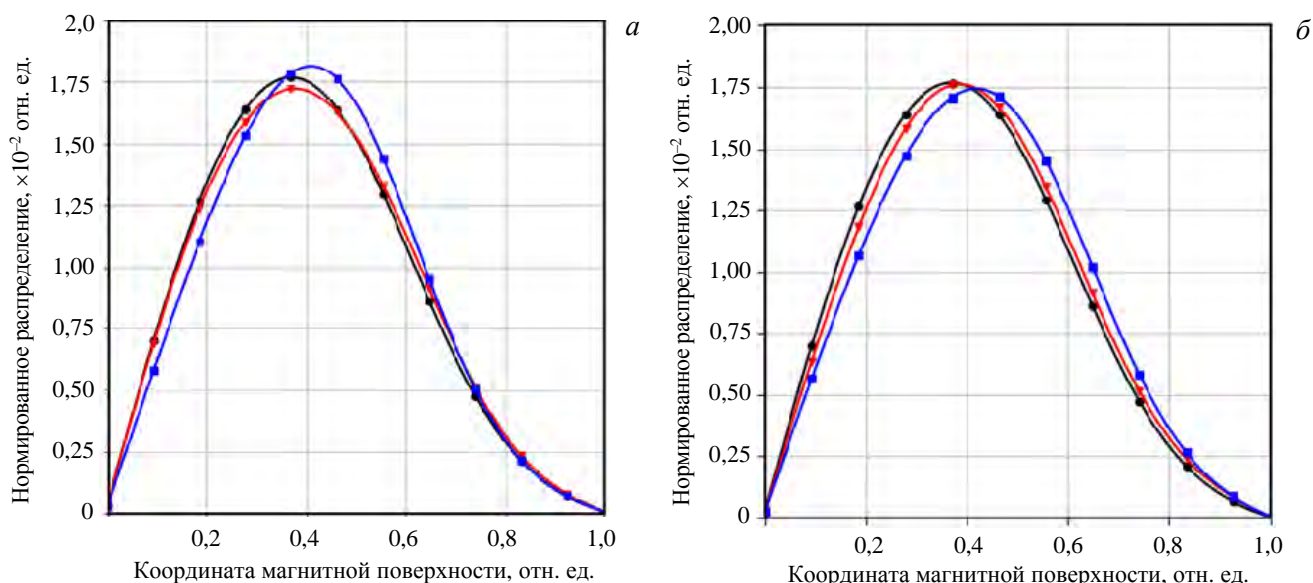


Рис. 5. Пространственный отклик ИКД ДМНП ^{235}U (\blacktriangledown), ^{238}U (\blacksquare) для предварительной (а) и финальной (б) версии конструкции и распределение выхода нейтронов 500 МВт DT-плазмы ИТЭР (\bullet)

С точки зрения минимизации чувствительности измерений диагностики к изменению распределения нейтронов в полоидальном сечении плазмы важно, чтобы распределение $R_f(r/a)$ повторяло по форме пространственное распределение выхода источника нейтронов $Y_n(r/a)$. Анализируя данные, представленные на рис. 5, можно заключить, что изменение положения диагностики ДМНП не привело к существенным изменениям пространственного отклика. Однако пространственный отклик ИКД с ^{238}U стал менее пикированным, что обусловлено более мягким спектром нейтронов, приходящих на чувствительные элементы детекторов.

В табл. 4 представлены результаты сравнения скоростей реакции деления урана ИКД ДМНП (см. табл. 2), полученные при прямом моделировании (см. табл. 3) и рассчитанные с помощью функций Грина [5]. Относительное отклонение величин лежит в пределах статистической погрешности результатов прямого моделирования, что свидетельствует о достаточности величины шага интерполяционной сетки (25 см) и достоверности результатов моделирования функции Грина скорости реакции деления.

Т а б л и ц а 4. Проверка достоверности расчёта функции Грина скорости реакции деления

№ ИКД	Основное делящееся вещество ИКД	Скорость реакции деления по методу функции Грина, 10^8 дел./с	Относительное отклонение от результатов решения прямой задачи, %
1	^{235}U	196,0	4,9
2		18,80	1,1
3		1,88	0
4	^{238}U	2,59	-3,2
5		0,0259	-3,2
6		0,262	-3,1

ДИНАМИЧЕСКИЙ ДИАПАЗОН ИЗМЕРЕНИЙ ПОЛНОГО ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ

Абсолютная чувствительность детектора к данному типу частиц — отношение зарегистрированной скорости счёта к полному выходу частиц источника [12]. Абсолютная чувствительность детекторов диагностики ДМНП оценена как отношение скорости реакции деления урана ИКД ДМНП к выходу нейтронов источника.

Зная абсолютную чувствительность ИКД s (имп./нейтр.), можно оценить скорость счёта C (имп./с) детекторов диагностики при данном уровне выхода нейтронов плазмы Y_n (нейтр./с) по формуле

$$C = sY_n. \quad (3)$$

Алгоритм моделирования зарегистрированной скорости счёта представлен в работах [5, 7] и основан на описании работы измерительных трактов [12]. Зная временное разрешение диагностики и требования к погрешности измерений (см. табл. 1), можно определить нижнюю границу диапазона измерения для всех сигналов, поступающих из измерительных трактов. Верхняя граница измерения определена, исходя из технического предела реализуемых измерительных трактов системы сбора данных (10^6 имп./с, 10^8 имп./с и 10^9 имп./с для счётного, флуктуационного и токового трактов соответственно).

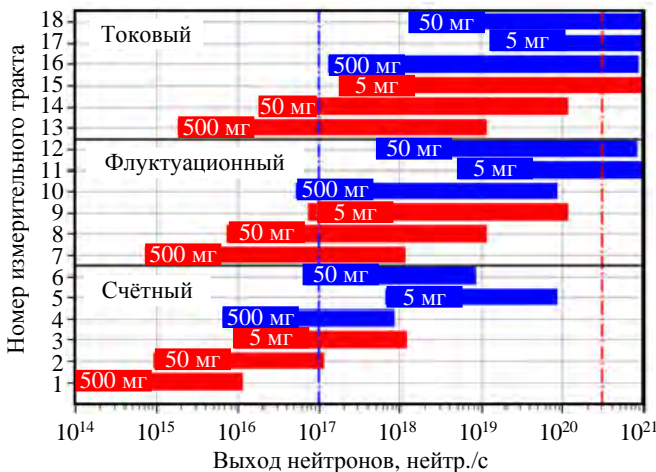


Рис. 6. Диапазоны измерения полного выхода нейтронов различными детекторами ДМНП: ■ — ^{235}U ; ■ — ^{238}U

На рис. 6 показаны диапазоны измерения выхода нейтронов для измерительных трактов диагностики ДМНП. Массы урана в ИКД подобраны таким образом, чтобы покрыть требуемый динамический диапазон работы диагностики от 10^{14} до $3,2 \cdot 10^{20}$ нейтр./с. Важно отметить, что перекрытие диапазонов работы различных детекторов происходит в пределах одного порядка изменения выхода нейтронов. Столь широкий диапазон перекрытия обеспечивает надёжную «кросс-калибровку» измерительных трактов. Калибровка счётного измерительного тракта ИКД № 1 будет осуществлена с помощью нейтронного генератора типа НГ-24 [13], перемещаемого внутри вакуумной камеры токамака-реактора. При известных диапазонах перекрытия остальные измерительные

тракты будут «кросс-калиброваны» во время плазменных разрядов с известными параметрами.

На основании представленных данных (см. рис. 6) можно заключить, что выбранные массы урана в ИКД ДМНП вместе с реализуемыми в системе сбора данных измерительными трактами удовлетворяют предъявляемым к диагностике требованиям (см. табл. 1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием MCNP-модели токамака-реактора ИТЭР проведён нейтронно-физический анализ работы детекторных модулей диагностики ДМНП. Представлены результаты прямого моделирования скорости реакции деления ИКД ДМНП от источника DT-нейтронов 500 МВт плазмы ИТЭР. Рассчитана и составлена функция Грина скорости реакции деления урана ИКД ДМНП.

Результаты прямого моделирования скорости реакции деления были использованы для проверки достоверности моделирования функции Грина. Скорости реакции деления урана ИКД ДМНП, рассчитанные прямым методом и методом интегрирования с функцией Грина, совпадают в пределах статистической погрешности прямого метода ~5%. Это свидетельствует о достаточности величины шага интерполяционной сетки и достоверности результатов моделирования функции Грина скорости реакции деления. Пространственный отклик ИКД ДМНП повторяет по форме пространственное распределение выхода нейтронов DT-плазмы ИТЭР. Из чего следует, что результаты измерений данной системы несущественно зависят от распределения источника нейтронов в полоидальном сечении плазмы.

В соответствии с результатами нейтронно-физического анализа и характеристиками измерительных трактов системы сбора данных ДМНП оценен динамический диапазон измерения выхода нейтронов и термоядерной мощности плазмы ИТЭР.

Показано, что конструкция диагностики ДМНП соответствует предъявляемым к системе требованиям по величине динамического диапазона, временному разрешению и статистической погрешности измерений полного выхода нейтронов и термоядерной мощности.

В продолжение данной работы авторы планируют провести детальное изучение источников и величины погрешности восстановления полного выхода нейтронов и термоядерной мощности нестационарной плазмы ИТЭР, рассмотреть возможные методы компенсации систематической погрешности измерений.

Работа выполнена в рамках государственного контракта между Частным учреждением «ИТЭР-Центр» и Государственной корпорацией по атомной энергии «Росатом» № Н.4а.241.19.20.1042 от 21 апреля 2020 г. «Разработка, опытное изготовление, испытание и подготовка к поставке специального оборудования в обеспечение выполнения российских обязательств по проекту ИТЭР в 2020 году».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kaschuck Yu.A. et al.** Divertor neutron flux monitor: conceptual design and calibration. — AIP Conf. Proc., 2008, vol. 988, p. 303.
2. **Krasilnikov A.V. et al.** Status of ITER neutron diagnostic development. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45 p. 1503; <https://doi.org/10.1088/0029-5515/45/12/005>.
3. **Kumpilov D.A. et al.** Activation of ITER divertor neutron flux monitor. — JINST, 2019, vol. 14, p. C11019.
4. **Polevoi A.R. et al.** Assessment of neutron emission from DD to DT operation of ITER. — In: P4.126, 42th EPS Conference on Plasma Physics. Lisbon, Portugal, 22—26 June 2015; <http://ocs.ciemat.es/EPS2015PAP/pdf/P4.126.pdf>.
5. **Kovalev A.O. et al.** Simulations of fusion power measurements by monitors of neutron flux in evolving ITER plasma. — J. Fusion Energ., 2020, vol. 39, p. 40—52; <https://doi.org/10.1007/s10894-020-00232-x>.
6. **Polevoi A.R. et al.** Fast simulation of local radiation fields for synthetic diagnostics. — In: 45th EPS Conference on Plasma Physics. Prague, Check Republic, 2—6 July 2018; <http://ocs.ciemat.es/EPS2018PAP/pdf/P4.1009.pdf>.
7. **Ковалёв А.О. и др.** Оценка влияния динамики параметров плазмы ИТЭР на показания радиометра нейтронного потока. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 3, с. 64.
8. **Крючков Э.Ф., Юрова Л.Н.** Теория переноса нейтронов. Учебное пособие. — М.: МИФИ, 2007. 272 с.
9. **Goorley J. et al.** Initial MCNP6 Release Overview MCNP6 version 1.0. Los Alamos National Lab., United States, 2013.
10. **Leichtle D.** — Fusion Engineering and Design, 2018; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2018.04.002>.
11. **Борисов А.А., Дерябина Н.А., Марковский Д.В.** Калибровка нейтронных мониторов мгновенной мощности ИТЭР. Постановка задачи и расчёты модели реактора с точечными источниками нейтронов 14 МэВ. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 3, с. 31—48.
12. **Knoll G.F.**, Radiation Detection and Measurement. 3rd Edition. — New York: Wiley, 2000, ISBN 0-471-07338-5.
13. **Сыромуков С.В. и др.** Генератор нейтронов НГ-24 для ядерной медицины и термоядерных исследований. — Атомная энергия, 2015, т. 119, вып. 1.



Андрей Олегович Ковалев, н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
A.Kovalev@iterrf.ru



Роман Николаевич Родионов, н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
R.Rodionov@iterrf.ru



Дмитрий Владиславович Портнов, начальник сектора; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
D.Portnov@iterrf.ru



Вячеслав Анатольевич Воробьев, с.н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
V.Vorobiov@iterrf.ru



Юлия Геннадьевна Высоких, специалист; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
J.Vysokih@iterrf.ru



Сергей Юрьевич Обудовский, н.с.; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
S.Obudovsky@iterrf.ru



Юрий Анатольевич Кашук, к.ф.-м.н., начальник отдела; Частное учреждение «ИТЭР-Центр», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, стр. 3, Россия
Y.Kashchuk@iterrf.ru

Статья поступила в редакцию 29 октября 2020 г.
После доработки 27 декабря 2020 г.
Принята к публикации 14 января 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 18—26.

УДК 621.039.634

КОНСТРУКТИВНЫЕ СХЕМЫ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ТЯР ИЛИ ТИН

Б.В. Кутеев, А.Ю. Пашков, Е.А. Филимонова, Ю.С. Шпанский

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Предложены несколько модификаций вакуумной камеры (ВК) проектируемой установки ДЕМО-ТИН, позволяющих повысить её надёжность и безопасность. Применение «двойной» внутренней оболочки позволяет снизить как её температуру, так и термические напряжения в ней, изменение конструктивной схемы внешней оболочки уменьшает тепловую нагрузку на криогенную тепловую защиту. Изменение схемы течения теплоносителя во внутрикорпусном объёме ВК обеспечивает надёжное охлаждение всех металлоконструкций в нём. Предлагаемые модификации могут быть использованы в других проектах ТЯР.

Ключевые слова: ДЕМО-ТИН, вакуумная камера, модификация конструкции, тепловые расчёты.

CONSTRUCTIVE OUTLINE OF THE VACUUM CHAMBER OF A FUSION REACTOR OR A FUSION NEUTRON SOURCE

B.V. Kuteev, A.Yu. Pashkoff, E.A. Filimonova, Yu.S. Shpanskiy

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper contains several modifications of vacuum chamber designed fusion neutron source (DEMO-FNS), which will improve its reliability and safety. Employment of «double» internal shell will make it possible decrease its temperature and thermal stresses in its. Modifying the design of outer shell make it possible decrease thermal load on cryogenic thermal shield. Change of water flow outline inside vacuum chamber body secure reliable cooling iron-water shielding in it. Method of thermal calculations is described. Proposed modifications will be used in another fusion designs.

Key words: DEMO-FNS, vacuum chamber, design modification, thermal calculation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-27-44

ВВЕДЕНИЕ

Вакуумная камера (ВК) — одна из основных систем термоядерных установок типа токамак, в частности установки ДЕМО-ТИН, схема взаимного расположения элементов которой показана на рис. 1. На рис. 2 показан вертикальный разрез одной из возможных конструктивных схем ВК, далее называемой проектной, предложенной в [1]. ВК выполняет следующие основные функции:

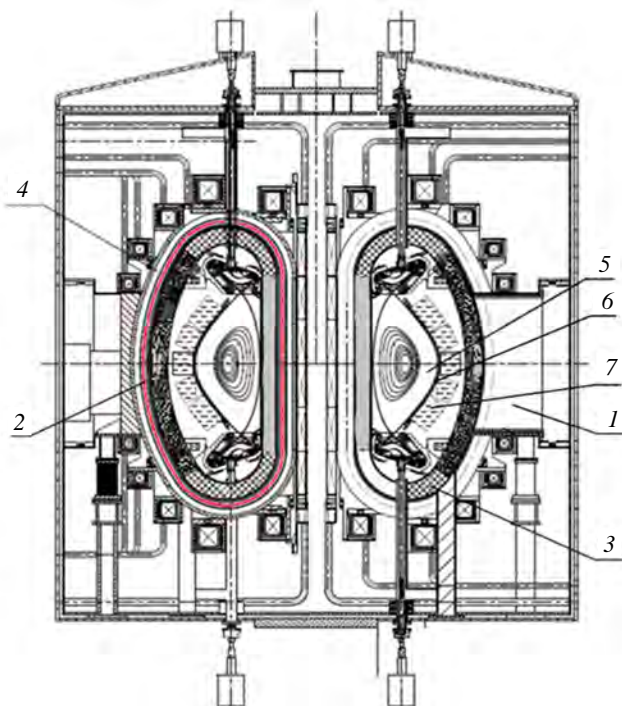


Рис. 1. Взаимное расположение элементов установки ДЕМО-ТИН: 1 — корпус экваториального патрубка; 2 — криогенная тепловая защита; 3 — вакуумная камера; 4 — катушка тороидального поля; 5 — плазма; 6 — первая стенка; 7 — модуль blankets

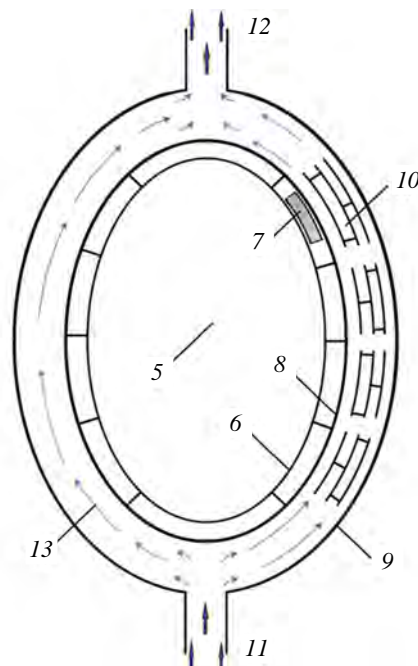


Рис. 2. Вертикальный разрез проектной конструктивной схемы вакуумной камеры: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 7 — модуль blankets; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 11 — входной трубопровод воды системы охлаждения (СО) 1; 12 — выходной трубопровод воды СО-1; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения)

- служит основой для крепления компонентов, обращённых к плазме, диагностических и обеспечивающих систем;
- обеспечивает поддержание вакуума в разрядной камере токамака;
- создаёт барьер безопасности при аварийных ситуациях;
- снижает потоки нейтронов и гамма-квантов на магнитные катушки и обеспечивает радиационные санитарные нормы в здании токамака.

Основные конструкционные материалы ВК — сталь и вода. Под воздействием нейтронного и гамма-излучения из плазмы в конструкционных материалах будет значительное внутреннее тепловыделение (в областях, близких к плазме, плотность тепловыделения более 1 МВт/м^3), поэтому в ВК необходимо иметь систему охлаждения (СО). Одними из основных задач при проектировании ВК являются определение температурного режима её элементов и теплогидравлических характеристик СО и совершенствование конструкции на основе полученных результатов.

ПРОЕКТНАЯ СХЕМА ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ И СИСТЕМЫ ЕЁ ОХЛАЖДЕНИЯ

Корпус ВК (её схема в вертикальном разрезе показана на рис. 2) — стальная тороидальная конструкция D-образной формы в вертикальном сечении, состоит из двух коаксиальных оболочек — внутренней (ВО), обращённой к плазме, и наружной (НО).

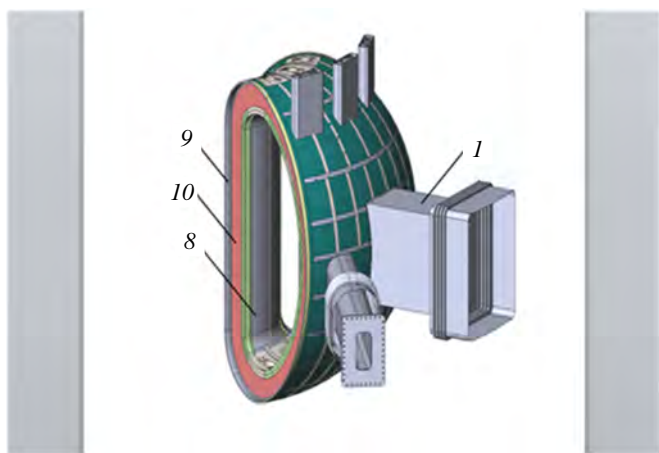


Рис. 3. Общий вид сегмента вакуумной камеры: 1 — корпус экваториального патрубка; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — железобетонная защита

Пространство между оболочками образует внутрикорпусной объём. Толщина каждой оболочки $\delta_{об} = 0,04 \text{ м}$. Корпус состоит из шести сегментов, а каждый сегмент из трёх секций. В каждом сегменте имеются патрубки (экваториальные, вертикальные и системы нейтральной инжекции), проходящие через всю толщину ВК. Общий вид одного сегмента показан на рис. 3. Условно ВК можно считать состоящей из двух частей — внутренней, включающей центральную часть цилиндрической формы, расположенную в области центрального соленоида, и внешней с патрубками.

Оболочки связаны между собой системой тороидальных и полоидальных рёбер жёсткости, к которым крепятся металлические пластины. В совокупности рёбра и пластины образуют металлоконструкции, которые заполняют часть внутрикорпусного объёма, а остальной внутрикорпусной объём заполнен циркулирующей водой (теплоносителем) СО.

В центральной цилиндрической части ВК металлические пластины, как и каналы для воды, имеют форму цилиндрических слоёв. Вода в каждую секцию ВК подаётся снизу через входной трубопровод, далее разделяется на два потока, один из которых охлаждает центральную цилиндрическую часть, а второй — внешнюю часть. В верхней части ВК потоки сливаются и отводятся через выходной трубопровод. На рисунках направление течения воды показано стрелками.

В совокупности корпус ВК, внутрикорпусные металлоконструкции и вода СО образуют железобетонную радиационную защиту (ЖВЗ) с соотношением по объёму 70% стали, 30% воды. Отношение объёма стали к полному объёму железобетонной защиты обозначим J . По результатам работ, выполненных в рамках как проекта ИТЭР, так и проекта ДЕМО-ТИН, значение J , обеспечивающее оптимальные защитные свойства ЖВЗ, лежит в диапазоне 0,6—0,8. В дальнейшем принимаем $J = 0,7$.

ВО ограничивает внутренний объём ВК, в котором находятся первая стенка, бланкет и разрядная камера, в плазме которой протекает термоядерная реакция. Один из последних вариантов конструктивной схемы ВК и функции её элементов описаны в [2]. Расчёты температурного режима производились для центральной цилиндрической части, так как она имеет простую геометрическую форму и допускает аналитическое решение уравнений.

Для упрощения конструктивной схемы охлаждающая вода в СО имеет невысокие параметры (температура на входе в СО $T_{вх} \sim 70$ °С и давление $P_{вх} \sim 1$ МПа, на выходе $T_{вых} \sim 100$ °С). Одним из недостатков проектной конструктивной схемы представляется то, что охлаждение ВО с максимальным внутренним тепловыделением производится потоком воды, текущем во внутрикорпусном объёме, и, таким образом, ВО охлаждается только с одной стороны.

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА ВНУТРЕННЕЙ ОБОЛОЧКИ ПРОЕКТНОЙ КОНСТРУКТИВНОЙ СХЕМЫ ВК

Принятые допущения и методика расчёта.

Горизонтальное сечение одной секции центральной цилиндрической части проектной конструктивной схемы ВК, для которого делается оценка температуры ВО, показано на рис. 4. Оценку температуры ВО делаем для места, где температура теплоносителя близка к $T_{вых}$ — в этом месте температура ВО будет максимальной. Температуру поверхности цилиндрической части ВО с внутренним радиусом $R_1 = 2,09$ м обозначим T_1 , а температуру поверхности ВО, ближайшей к плазме, с внешним радиусом $R_2 = 2,13$ м обозначим T_2 . $\delta_{об} = R_2 - R_1 = 0,04$ м. Разница температур $\Delta T_{2-1} = T_2 - T_1$ определится по уравнению для цилиндрической стенки

$$\Delta T_{2-1} = q_{v ст} R_2^2 / (4\lambda_{ст}) [2\ln(R_2/R_1) + (R_1/R_2)^2 - 1], \quad (1)$$

где $q_{v ст}$ — плотность внутреннего объёмного тепловыделения в стали, Вт/м³; $\lambda_{ст}$ — коэффициент теплопроводности стали, Вт/(м·°С). По [2] среднее значение для ВО $q_{v ст} = 1,8$ МВт/м³. В действительности $q_{v ст}$ максимальна на поверхности ВО, обращённой к плазме, и уменьшается по мере удаления от этой поверхности. Возможно, что в некоторых частях ВО

плотность внутреннего объёмного тепловыделения в стали будет выше средней. Причиной этого могут быть процессы в плазме, накопление продуктов активации, влияние делящегося blankets (если он будет установлен). Поэтому рассмотрим также варианты, в которых $q_{v ст} = 2,5$ МВт/м³.

В качестве материала ВК предполагается использовать сталь, близкую по характеристикам к стали марки 316LN-IG, использованной в проекте ИТЭР. Максимально допустимая температура стали не более 450 °С. При ожидаемой температуре ВО 200—300 °С $\lambda_{ст} = 17—19$ Вт/(м·°С). Разница между T_1 и температурой воды, омывающей ВО, $T_{вых}$ определится по

$$T_1 - T_{вых} = \Delta T_{1-вода} = (q_{v ст} R_1) / (2\alpha_1) [(R_2/R_1)^2 - 1], \quad (2)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от поверхности ВО, обращённой к ЖВЗ, к омывающей её воде, Вт/(м²·°С). Выполненные оценки [2] дают значение $\alpha_1 = 2000—4000$ Вт/(м²·°С) при скорости течения воды во внутрикорпусном объёме ВК $\sim 0,7—1,5$ м/с. Максимальная температура поверхности ВО, обращённой к плазме, $T_{2 макс}$ определится как

$$T_{2 макс} = T_{вых} + \Delta T_{2-1} + \Delta T_{1-вода}, \quad (3)$$

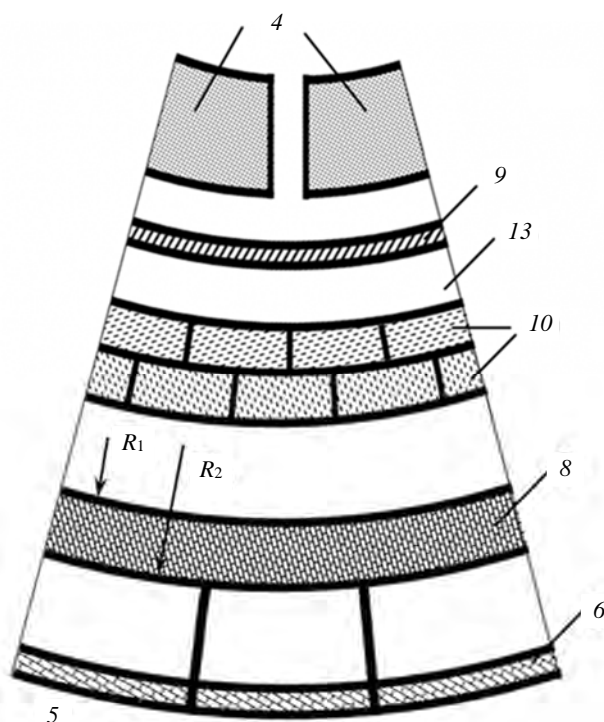


Рис. 4. Горизонтальное сечение секции центральной цилиндрической части проектной конструктивной схемы вакуумной камеры: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 13 — вода СО-1

В условиях неопределённости исходных данных для оценки температурного режима ВО используем сочетания исходных параметров, приведённые в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Варианты сочетания исходных параметров для оценки температурного режима внутренней оболочки ВК проектной конструктивной схемы

Номер варианта	Параметр		
	$q_{в ст}$, МВт/м ³	$\lambda_{ст}$, Вт/(м·°C)	α_1 , Вт/(м ² ·°C)
1	1,8	17	2000
2	1,8	17	4000
3	1,8	19	2000
4	1,8	19	4000
5	2,5	17	2000
6	2,5	17	4000
7	2,5	19	2000
8	2,5	19	4000

Результаты расчётов при различных исходных параметрах приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Оценка температурного режима внутренней оболочки ВК проектной конструктивной схемы

Номер варианта	Параметр		
	ΔT_{2-1} , °C	$\Delta T_{1-вода}$, °C	$T_{2 макс}$, °C
1	86,5	36,3	222,8
2	86,5	18,2	204,7
3	77,4	36,3	213,7
4	77,4	18,2	195,6
5	120	36,3	256,3
6	120	18,2	238,2
7	107,5	36,3	243,8
8	107,5	18,2	225,7

Результаты расчётов показывают, что максимальная температура поверхности ВО, ближайшей к плазме, составляет $T_{2 макс} = 196—256$ °C, т.е. не превышает допустимую температуру стали 450 °C. Перепад температур в самой ВО составляет $\Delta T_{2-1} = 77—120$ °C, что представляется неприемлемым из-за возникающих температурных напряжений.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КОНСТРУКЦИЯ ВНУТРЕННЕЙ ОБОЛОЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ И СИСТЕМЫ ЕЁ ОХЛАЖДЕНИЯ

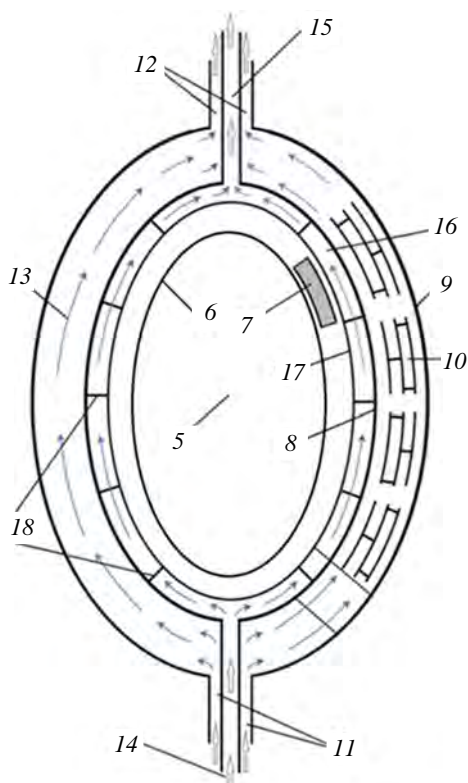


Рис. 5. Вертикальный разрез вакуумной камеры с двойной внутренней оболочкой: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 7 — модуль blankets; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 11 — входной трубопровод воды СО-1; 12 — выходной трубопровод воды СО-1; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 14 — входной трубопровод воды СО-2; 15 — выходной трубопровод воды СО-2; 16 — вода СО-2 (стрелками показано направление течения); 17 — внутренний кожух; 18 — крепления внутреннего кожуха

Для снижения перепада температур в ВО предлагается следующая модификация её конструкции. ВО выполнена двойной и состоит из внутренней прочной оболочки (ВПО) и установленного на ней внутреннего кожуха, связанных креплениями. Вертикальный разрез ВК с двойной внутренней оболочкой показан на рис. 5. Система охлаждения также выполнена двойной и состоит из двух независимых систем: СО-1 (как в проектной конструкции ВК) для охлаждения внутрикорпусного объёма ВК и СО-2, теплоноситель которой прокачивается между ВПО и внутренним кожухом. В случае аварии с отказом СО-1 охлаждение ВК будет производиться СО-2.

Особенностью конструкции двойной оболочки является то, что крепления внутреннего кожуха выполнены следующим

щим образом: расположенные в разрядной камере компоненты, обращённые к плазме, установлены на них, а не на внутреннем кожухе, и в случае воздействия на эти элементы механических нагрузок они через крепления передаются на ВПО. Таким образом, внутренний кожух не является несущей конструкцией и может быть выполнен сравнительно тонким, что позволит поддерживать его допустимую температуру.

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА МОДИФИЦИРОВАННОЙ ВНУТРЕННЕЙ ОБОЛОЧКИ ВК

Принятые допущения и методика расчёта. Горизонтальное сечение одной секции центральной цилиндрической части ВК с двойной ВО показано на рис. 6. Оценку температуры ВПО и внутреннего кожуха делаем для места, где температура теплоносителя близка к $T_{\text{вых}}$, — в этом месте температуры ВПО и внутреннего кожуха будут максимальными. Температуру поверхности ВПО, обращённой к ЖВЗ, с радиусом $R_1 = 2,09$ м обозначим T_1 , температуру поверхности ВПО, обращённой к внутреннему кожуху, с радиусом $R_2 = 2,13$ м обозначим T_2 . Толщина ВПО $\delta_{\text{об}} = R_2 - R_1 = 0,04$ м.

В этой конструкции ВПО охлаждается с двух сторон СО-1 и СО-2. Расстояние между ВПО и внутренним кожухом L подбирается так, чтобы температура воды СО-2, текущей между ними, имела на выходе также температуру $T_{\text{вых}}$. Оценки дают $L \sim 0,04\text{—}0,05$ м. Внутренний кожух охлаждается только водой СО-2, текущей в объёме между ВПО и кожухом. Температуру поверхности внутреннего кожуха, обращённой к ВПО, с радиусом $R_3 = 2,18$ м обозначим T_3 , температуру поверхности внутреннего кожуха, обращённой к плазме, с радиусом $R_4 = 2,195$ м обозначим T_4 . Толщина внутреннего кожуха $\delta_{\text{кож}} = R_4 - R_3 = 0,015$ м. Коэффициент теплоотдачи к воде СО-2 от поверхности ВПО с R_2 обозначим α_2 , а от поверхности внутреннего кожуха с R_3 обозначим α_3 . В дальнейшем полагаем, что $\alpha_2 = \alpha_3$ и их значения находятся в том же диапазоне значений, что и α_1 , т.е. 2000—4000 Вт/(м²·°С).

Разница температур $\Delta T_{4-3} = T_4 - T_3$ определяется по (1), разница температур $\Delta T_{3- \text{вода}}$ между T_3 и температурой воды, омывающей внутренний кожух, $T_{\text{вых}}$ определяется по (2). Максимальная температура поверхности внутреннего кожуха, обращённой к плазме, определится как

$$T_{4 \text{ макс}} = T_{\text{вых}} + \Delta T_{4-3} + \Delta T_{3- \text{вода}}, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (4)$$

Исходные параметры для оценки температурного режима внутреннего кожуха приведены в табл. 1. Результаты расчётов при различных исходных параметрах представлены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Оценка температурного режима внутреннего кожуха

Номер варианта	Параметр		
	$\Delta T_{4-3}, \text{ } ^\circ\text{C}$	$\Delta T_{3- \text{вода}}, \text{ } ^\circ\text{C}$	$T_{4 \text{ макс}}, \text{ } ^\circ\text{C}$
1	16,7	13,5	130,2
2	16,7	6,8	123,5
3	15	13,5	128,5
4	15	6,8	121,8
5	23,2	13,5	136,7
6	23,2	6,8	130
7	20,8	13,5	134,3
8	20,8	6,8	127,6

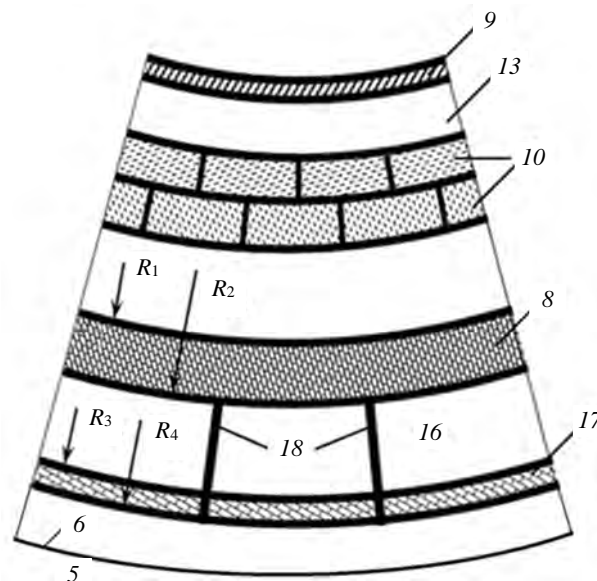


Рис. 6. Горизонтальное сечение одной секции центральной цилиндрической части вакуумной камеры с двойной внутренней оболочкой: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 13 — вода СО-1; 16 — вода СО-2; 17 — внутренний кожух; 18 — крепления внутреннего кожуха

Выполненные оценки показывают, что максимальная температура поверхности внутреннего кожуха составит 122—134 °С, а разница температур его поверхностей 15—23 °С. Эти значения представляются допустимыми для конструкционного материала — стали, близкой по характеристикам к стали марки 316LN-IG. Расчёт температурного режима ВПО, охлаждаемой с двух сторон, ведётся по [3]. В этом случае максимальная температура металла $T_{\text{макс}}$ достигается внутри цилиндрической стенки, на поверхности с радиусом R_0 , причём $R_1 \leq R_0 \leq R_2$. Далее рассматриваем только одно значение коэффициента теплопроводности стали $\lambda_{\text{ст}} = 17 \text{ Вт/(м}\cdot\text{°С)}$. Для оценки температурного режима ВПО в условиях её двустороннего охлаждения используем сочетания исходных параметров, приведённые в табл. 4.

Т а б л и ц а 4. Варианты сочетания исходных параметров для оценки температурного режима ВПО

Номер варианта	Параметр		
	$q_{\text{в ст}}, \text{ МВт/м}^3$	$\alpha_1, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{°С)}$	$\alpha_2, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{°С)}$
9	1,8	2000	2000
10	1,8	2000	4000
11	1,8	4000	4000
12	1,8	4000	2000
13	2,5	2000	2000
14	2,5	2000	4000
15	2,5	4000	4000
16	2,5	4000	2000

Результаты расчётов температурного режима ВПО при различных исходных параметрах приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Оценка температурного режима внутренней прочной оболочки

Номер варианта	Параметр			
	$R_0, \text{ м}$	$T_1, \text{ °С}$	$T_2, \text{ °С}$	$T_{\text{макс}}, \text{ °С}$
9	2,112	120	116	132
10	2,108	116,7	109,7	131,4
11	2,111	109	109	132,1
12	2,111	109,7	116,7	132,8
13	2,112	127,8	122,2	144,5
14	2,108	123,2	113,5	143,6
15	2,111	112,5	112,5	144,6
16	2,111	113,5	123,2	145,6

Выполненные оценки показывают, что максимальная температура металла ВПО составит 131—146 °С, а разница температур её поверхностей 0—10 °С. Эти значения представляются допустимыми для конструкционного материала — стали, близкой по характеристикам к стали марки 316LN-IG. Таким образом, предложенное изменение конструктивной схемы ВК решает следующие основные проблемы: сохраняя все функции известной проектной конструктивной схемы ВК, получаем температуру элементов и перепад температур в этих элементах ВО (внутреннего кожуха и ВПО) значительно меньше допустимых. Как представляется, конструктивная схема ВК с двойной внутренней оболочкой обладает следующими преимуществами:

- обеспечивается допустимая температура металлоконструкций всех элементов ВО;
- обеспечивается допустимая разница температур поверхностей элементов ВК;
- внутренний кожух будет дополнительным барьером безопасности;
- если СО-1 и СО-2 будут независимыми, то в случае отказа СО-1 возможно аварийное охлаждение ВК водой СО-2.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КОНСТРУКТИВНАЯ СХЕМА НАРУЖНОЙ ОБОЛОЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ И СИСТЕМЫ ЕЁ ОХЛАЖДЕНИЯ

Другим недостатком проектной конструктивной схемы ВК представляется то, что охлаждение НО производится потоком воды температурой 70—100 °С и температура НО будет не меньше. НО внешней поверхностью обращена к криогенной тепловой защите (КТЗ), защищающей сверхпроводниковые

катушки тороидального поля от теплового потока с ВК. Предлагаемая модификация конструктивной схемы позволяет снизить температуру НО, уменьшить плотность теплового потока на КТЗ.

На НО устанавливается с помощью креплений наружный кожух. Добавляется также независимая СО-3, теплоноситель которой прокачивается между НО и наружным кожухом. Этот теплоноситель имеет более низкую температуру, чем теплоноситель СО-1, что обеспечивает более низкую температуру наружного кожуха и снижение плотности теплового потока с него на КТЗ. Вертикальный разрез вакуумной камеры с двойной наружной оболочкой показан на рис. 7.

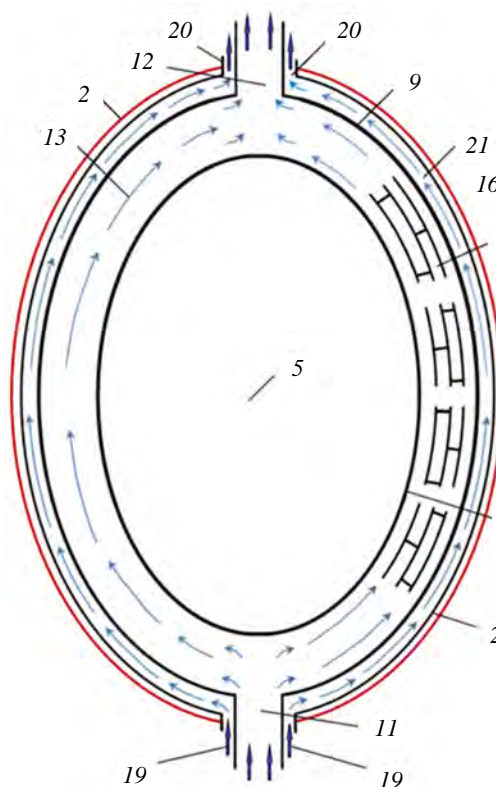


Рис. 7. Вертикальный разрез вакуумной камеры с двойной наружной оболочкой: 2 — криогенная тепловая защита; 5 — плазма; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 11 — входной трубопровод воды СО-1; 12 — выходной трубопровод воды СО-1; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 19 — входной трубопровод воды СО-3; 20 — выходной трубопровод воды СО-3; 21 — вода СО-3 (стрелками показано направление течения); 22 — наружный кожух

ОЦЕНКА ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА МОДИФИЦИРОВАННОЙ НАРУЖНОЙ ОБОЛОЧКИ ВК

Принятые допущения и методика расчёта. Вертикальное сечение центральной цилиндрической части ВК с двойной НО показано на рис. 8. Оценку температуры НО и наружного кожуха делаем для места, где температура теплоносителя близка к $T_{\text{вых}}$, — в этом месте температуры НО и наружного кожуха будут максимальными. Теплоноситель СО-3 отводит тепловую энергию, выделяющуюся в нём, в наружном кожухе и частично в НО. Кроме того, предполагаем, что существует теплопередача через цилиндрическую стенку НО от воды СО-1 к воде СО-3, и это тепло также отводится СО-3. Вода СО-3 течёт в пространстве между НО и наружным кожухом. Это пространство в дальнейшем называем кольцевым каналом (КК). В СО-3 температура воды на входе $T_{\text{вх3}} \sim 20$ °С и давление $P_{\text{вх3}}$ менее 1 МПа. Исходные данные для оценок взяты из [2]. Схема охлаждения КК показана на рис. 8.

При незначительной плотности тепловыделения в материалах КК можно принять, что температура воды, омывающей его поверхности, равна температуре этих поверхностей. Считаем, что температура воды СО-1, омывающей НО со стороны, обращённой к ЖВЗ, равна $T_{\text{вх}} \sim 70$ °С (конструктивная схема ВК позволяет обеспечить это). Температура воды СО-3, омывающей НО со стороны КК, близка к $T_{\text{вх3}} \sim 20$ °С. Исходные данные для расчёта кольцевого канала:

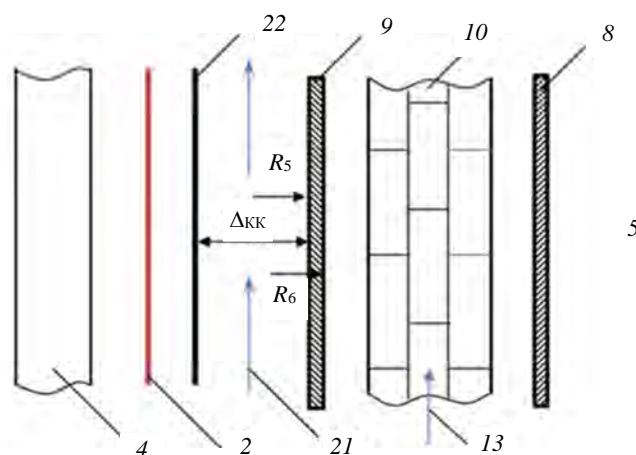


Рис. 8. Вертикальное сечение центральной цилиндрической части вакуумной камеры с двойной наружной оболочкой: 2 — криогенная тепловая защита; 4 — катушка тороидального поля; 5 — плазма; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкции железобетонной защиты; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 21 — вода СО-3 (стрелками показано направление течения); 22 — наружный кожух

Внутренний радиус НО R_5 , м . . .	1,41
Внешний радиус НО R_6 , м . . .	1,45
Площадь поверхности НО в КК $S_{НО}$, м ² . . .	80
Толщина НО $\delta_{об} = R_6 - R_5$, м . . .	0,04
Толщина стенки НК $\delta_{НК}$, м . . .	0,01
Объём стали, охлаждаемой водой, в КК, м ³ . . .	4
Средняя плотность тепловыделения в стали КК $q_{КК ст}$, Вт/м ³ . . .	530
Толщина слоя воды в КК $\delta_{КК}$, м . . .	0,03
Объём воды в КК, м ³ . . .	2,4
Средняя плотность тепловыделения в воде КК $q_{КК воды}$, Вт/м ³ . . .	300
Мощность тепловыделения в материалах КК $Q_{МАТ}$, Вт . . .	2840
Расход воды СО-3 в КК $G_{КК}$, кг/с . . .	130

Рассмотрение процессов теплообмена производилось по методике [3]: α_5 — коэффициент теплоотдачи от НО к воде СО-3 в КК, при средней скорости воды в КК $w_{КК} = 0,5$ м/с получаем значение $\alpha_5 \sim 1400$ Вт/(м²·°C); коэффициент α_6 теплоотдачи от воды СО-1 во внутрикорпусном объёме к НО принимаем равным α_1 . С целью определения влияния значений α_5 и α_6 на теплопередачу от воды СО-1 к воде СО-3 через цилиндрическую стенку НО далее рассматриваем различные значения α_5 и α_6 . Так как отношение внешнего R_6 и внутреннего R_5 радиусов НО близко к 1, то можно использовать уравнение теплопередачи через плоскую стенку. Коэффициент теплопередачи в этом случае

$$\kappa = 1/(1/\alpha_5 + \delta_{об}/\lambda_{ст} + 1/\alpha_6), \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{°C)}. \quad (5)$$

Тепловая мощность, передаваемая через НО:

$$Q_{НО} = \kappa S_{НО} (T_{вх} - T_{вх3}), \text{ Вт}. \quad (6)$$

Полная тепловая мощность КК

$$Q_{КК} = Q_{МАТ} + Q_{НО}, \text{ Вт}. \quad (7)$$

Подогрев воды СО-3 в КК

$$\Delta T_{КК} = Q_{КК}/(C_v G_{КК}), \text{ °C}, \quad (8)$$

где C_v — теплоёмкость воды, Дж/(кг·°C).

Температура воды СО-3 на выходе из КК и равная ей температура НК

$$T_{вых3} = T_{НК} = T_{вх3} + \Delta T_{КК}, \text{ °C}. \quad (9)$$

Результаты оценок температурного режима КК приведены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Оценка температурного режима кольцевого канала

Вариант	Параметр				
	Исходный		Расчётный		
	α_5 , Вт/(м ² ·°C)	α_6 , Вт/(м ² ·°C)	κ , Вт/(м ² ·°C)	$Q_{КК}$, МВт	$\Delta T_{КК}$, °C
17	1000	1000	214,3	0,86	1,6
18	1000	1400	228,3	0,92	1,7
19	1000	2000	240	0,96	1,8
20	1400	1400	244,2	0,98	1,8
21	1400	2000	257,7	1,03	1,9
22	2000	2000	272,7	1,09	2

Выполненные оценки показывают, что при всех допустимых сочетаниях α_5 и α_6 тепловая мощность, передаваемая через цилиндрическую стенку НО, такова, что подогрев воды в КК не превышает 2 °C. Соответственно температура воды СО-3 на выходе из КК и равная ей температура НК по (9) будут не более 22 °C. Определяющим для полной тепловой мощности КК является мощность, передаваемая через НО. Мощность тепловыделения в материалах КК играет незначительную роль. Для снижения $Q_{НО}$ можно увеличить её термическое сопротивление. Для этого на поверхности НО (любой из двух) устанавливается слой теплоизоляции. Далее рассматриваем вариант, когда его толщина $\delta_{из} = 0,005$ м, а коэффициент теплопроводности $\lambda_{из} \sim 0,2$ Вт/(м·°C). Подобное значение $\lambda_{из}$ имеет котельная накипь, богатая силикатом. В формулу (5) вставляется слагаемое $\delta_{из}/\lambda_{из}$. Установка изоляции в КК приведёт к сужению его проход-

ного сечения и росту скорости воды в нём, поэтому рассматриваем более высокие значения α_5 и α_6 . Результаты расчётов при различных исходных параметрах приведены в табл. 7.

Т а б л и ц а 7. Оценка температурного режима кольцевого канала при установке теплоизоляции

Вариант	Параметр				
	Исходный		Расчётный		
	$\alpha_5, \text{Вт}/(\text{м}\cdot^\circ\text{C})$	$\alpha_6, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^\circ\text{C})$	$\kappa, \text{Вт}/(\text{м}^2\cdot^\circ\text{C})$	$Q_{\text{КК}}, \text{МВт}$	$\Delta T_{\text{КК}}, ^\circ\text{C}$
23	1400	1400	30,6	0,125	0,23
24	1400	1800	34,6	0,141	0,26
25	1400	2200	34,7	0,142	0,26
26	1800	1800	34,7	0,142	0,26
27	1800	2200	34,9	0,142	0,26
28	2200	2200	35	0,143	0,26

Выполненные оценки показывают, что при всех допустимых сочетаниях α_5 и α_6 тепловая мощность, передаваемая через цилиндрическую стенку НО со слоем теплоизоляции, такова, что подогрев воды в КК не превышает 0,3 °С. Соответственно температура воды СО-3 на выходе из КК по (9) будет не более 20,3 °С.

ОЦЕНКА ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА КТЗ ПРИ ТЕПЛООБМЕНЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ С НАРУЖНЫМ КОЖУХОМ

Принятые допущения и методика расчёта. Схема взаимного расположения наружного кожуха и КТЗ показана на рис. 8. Теплообмен излучением между наружным кожухом и КТЗ происходит в вакууме, который будет поддерживаться в криостате. Плотность теплового потока, падающего на КТЗ от наружного кожуха, определяется по формуле

$$q_{\text{КТЗ}} = c_0 \varepsilon_{\text{эф0}} ((T_{\text{НК}}/100)^4 - (T_{\text{КТЗ}}/100)^4), \text{Вт}/\text{м}^2, \quad (10)$$

где c_0 — коэффициент излучения абсолютно чёрного тела 5,67 Вт/(м²·К⁴); $T_{\text{НК}}$ — температура поверхности наружного кожуха, К; $T_{\text{КТЗ}}$ — температура поверхности КТЗ, на которую падает излучение, К; $\varepsilon_{\text{эф0}}$ — приведённая степень черноты при излучении с наружного кожуха на КТЗ, которая определяется по формуле

$$\varepsilon_{\text{эф0}} = 1/(1/\varepsilon_{\text{НК}} + 1/\varepsilon_{\text{КТЗ}} - 1), \quad (11)$$

где $\varepsilon_{\text{НК}}$ — степень черноты излучающей поверхности наружного кожуха; $\varepsilon_{\text{КТЗ}}$ — степень черноты поверхности КТЗ, на которую падает излучение. Далее считаем, что $\varepsilon_{\text{НК}} = \varepsilon_{\text{КТЗ}}$. Рассмотрим три возможных значения $\varepsilon_{\text{НК}} = \varepsilon_{\text{КТЗ}} = 0,05, 0,1, 0,2$. Этим значениям соответствуют три значения $\varepsilon_{\text{эф0}}$ — 0,0256, 0,0526 и 0,111. Рассмотрим два варианта теплообмена между поверхностью НО и КТЗ:

— вариант 1. ВК не имеет наружного кожуха, температура её НО $T_{\text{НО}} = T_{\text{ВК1}} = 70^\circ\text{C} = 343 \text{ К}$. Это значение подставляется в (10) вместо $T_{\text{НК}}$. Температура КТЗ $T_{\text{КТЗ}} = 80 \text{ К}$. Значения $q_{\text{КТЗ}}$ при различных значениях $\varepsilon_{\text{эф0}}$ приведены в табл. 8;

— вариант 2. ВК имеет наружный кожух, его температура $T_{\text{НК}} = T_{\text{ВЫХ3}} \sim 21^\circ\text{C} = 294 \text{ К}$. Значения $q_{\text{КТЗ}}$ при различных значениях $\varepsilon_{\text{эф0}}$ приведены в табл. 8.

Т а б л и ц а 8. Оценка плотности теплового потока на КТЗ при установке наружного кожуха и без него

Приведённая степень черноты $\varepsilon_{\text{эф0}}$	Плотность теплового потока на КТЗ $q_{\text{КТЗ}}, \text{Вт}/\text{м}^2$	
	Вариант 1	Вариант 2
0,0256	20	10,8
0,0526	41,1	22,2
0,111	86,8	46,8

Плотность теплового потока с КТЗ на КТП $q_{\text{КТП}}$ рассчитывается также по (10). Предполагаем, что $T_{\text{КТЗ}}$ находится в диапазоне 80—100 К, а приведённая степень черноты системы КТЗ и КТП такая же, как и в табл. 8. Значения $q_{\text{КТП}}$ при различных значениях $\varepsilon_{\text{эф0}}$ приведены в табл. 9.

Т а б л и ц а 9. Оценка плотности теплового потока на КТП с КТЗ

Приведённая степень черноты $\varepsilon_{\text{эф0}}$	Плотность теплового потока на КТП $q_{\text{КТП}}$, Вт/м ²	
	$T_{\text{КТЗ}} = 80 \text{ К}$	$T_{\text{КТЗ}} = 100 \text{ К}$
0,0256	0,06	0,15
0,0526	0,12	0,29
0,111	0,26	0,63

Допустимым значением $q_{\text{КТП}}$ принимаем значение $q_{\text{КТП доп}} = 1 \text{ Вт/м}^2$. Таким образом, установка наружного кожуха позволяет существенно снизить плотность теплового потока с НО на КТЗ $q_{\text{КТЗ}}$, но не позволяет обеспечить

$$q_{\text{КТЗ}} \leq q_{\text{КТП доп}} \tag{12}$$

Выполнение условия (12) позволило бы вообще отказаться от КТЗ. Одним из возможных способов снижения $q_{\text{КТЗ}}$ является установка системы экранов между наружным кожухом и КТЗ.

ОЦЕНКА ТЕПЛООВОГО РЕЖИМА КТЗ ПРИ ТЕПЛООБМЕНЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ С НАРУЖНЫМ КОЖУХОМ И УСТАНОВЛЕННОЙ МЕЖДУ НИМИ СИСТЕМОЙ ЭКРАНОВ

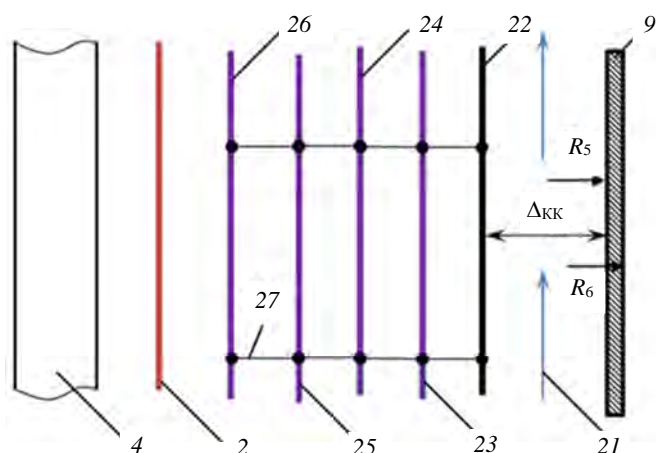


Рис. 9. Вертикальное сечение центральной цилиндрической части вакуумной камеры с двойной наружной оболочкой и системой экранов: 2 — криогенная тепловая защита; 4 — катушка тороидального поля; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 21 — вода СО-3 (стрелками показано направление течения); 22 — наружный кожух; 23 — первый экран; 24 — второй экран; 25 — третий экран; 26 — четвёртый экран; 27 — крепления экранов

Принятые допущения и методика расчёта.

Далее рассматриваем систему из четырёх экранов. Они устанавливаются перпендикулярно к направлению потока излучения на креплениях в пространстве между наружным кожухом и КТЗ и имеют форму вложенных цилиндров. Схема взаимного расположения наружного кожуха, системы экранов и КТЗ показана на рис. 9. Крепления установлены на наружном кожухе и имеют низкую теплопроводность. В качестве материала экранов обычно используются тонкие листы материала с высокой теплопроводностью (в нашем случае алюминия толщиной $\delta_{\text{эк}} \sim 0,001 \text{ м}$). Температура первого экрана, ближайшего к наружному кожуху, $T_{\text{эк1}}$, температура второго $T_{\text{эк2}}$, третьего $T_{\text{эк3}}$ и четвёртого, ближайшего к КТЗ, $T_{\text{эк4}}$.

Тепловое излучение с наружного кожуха падает на первый экран и затем переизлучается на второй экран, с него — на третий экран, с третьего — на четвёртый. Часть тепловой мощности с

экрана на экран передаётся через крепления. С четвёртого экрана тепловое излучение падает на КТЗ. Так как температура четвёртого экрана меньше, чем температура наружного кожуха, плотность теплового потока на КТЗ будет меньше, чем без системы экранов. Запишем уравнения теплового баланса для каждого экрана. На каждом экране рассматриваем участок площадью S . Для первого экрана с температурой $T_{\text{эк1}}$ мощность падающего на него с наружного кожуха теплового потока

$$Q_{\text{пад1}} = S c_0 \varepsilon_{\text{эф01}} ((T_{\text{НК}}/100)^4 - (T_{\text{эк1}}/100)^4), \text{ Вт}, \tag{13}$$

где $\varepsilon_{\text{эф01}}$ — приведённая степень черноты при излучении с наружного кожуха на первый экран. Мощность внутреннего тепловыделения в первом экране

$$Q_{\text{внут1}} = q_{\text{эк}} S \delta_{\text{эк}}, \text{ Вт}, \tag{14}$$

где $q_{\text{эк}}$ — средняя плотность тепловыделения в материале экрана, Вт/м³.

Далее принимаем для каждого экрана $q_{эк} = q_{КК ст}$ и далее обозначаем просто q . Мощность, передаваемая на первый экран с наружного кожуха через крепления, пропорциональна мощности падающего на него с наружного кожуха теплового потока:

$$Q_{креп1} = rQ_{пад1}, \text{ Вт}, \quad (15)$$

где r — коэффициент пропорциональности.

Подобное соотношение $Q_{креп1}$ и $Q_{пад1}$ соответствует опытным данным, полученным при эксплуатации экранно-вакуумной изоляции, при этом $r \sim 0,1—0,3$. Для второго экрана с температурой $T_{эк2}$, на который падает тепловой поток с первого экрана:

$$Q_{пад2} = Sc_0\varepsilon_{эф12} ((T_{эк1}/100)^4 - (T_{эк2}/100)^4), \text{ Вт}, \quad (16)$$

где $\varepsilon_{эф12}$ — приведённая степень черноты при излучении с первого экрана на второй. Мощность, передаваемая на второй экран с первого через крепления:

$$Q_{креп2} = rQ_{пад2}, \text{ Вт}. \quad (17)$$

Из закона сохранения энергии получаем для первого экрана в стационарном состоянии (при отсутствии разогрева или охлаждения) равенство подводимой к нему тепловой мощности и отводимой от него тепловой мощности, т.е. (13) + (14) + (15) = (16) + (17). Далее получаем

$$(1 + r)Sc_0\varepsilon_{эф01} ((T_{НК}/100)^4 - (T_{эк1}/100)^4) + qS\partial_{эк} = (1 + r)Sc_0\varepsilon_{эф12} ((T_{эк1}/100)^4 - (T_{эк2}/100)^4). \quad (18)$$

Введём обозначения $K = (T_{НК}/100)^4$; $x = (T_{эк1}/100)^4$; $y = (T_{эк2}/100)^4$; $z = (T_{эк3}/100)^4$; $u = (T_{эк4}/100)^4$; $m = (T_{КТЗ}/100)^4$. При условии $\varepsilon_{эф01} = \varepsilon_{эф12} = \varepsilon_{эф23} = \varepsilon_{эф34} = \varepsilon_{эф45} = \varepsilon_{эф}$ ($\varepsilon_{эф45}$ — приведённая степень черноты при излучении с четвёртого экрана на КТЗ, между четвёртым экраном и КТЗ нет креплений, теплообмен производится только излучением) система уравнений, описывающая теплообмен в системе с четырьмя экранами, запишется в виде

$$\begin{aligned} c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(K - x) + q\partial_{эк} &= c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(x - y); \\ c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(x - y) + q\partial_{эк} &= c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(y - z); \\ c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(y - z) + q\partial_{эк} &= c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(z - u); \\ c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)(z - u) + q\partial_{эк} &= c_0\varepsilon_{эф}(u - m). \end{aligned} \quad (19)$$

При заданных величинах K , c_0 , ε , r , q , $\partial_{эк}$ и m получаем систему из четырёх уравнений с четырьмя неизвестными. Аналитическое решение даёт

$$\begin{aligned} x &= (K(1 + r) + 4q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф}) + 3K + 6q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф}(1 + r)) + m)/(5 + r); \\ y &= 2x - K - q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф01}(1 + r)) \quad z = 3x - 2K - 3q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф01}(1 + r)); \\ y &= 2x - K - q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф1}(1 + r)); \\ u &= 4x - 3K - 6q\partial_{эк}/(c_0\varepsilon_{эф1}(1 + r)). \end{aligned} \quad (20)$$

Результаты расчётов температуры экранов при различных исходных параметрах представлены в табл. 10.

Т а б л и ц а 10. Оценка температуры экранов

Исходные параметры	Температура экранов, К			
	$T_{эк1}$	$T_{эк2}$	$T_{эк3}$	$T_{эк4}$
$\varepsilon_{эф} = 0,0256; r = 0,1$	286	273,3	253,6	220,2
$\varepsilon_{эф} = 0,0256; r = 0,2$	285,8	273	254,1	222,6
$\varepsilon_{эф} = 0,0256; r = 0,3$	285,7	273,2	254,6	224,8
$\varepsilon_{эф} = 0,0526; r = 0,1$	282,2	266,6	245	211,3
$\varepsilon_{эф} = 0,0526; r = 0,2$	282,3	267	246	214
$\varepsilon_{эф} = 0,0526; r = 0,3$	282,4	267,3	247	216,5
$\varepsilon_{эф} = 0,111; r = 0,1$	280,2	263,1	244,3	206
$\varepsilon_{эф} = 0,111; r = 0,2$	280,5	263,7	241,7	209,3
$\varepsilon_{эф} = 0,111; r = 0,3$	280,7	264,2	242,9	212
$\varepsilon_{эф} = 0,176; r = 0,1$	279,6	261,9	238,7	204,4
$\varepsilon_{эф} = 0,25; r = 0,1$	279,2	261,3	237,9	203,5

Оценки показывают, что изменение параметра r незначительно влияет на температуру экранов. Более существенное влияние на неё оказывает приведённая степень черноты $\varepsilon_{\text{эф}}$. При $\varepsilon_{\text{эф}} = 0,111$ и $r = 0,1$ температура четвёртого экрана $T_4 = 206$ К. Дальнейшее увеличение $\varepsilon_{\text{эф}}$ приводит к незначительному уменьшению T_4 . Увеличение параметров $\delta_{\text{эк}}$ и q приводит к росту T_4 . Дальнейшего снижения T_4 можно добиться увеличением числа экранов, но вопрос о возможном количестве экранов можно будет решить после уточнения характеристик установки ДЕМО-ТИН, в частности, необходимо определить допустимое расстояние между наружным кожухом и КТЗ. Предполагая, что $T_4 = 206\text{—}220$ К, сделаем оценку плотности теплового потока на КТЗ при установке четырёх экранов, результаты представлены в табл. 11.

Т а б л и ц а 11. Оценка плотности теплового потока на КТЗ при установке системы из четырёх экранов

Приведённая степень черноты $\varepsilon_{\text{эф}}$	Плотность теплового потока на КТЗ $q_{\text{КТЗ}}$, Вт/м ²	
	$T_4 = 206$ К	$T_4 = 220$ К
0,0256	2,6	3,3
0,0526	5,2	6,9
0,111	11,3	14,5

Таким образом, установка системы из четырёх экранов позволяет значительно снизить плотность теплового потока на КТЗ. По сравнению с ВК, в которой нет наружного кожуха и температура её НО составляет $T_{\text{НО}} = 70$ °С = 343 К, $q_{\text{КТЗ}}$ снижается в $\sim 6\text{—}7$ раз, а по сравнению с ВК с наружным кожухом и его температурой $T_{\text{НК}} = 21$ °С = 294 К $q_{\text{КТЗ}}$ снижается в $\sim 3,5\text{—}4$ раза. Как представляется, модифицированная конструкция НО обладает следующими преимуществами:

- установка только наружного кожуха вместе с СО-2 позволяет вдвое снизить плотность теплового потока на КТЗ $q_{\text{КТЗ}}$;
- установка наружного кожуха вместе с системой из четырёх экранов позволяет снизить $q_{\text{КТЗ}}$ в $6\text{—}7$ раз;
- в случае, если параметры установки позволят установить более четырёх экранов, возможно довести $q_{\text{КТЗ}}$ до значения $q_{\text{доп}} = 1$ Вт/м², что позволит отказаться от КТЗ и упростить конструкцию ДЕМО-ТИН;
- наружный кожух будет дополнительным барьером безопасности.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КОНСТРУКЦИЯ СИСТЕМЫ ОБТЕКАНИЯ ПАТРУБКОВ ВО ВНУТРИКОРПУСНОМ ОБЪЁМЕ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ

В проектной конструктивной схеме ВК не предусмотрено устройств для обеспечения обтекания водой (и, следовательно, охлаждения) металлоконструкций, находящихся выше и ниже (по направлению течения) от проходящих через неё патрубков. Схема течения воды во внутрикорпусном объёме секции проектной конструктивной схемы ВК и обтекания экваториального патрубка показана на рис. 10 (вид со стороны наружной оболочки) и на рис. 11 (вид сверху). Представляется весьма вероятным образование участков с отсутствием течения воды СО-1 (застойных участков — поз. 28 на рис. 10), что может приве-

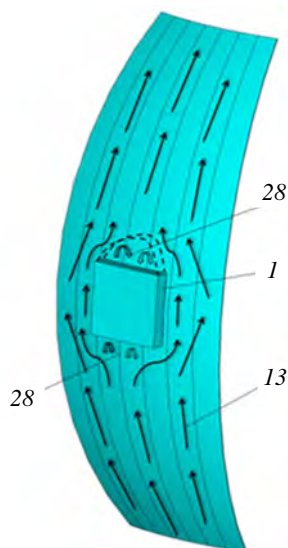


Рис. 10. Схема течения воды во внутрикорпусном объёме секции проектной конструкции вакуумной камеры: 1 — корпус экваториального патрубка; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 28 — предполагаемая зона отсутствия течения воды (застойная зона)

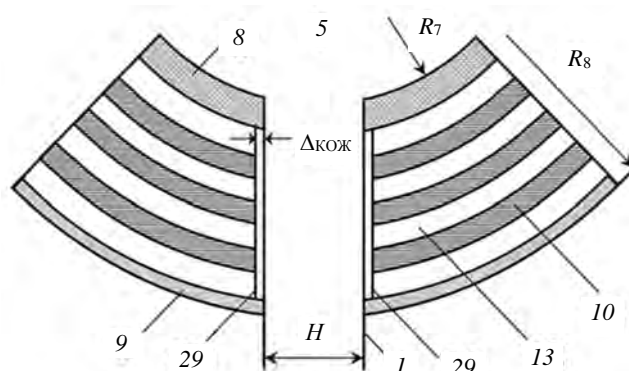


Рис. 11. Разрез секции внешней части вакуумной камеры в экваториальной плоскости: 1 — корпус экваториального патрубка; 5 — плазма; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 10 — металлоконструкция железобетонной защиты; 13 — вода СО-1; 29 — боковые стенки раздаточного кожуха

сти к перегреву металлоконструкций и кипению воды. Подобное нарушение режима эксплуатации ВК может привести к её отказу и к отказу всей установки. Для предотвращения этого предлагается следующая модификация конструктивной схемы ВК. На корпус экваториального патрубка по всей его длине между ВО и НО устанавливается раздаточный кожух, как показано на рис. 12. Кожух состоит из боковых стенок (стальных листов толщиной несколько мм) и верхней крышки из такого же листа с отверстиями для течения воды. Раздаточный кожух может крепиться как к корпусу экваториального патрубка, так и к металлоконструкциям ЖВЗ, которые окружают корпус экваториального патрубка. Поток теплоносителя, обтекающий снизу корпус экваториального патрубка, условно делится на две части: «центральный» поток, попадающий под раздаточный кожух, и «боковые» потоки, текущие справа и слева от корпуса экваториального патрубка.

«Центральный» поток при своём течении обтекает рассекаватель клиновидной формы, установленный снизу на корпус экваториального патрубка. Подобная конструкция позволяет избежать образования застойной участка ниже корпуса экваториального патрубка. Далее «центральный» поток делится на две части и каждая попадает в пространство между боковой стенкой корпуса экваториального патрубка и боковой стенкой раздаточного кожуха. Здесь поток теплоносителя ускоряется и попадает в пространство между верхней стенкой экваториального патрубка и верхней крышкой раздаточного кожуха, а далее выходит через отверстия в верхней крышке. Ряды отверстий совмещены с каналами теплоносителя между пластинами металлоконструкций ЖВЗ, установленными над корпусом экваториального патрубка. «Центральный» поток теплоносителя охлаждает эти металлоконструкции без образования застойных участков. Отбойник (металлическая перегородка) делит пространство между верхней стенкой экваториального патрубка и верхней крышкой раздаточного кожуха на две равные части, что способствует равномерному распределению теплоносителя в этом пространстве. Гидравлические потери при течении «центрального» потока теплоносителя будут значительно выше (из-за ускорения потока и появления дополнительных гидравлических сопротивлений), чем при течении «боковых» потоков. Это приведёт к тому, что часть теплоносителя «центрального» потока будет перетекать в «боковые» потоки, что ухудшит охлаждение участка над корпусом экваториального порта. Для предотвращения перетекания теплоносителя из «центрального» в «боковые» потоки необходимо установить в «боковых» потоках дополнительные гидравлические сопротивления (например, сужения проходов между пластинами металлоконструкций ЖВЗ).

Принятые допущения и методика расчёта. Толщина металлических пластин металлоконструкций ЖВЗ (далее — просто пластин) $2\delta_{пл} = 0,03$ м, расстояние между пластинами (ширина канала с водой) $\delta_{воды} = 0,014$ м. Максимальная плотность тепловыделения достигается в пластинах, ближайших к ВО, для них $q_{пл} = q_{v ст} = 1,8$ МВт/м³. Выполненные в [2] оценки дают значение коэффициента теплоотдачи от пластин $\alpha_{пл} \sim 700$ Вт/(м²·°С). При дальнейших оценках считаем пластины плоскими, так как отношение их наружного и внутреннего радиусов близко к 1; $R_8 = 4,9$ м — наружный радиус внешней части ВК (в экваториальной плоскости); $R_7 = 4,3$ м — внутренний радиус внешней части ВК (в экваториальной плоскости); $\delta_{пр} = 0,02—0,03$ м — расстояние между стенками корпуса экваториального патрубка и боковыми стенками раздаточного кожуха; $H = 0,5$ м — ширина корпуса экваториального патрубка; $n = 18$ — число секций в токамаке. Средняя скорость течения воды между пластинами вне раздаточного кожуха $w_{воды} \sim 0,1$ м/с.

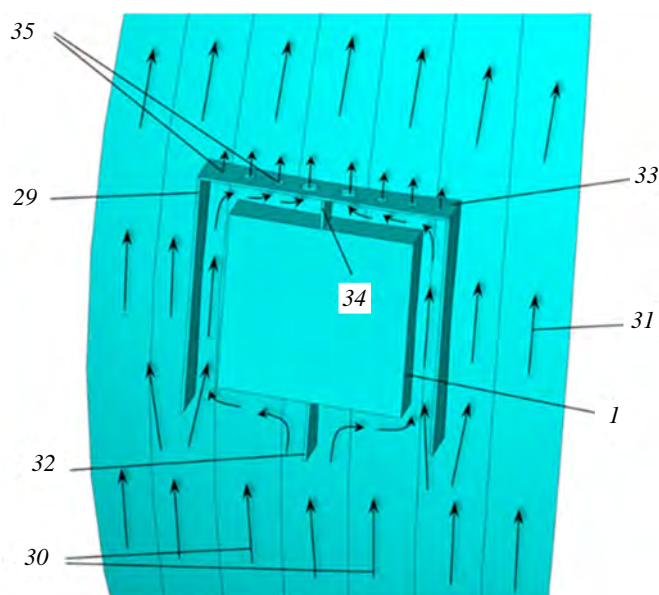


Рис. 12. Схема установки раздаточного кожуха на корпус патрубка экваториального порта: 1 — корпус экваториального патрубка; 29 — боковые стенки раздаточного кожуха; 30 — «центральный» поток воды; 31 — «боковой» поток воды; 32 — рассекаватель; 33 — верхняя крышка раздаточного кожуха; 34 — отбойник; 35 — отверстия в верхней крышке раздаточного кожуха

Оценка скорости течения воды под раздаточным кожухом. Схема течения воды в этом случае показана на рис. 11 и 12. При заданных размерах полная площадь горизонтального сечения железобетонной защиты секции ВК в экваториальной плоскости составит $S_{\text{секц}} = \pi((R_8 - \delta_{\text{об}})^2 - (R_7 + \delta_{\text{об}})^2)/n = 0,83 \text{ м}^2$, площадь сечения, занятая раздаточным кожухом, $S_{\text{цен}} = (R_8 - R_7 - 2\delta_{\text{об}})(H + 2\delta_{\text{пр}}) = 0,28\text{—}0,29 \text{ м}^2$, площадь проходного сечения между стенками корпуса экваториального патрубков и боковыми стенками раздаточного кожуха $S_{\text{пр}} = 2(R_8 - R_7 - 2\delta_{\text{об}})\delta_{\text{пр}} = 0,021\text{—}0,031 \text{ м}^2$, скорость воды в этом сечении $w_{\text{макс}} = w_{\text{воды}}S_{\text{цен}}/S_{\text{пр}} = 0,94\text{—}1,33 \text{ м/с}$. Подобные значения скорости являются приемлемыми, так как не превышают рекомендованную при течении воды в трубах скорость 4—6 м/с и не приводят к значительным гидравлическим потерям.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР В ПЛАСТИНЕ

Максимальную температуру поверхности пластины можно оценить по формуле

$$T_{\text{пов}} = T_{\text{вых}} + q_{\text{пл}}\delta_{\text{пл}}/\alpha_{\text{пл}}, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (21)$$

Максимальную температуру в центральной плоскости пластины можно оценить по формуле

$$T_{\text{цен}} = T_{\text{пов}} + q_{\text{пл}}(\delta_{\text{пл}})^2/(2\lambda_{\text{ст}}), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (22)$$

Далее рассматриваем три варианта течения воды во внутрикорпусном объёме ВК:

— вариант А. Установленный раздаточный кожух обеспечивает обтекание пластин без образования застойных участков. Коэффициент теплоотдачи от пластин к воде $\alpha_{\text{пл}} \sim 700 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$;

— вариант Б. Без установки раздаточного кожуха при обтекании пластин образуются застойные участки. Коэффициент теплоотдачи от пластин к воде снижается до $\alpha_{\text{пл}} \sim 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$;

— вариант В. Без установки раздаточного кожуха при обтекании пластин образуются застойные участки. Коэффициент теплоотдачи от пластин к воде снижается до $\alpha_{\text{пл}} \sim 75 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$;

Значения температур поверхности и центральной плоскости пластины для различных вариантов в области с максимальным значением $q_{\text{пл}}$ приведены в табл. 12.

Т а б л и ц а 12. Температуры поверхности и центральной плоскости пластины

Вариант	Значение $\alpha_{\text{пл}}$, Вт/(м ² ·°С)	Расчётные значения	
		$T_{\text{пов}}$, °С	$T_{\text{цен}}$, °С
А	700	118,6	130,5
Б	200	215	226,9
В	75	440	451,9

Таким образом, при отсутствии раздаточного кожуха и снижении коэффициента теплоотдачи $\alpha_{\text{пл}}$ (варианты Б и В) температура пластин металлоконструкций ЖВЗ повышается. Возможно кипение недогретой жидкости на поверхности этих пластин и парообразование, что ухудшит условия циркуляции теплоносителя в контуре охлаждения ВК. При значениях $\alpha_{\text{пл}} = 75 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ и менее температура металлоконструкций может превысить допустимую температуру металла. Установка раздаточного кожуха (вариант А) обеспечивает поддержание температуры пластин на приемлемом уровне.

Следует отметить, что использованные для оценки температуры пластин коэффициенты теплоотдачи были использованы без учёта возникающей при нагреве пластин вынужденной конвекции воды во внутрикорпусном объёме ВК. Это явление может значительно увеличить коэффициент теплоотдачи и должно быть учтено при дальнейшем проектировании.

МОДИФИЦИРОВАННАЯ КОНСТРУКЦИЯ ЖЕЛЕЗОБЕТОННОЙ ЗАЩИТЫ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ

Для обеспечения надёжного охлаждения ВО и металлоконструкций ЖВЗ необходимо иметь как можно более высокий коэффициент теплоотдачи к воде. Недостатком базового варианта конструкции является то, что при существующей тепловой мощности ВК и заданном подогреве теплоносителя расход воды через внутрикорпусной объём оказывается таким, что его скорость обеспечивает лишь ламинар-

ный или переходный режим течения. Коэффициент теплоотдачи к воде при этом оказывается незначительным, что может привести к повышению температуры ВО и металлоконструкций ЖВЗ до неприемлемых значений. Подобное нарушение режима эксплуатации ВК может привести к её отказу и к отказу всей установки. Для предотвращения этого предлагается следующая модификация конструктивной схемы ВК. Часть каналов для течения воды в ЖВЗ перекрывается заглушками. Вода в этих каналах сохраняется, но течения воды в них нет. При этом скорость воды в остальных каналах возрастёт и сохраняется оптимальное значение $J = 0,7$.

Принятые допущения и методика расчёта. На рис. 4 представлено горизонтальное сечение секции центральной цилиндрической части проектной конструкции ВК, на рис. 13 — вертикальное сечение этой секции. На рисунке показаны все пластины металлоконструкций ЖВЗ — 14 цилиндрических слоёв стали, ВО, НО и 15 кольцевых каналов между ними для течения воды. Толщина пластин $36\text{--}49$ $2\delta_{пл} = 0,03$ м, расстояние между ними (ширина каналов с водой $51\text{--}64$) $\delta_{воды} = 0,014$ м, ширина канала 50 $\delta_{воды50} = 0,024$ м.

Оценка теплогидравлических и геометрических параметров ЖВЗ была выполнена в [2], и дальнейшие расчёты проводятся по той же методике и на основании полученных в [2] результатов. Исходные данные: $Q_{внут} = 10,8$ МВт — полная тепловая мощность внутренней части ВК, $S_{воды\ цили} = 2,46$ м² — площадь проходного сечения для воды в центральной цилиндрической части ВК (суммарная площадь поперечного сечения каналов $50\text{--}64$), скорость течения воды во всех каналах одинакова, средний коэффициент теплоотдачи от пластин $\alpha_{пл}$ при течении воды в кольцевом канале определится по уравнению

$$Nu_{d\ экв} = 0,017(Re_{d\ экв})^{0,8}Pr^{0,4}(Pr_{ж}/Pr_{с})^{0,25}, \quad (23)$$

где $Nu_{d\ экв}$ — число Нуссельта при течении воды в кольцевом канале с эквивалентным диаметром $d_{экв} = 2(R_{внеш} - R_{внут})$, м; $R_{внеш}$ — внешний радиус кольцевого канала, м; $R_{внут}$ — внутренний радиус кольцевого канала, м; $Re_{d\ экв}$ — число Рейнольдса при течении воды в кольцевом канале с эквивалентным диаметром $d_{экв}$; Pr — число Прандтля; $Pr_{ж}$ — число Прандтля при средней температуре воды; $Pr_{с}$ — число Прандтля при температуре воды у стенки канала.

По (21) и (22) для $q_{пл} = 1,8$ МВт/м² определяются температуры поверхности $T_{пов36}$ и центральной плоскости $T_{цен36}$ пластины 36, ближайшей к ВО. Рассматриваем три варианта течения воды во внутренней части ВК:

— вариант Г. Проектная конструктивная схема ВК. Подогрев воды в системе охлаждения ВК $\Delta T_{ВК} = T_{вых} - T_{вх} = 30$ °С, $T_{вых} = 100$ °С. Результаты расчётов приведены в табл. 14;

— вариант Д. Проектная конструктивная схема ВК. Подогрев теплоносителя уменьшен до $\Delta T_{ВК} = 10$ °С, $T_{вых} = 80$ °С. Результаты расчётов приведены в табл. 14.

Анализ вариантов Г и Д. В этих вариантах температура в цилиндрическом слое стали 36 не превысит допустимую. Температуры слоёв $37\text{--}49$ будут ниже из-за меньшей плотности тепловыделения в них. В варианте Г температура поверхности $T_{пов36}$ превышает температуру насыщения воды при $P_{вх} \sim 1$ МПа — на поверхности возможно кипение воды и парообразование, что нежелательно. Возможно локальное повышение $q_{пл}$, что приведёт к росту температуры слоя стали. Кроме того, в этих вариантах число $Re_{d\ экв}$ находится в диапазоне режимов течения, переходного от ламинарного к турбулентному. Для этих режимов отсутствует надёжная методика определения коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пл}$ и, возможно, он будет меньше расчётного. Температура поверхности слоёв стали снижается с увеличением коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пл}$, и его желательно увеличить. Это возможно сделать, увеличив скорость течения воды путём сужения каналов $50\text{--}64$ за счёт увеличения толщины слоев стали $36\text{--}49$. Но такое решение нежелательно, так

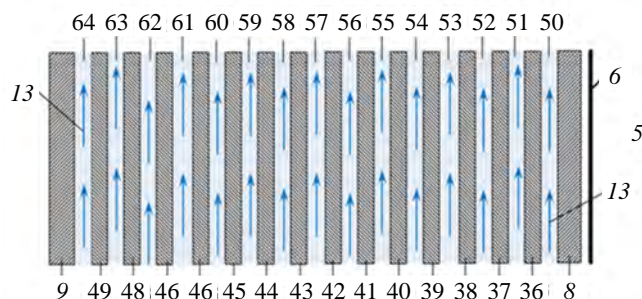


Рис. 13. Вертикальное сечение секции центральной цилиндрической части проектной конструкции вакуумной камеры: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 36—49 — пластины металлоконструкций железобетонной защиты; 50—64 — каналы теплоносителя воды СО-1

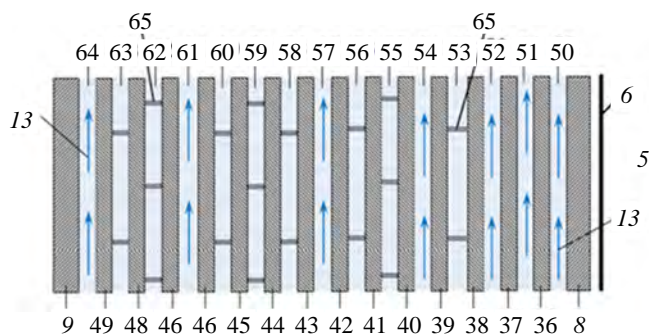


Рис. 14. Вертикальное сечение секции центральной цилиндрической части вакуумной камеры с частично перекрытыми каналами течения воды: 5 — плазма; 6 — первая стенка; 8 — внутренняя оболочка вакуумной камеры; 9 — наружная оболочка вакуумной камеры; 13 — вода СО-1 (стрелками показано направление течения); 36—49 — пластины металлоконструкций железобетонной защиты; 50—64 — каналы теплоносителя СО-1; 65 — заглушки на каналах теплоносителя СО-1

как изменится величина J , а для обеспечения оптимальных свойств железобетонной защиты желательно поддерживать $J = 0,7$.

Другим способом увеличения коэффициента теплоотдачи $\alpha_{пл}$ представляется перекрытие заглушками части каналов 50—64 с сохранением воды в них, при этом скорость воды в остальных каналах возрастёт при сохранении $J = 0,7$. Эта схема течения воды рассмотрена в вариантах Е и Ж:

— вариант Е. Подогрев воды $\Delta T_{ВК} = 10 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{вы} = 80 \text{ }^\circ\text{C}$. Схема течения воды показана на рис. 14. Перекрыты заглушками каналы теплоносителя 53, 55, 56, 58—60, 62 и 63. В этих каналах течения воды нет и $S_{воды\text{ цил}} = 1,26 \text{ м}^2$. Перекрытые каналы сообщаются через отверстия в цилиндрических слоях стали с каналами, в которых сохраняется течение воды. Это необходимо для заполнения

перекрытых каналов водой, а также для слива воды из них при сливе воды из ВК. Кроме того, через эти отверстия производится выход продуктов радиолитиза. Результаты расчётов приведены в табл. 13;

— вариант Ж. Отличается от варианта Е тем, что подогрев воды $15 \text{ }^\circ\text{C}$, $T_{вы} = 85 \text{ }^\circ\text{C}$. Как представляется, расход воды через ВК в процессе эксплуатации будет колебаться, возможны и колебания $T_{вх}$. Поэтому такие параметры воды вполне возможны. Результаты расчётов приведены в табл. 13.

Т а б л и ц а 13. Оценка параметров центральной цилиндрической части вакуумной камеры

Параметр	Вариант			
	Г	Д	Е	Ж
$T_{вы}, \text{ }^\circ\text{C}$	100	80	80	85
Расход воды на охлаждение внутренней части ВК $G_{внут}, \text{ кг/с}$	86,4	259,1	259,1	172,8
Средняя скорость течения воды во внутренней части ВК $w_{внут}, \text{ м/с}$	0,036	0,11	0,21	0,14
$Re_{д\text{ экв}}$	2580	7750	15 100	11 240
$\alpha_{пл}, \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{ }^\circ\text{C)}$	316	779	1328	984
$T_{пов36}$	185,4	114,7	100,3	112,4
$T_{цен36}$	197,3	126,6	112,2	124,3

Оценки, выполненные в вариантах Е и Ж, показывают, что повышение скорости теплоносителя обеспечивает существенное снижение температуры металлоконструкций ЖВЗ. Число $Re_{д\text{ экв}}$ соответствует режиму развитого турбулентного течения, что позволяет достаточно точно определить коэффициент теплоотдачи $\alpha_{пл}$. Для подтверждения возможности осуществления вариантов Е и Ж сделаем оценку температуры стали и воды в перекрытых каналах 53 и 58—60. Примем следующие допущения.

Слой стали 38, 39 и неподвижный слой воды 53 охлаждаются потоками воды 52 и 54. Плотность тепловыделения в слое стали 38 $q_{пл38} = 297 \text{ кВт/м}^3$, в слое 39 $q_{пл39} = 175 \text{ кВт/м}^3$ [2]. Плотность тепловыделения в слое воды 53 $q_{воды53} = 99 \text{ кВт/м}^3$. Считаем $q_{пл38} = q_{пл39}$, что даст завышенную оценку температуры в этих слоях. Максимальная температура будет в центре слоя воды 53 $T_{воды53}$. $T_{ст\ 38-53}$ — температура поверхности пластины 38 на границе со слоем воды 53; $T_{ст\ 38-52}$ — температура поверхности пластины 38 на границе с омывающим её слоем воды 52. Результаты расчётов по (21) и (22) приведены в табл. 14. Слой стали 43—46, а также неподвижные слои воды 58—60 охлаждаются потоками воды 57 и 61. Плотность тепловыделения в слое стали 43 $q_{пл43} = 21 \text{ кВт/м}^3$, в слое стали 44 $q_{пл44} = 12,5 \text{ кВт/м}^3$, в слое стали 45 $q_{пл45} = 7,4 \text{ кВт/м}^3$, в слое стали 46 $q_{пл46} = 4,4 \text{ кВт/м}^3$. Плотность тепловыделения в слое воды 58 $q_{воды58} = 7,1 \text{ кВт/м}^3$, в слое воды 59 $q_{воды59} = 4,2 \text{ кВт/м}^3$, в слое воды 60 $q_{воды60} = 2,5 \text{ кВт/м}^3$. Считаем $q_{пл43} = q_{пл44} = q_{пл45} = q_{пл46} = 21 \text{ кВт/м}^3$; $q_{воды58} = q_{воды59} = q_{воды60} = 7,1 \text{ кВт/м}^3$, что даст завышенную оценку температуры в этих слоях. Максимальная температура будет в центре слоя воды 59 $T_{воды59}$. Результаты расчётов по (21) и (22) приведены в табл. 14.

Т а б л и ц а 14. Оценка температуры слоёв стали и воды в центральной цилиндрической части вакуумной камеры с частично перекрытыми каналами

Параметр	Вариант	
	Е	Ж
$T_{ст\ 38-52}, ^\circ\text{C}$	87,2	94,8
$T_{ст\ 38-53}, ^\circ\text{C}$	94,6	102,2
$T_{воды\ 53}, ^\circ\text{C}$	98,2	105,8
$T_{воды\ 59}, ^\circ\text{C}$	83,6	88,9

Такие температуры стали и воды вполне допустимы. Оценки, выполненные в вариантах Е и Ж, показывают, что повышение скорости теплоносителя обеспечивает существенное снижение температуры металлоконструкций во внутрикорпусном объёме ВК, температура поверхности наружной оболочки ВК также существенно ниже температуры насыщения и кипение воды на ней невозможно. Число Re при этом соответствует режиму развитого турбулентного течения, что позволяет достаточно точно определить $\alpha_{пл}$.

ВЫВОДЫ

Предложенные модификации позволяют без существенных изменений проектной конструктивной схемы ВК решить некоторые проблемы, возникающие при её проектировании. Разделение ВО на ВПО и внутренний кожух обеспечивает двустороннее охлаждение ВПО и снижает как разницу температур между её поверхностями, так и связанные с этим термические напряжения до приемлемых значений. Применение дополнительной системы охлаждения позволяет повысить надёжность теплоотвода от вакуумной камеры в случае аварийных ситуаций. Возможно также применение этой дополнительной системы для охлаждения компонентов, обращённых к плазме, в случае потери их охлаждения.

Установка на НО наружного кожуха с собственной системой охлаждения позволяет снизить температуру поверхности, обращённой к КТЗ, и тем самым снизить плотность теплового потока на неё. Применение системы экранов позволяет ещё более снизить плотность теплового потока на КТЗ, что даёт возможность упростить её конструкцию. Установка раздаточных кожухов на патрубки, проходящие через внутрикорпусной объём ВК, позволяет обеспечить охлаждение находящихся выше и ниже по течению воды металлоконструкций ЖВЗ при допустимой для них температуре.

Увеличение скорости течения воды через металлоконструкции ЖВЗ, вызванное как уменьшением площади проходного сечения для воды, так и уменьшением её подогрева, позволяет увеличить коэффициент теплоотдачи к воде и снизить температуру металлоконструкций. Уменьшение площади проходного сечения для воды достигается перекрытием части каналов для воды. Вода в перекрытых каналах присутствует, но не течёт, что позволяет сохранить требуемое значение $J = 0,7$.

Как представляется, предлагаемые модификации конструктивной схемы ВК могут быть применены либо все вместе, либо по отдельности, и желательно их учесть при дальнейшем проектировании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азизов Э.А. и др. Токамак ДЕМО-ТИН: концепция электромагнитной системы и вакуумной камеры. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2015, т. 38, вып. 2, с. 5.
2. Пашков А.Ю. и др. Оценка теплогидравлических параметров системы охлаждения вакуумной камеры установки ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 3, с. 25.
3. Исаченко В.П. и др. Теплопередача. — М.: Энергия, 1975.



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



Александр Юрьевич Пашков, заместитель начальника отдела, с.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
A_Yu_Pashkoff@mail.ru



Елена Александровна Филимонова, н.с., ответственный секретарь журнала «ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез», ветеран атомной энергетики и промышленности, имеет звание «Заслуженный ветеран ИАЭ им. И.В. Курчатова»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
alb@fc.iterru.ru



Юрий Сергеевич Шпанский, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Shpanskiy_YS@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 8 декабря 2020 г.

После доработки 11 января 2020 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 27—44.

УДК 621.039.6, 621.039.647

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЕМО-ТИН НА ИНЖЕКЦИЮ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПУЧКОВ И СПОСОБЫ ЭКРАНИРОВКИ ИНЖЕКТОРОВ

С.С. Ананьев, Е.Д. Длугач, А.В. Клищенко

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Работа термоядерного источника нейтронов (ТИН) в стационарном режиме потребует нагрева плазмы и поддержания тока в ней с помощью инжекции пучков быстрых атомов (D или D + T). В проекте ДЕМО-ТИН предполагается использование шести инжекторов, обеспечивающих мощность дополнительного нагрева до 30 МВт при энергии атомов 500 кэВ. В качестве прототипа для инжектора ДЕМО-ТИН может служить инжектор, детально разработанный для проекта ИТЭР, с сохранением компоновки инжектора, но с изменениями отдельных компонентов, что вызвано отличием энергии и мощности пучка. Внутри этих компонентов действуют строгие ограничения на величину магнитного поля (плотность магнитного потока должна быть ниже допустимого предельного значения вдоль пути движения ионов и в области нейтрализации). Для достижения этих характеристик в среде с значительным рассеянным полем из-за магнитной системы установки, включающей катушки полоидального и тороидального поля, центральный соленоид и непосредственно плазму, предусматривается дополнительная экранировка инжекторов. На данном этапе мы ожидаем, что предлагаемая конструкция позволит получить требуемые значения магнитного поля только путём пассивной экранировки инжектора за счёт корпуса, выполненного из магнитомягкого ферромагнитного материала, не сохраняющего макроскопические внутренние поля после снятия внешнего магнитного поля, с высоким показателем относительной магнитной проницаемости. Электромагнитный численный анализ эффективности такого экрана был выполнен с помощью 3D-моделирования с использованием кода ANSYS. С помощью кода BTR выполнены расчёты движения частиц в условиях полученных магнитных полей с учётом реионизации на всём протяжении инжекционного тракта.

Ключевые слова: нейтральная инжекция, дополнительный нагрев плазмы, магнитный экран, термоядерный источник нейтронов, ДЕМО-ТИН, тепловые нагрузки, код BTR.

ANALYSIS OF THE DEMO-FNS MAGNETIC FIELD INFLUENCE ON THE NEUTRAL BEAM INJECTION AND METHODS OF INJECTORS SHIELDING

S.S. Ananyev, E.D. Dlugach, A.V. Klishchenko

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

Steady-state operation mode of a fusion neutron source (FNS) will require plasma heating and maintaining the current in it by fast atoms beam injecting. The DEMO-FNS project assumes the use of six injectors providing additional heating power up to 30 MW at an atomic energy of 500 keV. As a prototype for the DEMO-FNS injector, an injector developed in detail for the ITER project can be used, with the injector layout retained, but changes in individual components, which is caused by the difference in beam energy and power. Inside these components, there are very strict restrictions on the magnetic field magnitude (the flux density should be below a certain value along the path of ion movement and even lower in the neutralization region). To achieve these characteristics in an environment with a high scattered field due to the magnetic system of the facility, which includes the coils of the poloidal and toroidal fields, the central solenoid and the plasma itself, additional shielding of the injectors is provided. At this stage, we expect that the proposed design will allow obtaining the required magnetic field values only by passive injector(s) shielding due to a case made of a ferromagnetic material with a high magnetic permeability index. An electromagnetic analysis of the effectiveness of such a screen was performed using 3D modeling using the ANSYS code. BTR code is used to calculate the particles dynamics in the conditions of the obtained magnetic fields, taking into account reionization along the entire injection path length.

Key words: neutral beam injection, additional plasma heating, magnetic shielding, fusion neutron source, DEMO-FNS, power loads, BTR code.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-45-56

ВВЕДЕНИЕ

В проекте ДЕМО-ТИН [1—3] (рассчитанного на мощность синтеза 40 МВт и имеющего в основе токамак с большим радиусом 3,2 м, малым радиусом 1 м, вытянутостью сечения плазмы 2 и сверхпроводящими катушками, создающими поле на оси плазменного шнура 5 Тл) предполагается использовать в соответствии с количеством секторов вакуумной камеры [4] шесть нагревных инжекторов пучков

нейтральных атомов в составе системы нейтральной инжекции (СНИ) [5] (рис. 1). СНИ ДЕМО-ТИН должна обеспечить возможность стационарного нагрева плазмы и генерации тока в её шнуре за счёт последовательной работы инжекторов с учётом режима отепления криопанелей инжекторов (для извлечения накопленного на них газа) и их планового обслуживания.

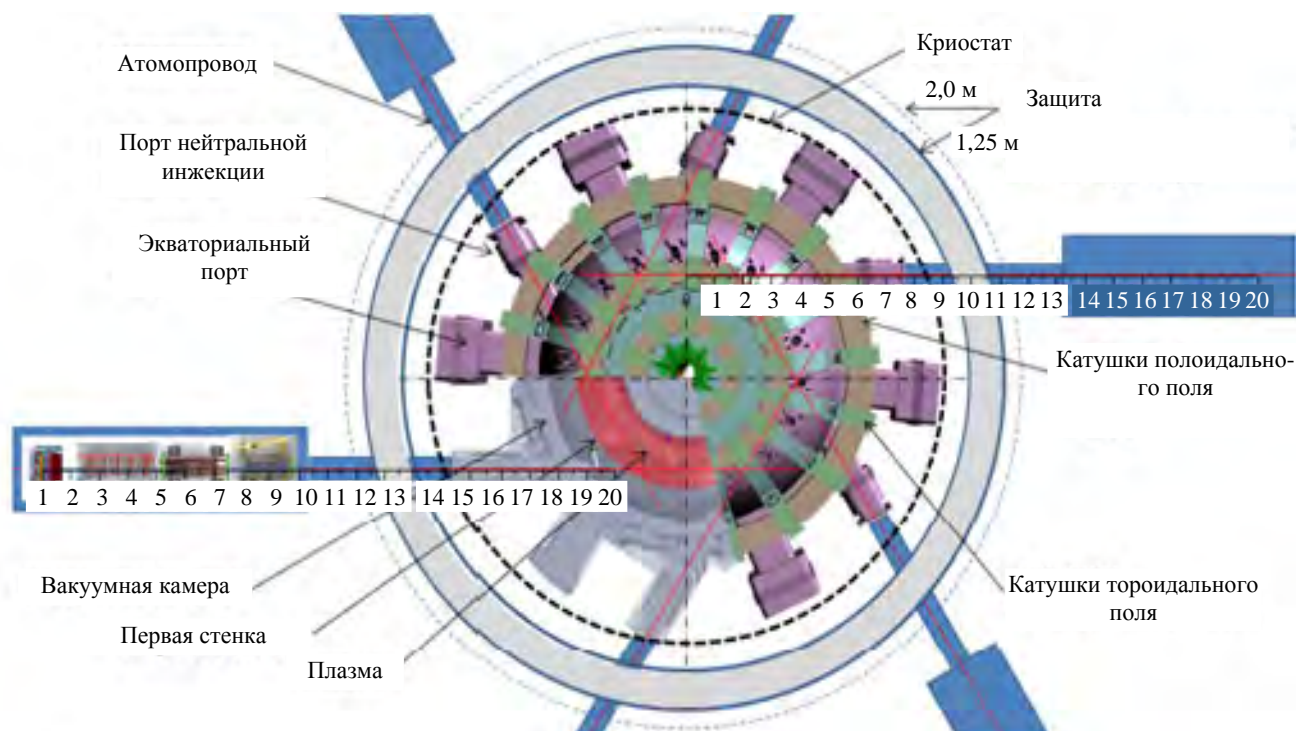


Рис. 1. Вид сверху на вакуумную камеру ДЕМО-ТИН с магнитной системой, защитой и инжекторами дополнительного нагрева. В разрезе установки условно показана плазма. Для одного из инжекторов показаны элементы инжекционного тракта

Как подробно рассматривалось в [5, 6], для эффективной транспортировки пучка в СНИ требуется уменьшить рассеянное магнитное поле (МП) установки (из-за влияния плазмы и магнитной системы ДЕМО-ТИН) внутри элементов инжекционного тракта. Для этого могут быть использованы как методы пассивного подавления, так и активного с использованием дополнительных катушек магнитного поля [7].

Настоящая работа направлена на анализ возможности обеспечить рабочие условия (по величине МП) для нагревных инжекторов и расчёт тепловых нагрузок на элементы СНИ, возникающих за счёт прямого перехвата частиц и реионизации. Расчёт рассеянных МП в области инжекторов производится с использованием кода ANSYS. Для расчёта распределения нагрузок и потерь мощности на поверхностях инжектора используется код VTR.

ВЛИЯНИЕ МП НА РАБОТУ ИНЖЕКТОРА И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДОПУСТИМОГО УРОВНЯ МП В РАЗНЫХ ОБЛАСТЯХ ИНЖЕКТОРА

Рассеянное МП токамака отклоняет траектории заряженных частиц в инжекторе. Как было показано в [6], это может привести к дополнительным потерям пучка при его транспортировке, а также увеличить пиковые нагрузки на отдельных элементах. Поэтому необходимо определить допустимые пределы для величин МП в областях формирования нейтрального пучка, его очистки от заряженных ионов и транспортировки пучка в плазму. В статье приводится развёрнутый анализ, существенно уточняющий оценки, сделанные авторами ранее в [5, 6]. Там же были подробно описаны структура инжектора и функции его отдельных компонентов.

Инжектор для ДЕМО-ТИН спроектирован для пучка энергией вдвое меньшей, чем нагревный инжектор ИТЭР, причём его корпус расположен почти на 5 м ближе к магнитной системе токамака [5, 6].

С уменьшением энергии первичных ионов уменьшается их «устойчивость» к магнитному воздействию и, как следствие, угол отклонения результирующего нейтрального пучка возрастает. Таким образом, концепции магнитного экранирования СНИ для обеих систем могут значительно различаться. Как показано далее, магнитная защита для СНИ ДЕМО-ТИН может состоять из ферромагнитного экрана, ослабляющего рассеянное МП внутри инжектора, без использования активных компенсирующих катушек с током. Материал такого кожуха должен обладать высокой магнитной проницаемостью и низкой коэрцитивной силой. Хорошо известно, что МП наиболее эффективно снижают многослойные ферромагнитные экраны с промежутками между составляющими экран слоями, где коэффициент экранирования будет равен произведению коэффициентов экранирования для отдельных слоёв: качество экранирования многослойного экрана будет лучше, чем эффект от сплошного слоя толщиной, равной сумме упомянутых слоёв. Причём чем выше внешнее поле, тем больше суммарный коэффициент экранирования. Такая магнитная защита не только эффективно снижает поле в объёме инжектора, но и практически не оказывает обратного воздействия на рабочее поле внутри токамака.

Далее всюду используется система координат инжектора. В этой системе начало координат соответствует выходу из источника-ускорителя ионов (ИИ), а компоненты МП направлены следующим образом: B_x соответствует компоненте МП в направлении транспортировки и инжекции пучка, B_y направлена горизонтально в сторону увеличения расстояния от центра токамака, B_z — вертикальная компонента, направленная как $[B_x \times B_y]$.

В рассеянном поле токамака (в отличие, например, от стеллараторов) вертикальная компонента B_z обычно многократно превосходит B_x и B_y , при недостаточном экранировании B_z приводит к сильному горизонтальному отклонению ионов пучка, что наиболее опасно для первичных ионов до их нейтрализации. С учётом канальной структуры инжектора, его протяжённости и ограниченных размеров порта инжекции в токамаке любые неточности прицеливания бимлет (элементарных пучков, формирующих инжектируемый пучок) критично сказываются на потерях мощности и общем КПД инжекции. Далее рассмотрим подробно влияние МП в отдельных областях пучкового тракта. Все приведённые оценки получены с использованием кода VTR — инженерно-физического кода для детальной транспортировки пучков в системах нейтральной инжекции [8].

Область формирования нейтрального пучка. В отсутствие магнитного экранирования в области нейтрализации вертикальная компонента B_z составит более 100 Гс (подробнее это рассмотрено в следующем разделе). На рис. 2 показаны траектории первичных ионов пучка, выходящих из источника-ускорителя. Видно, что примерно половина бимлет не попадает в соответствующий канал нейтрализатора, а оставшая часть даже в случае нейтрализации не дойдёт до камеры токамака из-за высоких углов отклонения.

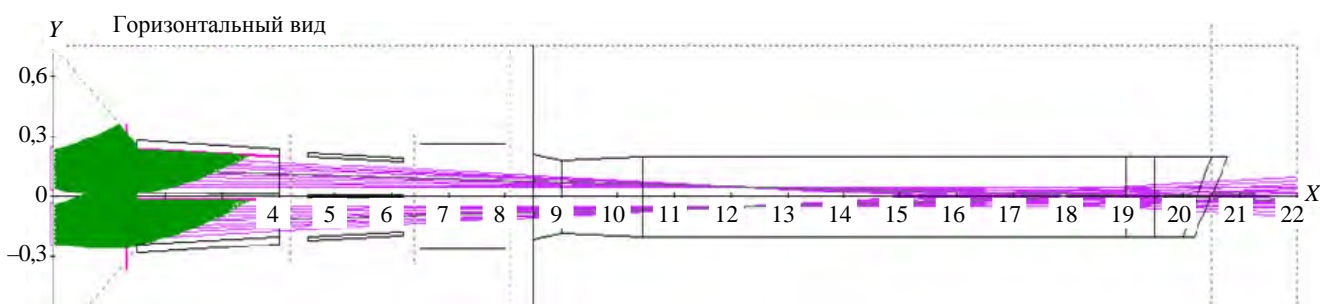


Рис. 2. Траектории ионов (зелёные) источника в горизонтальной плоскости XY при $B_z \approx 100$ Гс. Фиолетовым цветом показаны оси бимлет без отклонения, т.е. в случае идеального прицеливания

Угол отклонения бимлет от идеальной фокусировки зависит не только от МП, но и от точности юстировки ионно-оптической системы ИИ. Отклонения в результате неточной фокусировки пучка в горизонтальном направлении могут складываться с отклонением в вертикальном поле B_z в области нейтрализации, и это ещё более снизит эффективность дальнейшей транспортировки атомов в плазму. Влияние каждого из этих

факторов приведено в табл. 1, 2. Из приведённых таблиц можно заключить, что вертикальное поле порядка ~ 1 Гс приводит к горизонтальному отклонению пучка порядка ~ 2 мрад. Чтобы инжектировать в плазму 7,5 МВт, суммарное горизонтальное отклонение за счёт ошибок фокусировки и действия поля должно составить не более 4 мрад. Это подтверждают и расчёты транспортировки пучка в случае совместного влияния поля и расфокусировки. Компонента поля B_z варьировалась в расчётах в интервале 0—2 Гс, ошибка (Δ_y) — в интервале -2 — $+2$ мрад. Результаты приведены в табл. 3. Из табл. 3 видно, что при номинальном допуске на ошибку прицеливания 2 мрад величина экранированного поля в области нейтрализации не должна превышать 1 Гс.

Т а б л и ц а 1. Влияние угла горизонтальной расфокусировки бимлет на инжектируемую мощность (в отсутствие магнитного поля)

Δ_y , мрад	P_{inj} , МВт
0	8,5
1	8,4
2	8,3
3	8,0
4	7,6

Т а б л и ц а 2. Влияние вертикальной компоненты МП в области нейтрализации на инжектируемую мощность (при идеальной фокусировке)

B_z , Гс	P_{inj} , МВт
0	8,5
1	8,2
2	7,3

Т а б л и ц а 3. Границы интервала инжектированной мощности при совместном влиянии вертикального поля в области нейтрализации и горизонтальной расфокусировки бимлет, $B_z = 0$ —2 Гс, $\Delta_y = -2$ — $+2$ мрад

B_z , Гс	$P_{inj\ min}$, МВт	$P_{inj\ max}$, МВт
0	8,3	8,5
1	7,4	8,5
2	6,1	8,1

Область очистки пучка от остаточных ионов. Влияние МП на движение ионов, а также на создаваемые ими профили нагрузок в области электростатического приёмника остаточных ионов (ЭПОИ) зависит не только от локальных величин МП, но и от направления электрического поля в канале. Это иллюстрируется на рис. 3. Видно, что в одном из каналов ЭПОИ МП усиливает действие электрического поля, а в соседнем канале — наоборот, ослабляет. Соответственно и профили нагрузки — ионные «отпечатки» — в соседних каналах ЭПОИ будут смещаться вдоль приёмной панели в противоположных направлениях — вправо или влево (см. рис. 3). Центральная приёмная панель ЭПОИ, находящаяся под потенциалом, при этом нагружается несимметрично. Ограничения на МП в области ЭПОИ диктуются возможностью перехвата значительной части (99%) остаточных ионов приёмными панелями и снижением пиковых нагрузок до допустимых пределов (<4 МВт/м²) с учётом выбранной геометрии, потенциала, материала приёмника и предполагаемой схемы охлаждения.

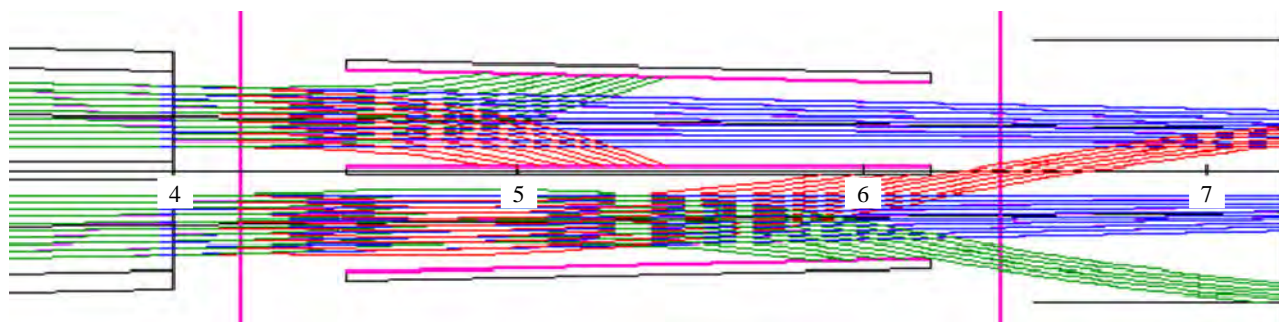


Рис. 3. Осевые траектории остаточных ионов в каналах ЭПОИ при $U = -30$ кВ, $B_z = 100$ Гс: зелёный цвет — D^- , красный — D^+

Оценки показывают, что если на всём промежутке от выхода из нейтрализатора до выхода из ЭПОИ ($X = 4\text{—}6\text{ м}$) действует вертикальное поле $B_z = 50\text{ Гс}$, то в одном из каналов довольно заметная часть ионов не будет перехвачена (рис. 4, а). Если же поле в нейтрализаторе снижено до $\sim 1\text{ Гс}$ и в области ЭПОИ линейно нарастает до 50 Гс , т.е. среднее значение на промежутке составит $\sim 25\text{ Гс}$, то практически все ионы перехватываются панелями приёмника (см. рис. 4, б). Отсюда при соблюдении условий экранирования в нейтрализаторе формулируем требование $B_z < 50\text{ Гс}$ для области ЭПОИ, при этом имея в виду линейное возрастание до $B_{z\text{ max}} = 50\text{ Гс}$.

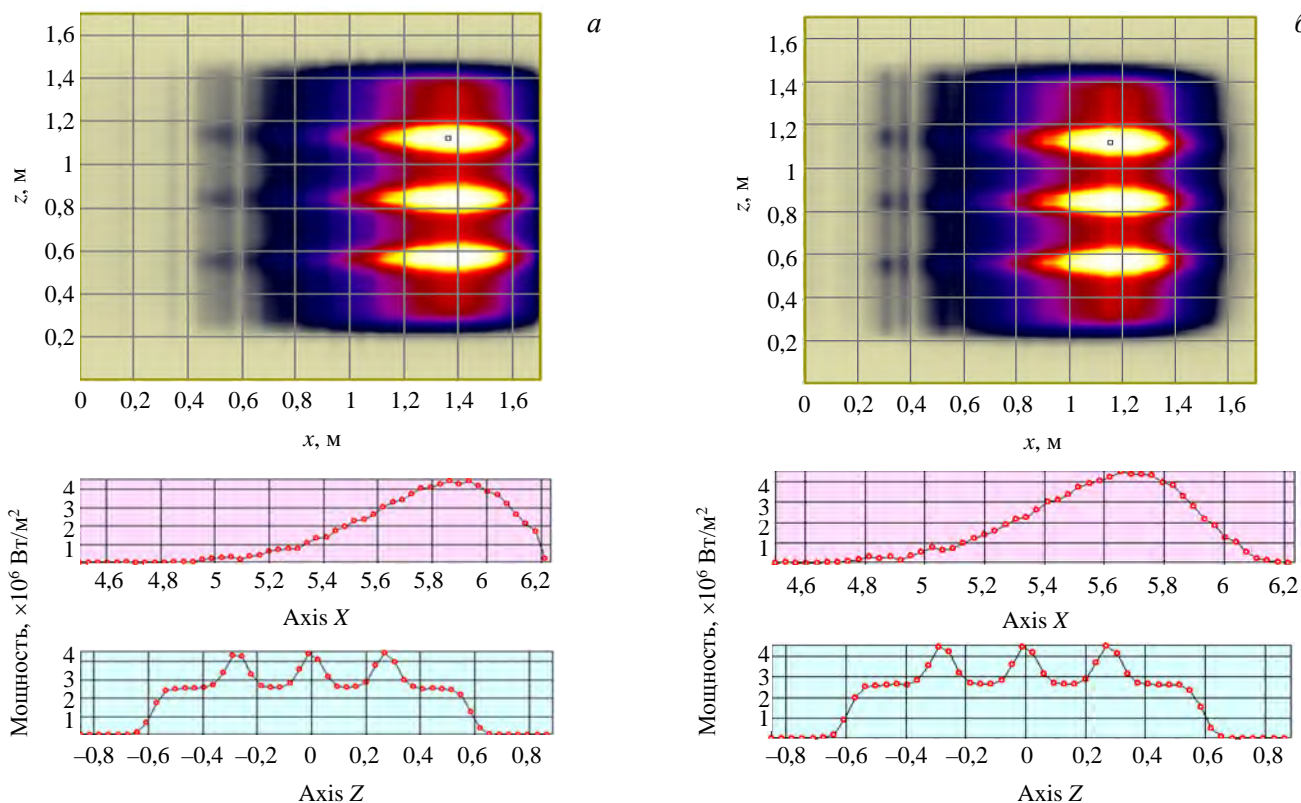


Рис. 4. Отпечаток и профили ионного пучка в канале ЭПОИ в случае ослабления (компенсации) действия электрического поля магнитным: а — $B_z = \text{const} = 50\text{ Гс}$; б — B_z линейно нарастает от 0 до $B_{z\text{ max}} = 50\text{ Гс}$. Потенциал ЭПОИ $U = -30\text{ кВ}$

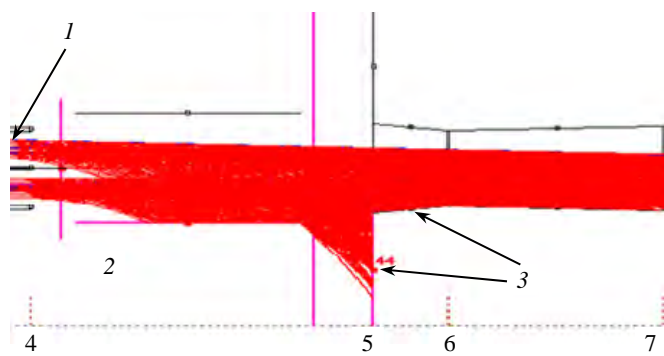


Рис. 5. Траектории реионизованных частиц в горизонтальной плоскости после выхода из ЭПОИ (показан край) (1) при $B_{z\text{ max}} = 500\text{ Гс}$ (линейный рост): 2 — калориметр открыт; 3 — скрепер

Область выхода пучка из инжектора.

Ограничением на МП в области скрепера — диафрагмы на выходе пучка из инжектора — может служить условие перехвата реионизованных частиц или отсутствие потока ионов на криопанели. В выбранной геометрии инжектора ДЕМО-ТИН [5, 6] зазор между калориметром и скрепером $\sim 0,5\text{ м}$, и реионизованные потоки частиц, не перехваченные калориметром, полностью перехватываются скрепером при $B_{z\text{ max}} < 500\text{ Гс}$ (рис. 5). Как будет показано, в этом промежутке поле от магнитной системы ДЕМО-ТИН удовлетворяет условию $B < 500\text{ Гс}$ даже в отсутствие экранировки.

Область транспортировки пучка в токамак. На всём участке атомопровода МП не экранируется. Необходимо учитывать, что в атомопроводе движение реионизованных частиц носит более сложный характер и может включать не только отклонение и прямой перехват ионов, но и лармо-

ровское вращение, а также дрейф в неоднородном МП ($[B \times \nabla B]$). Поэтому для проектирования схем охлаждения атомопровода обычно исследуются все возможные сценарии работы токамака и соответствующие им сочетания токов в катушках, включая ток плазмы. К примеру, расчёты инжекторов для ИТЭР учитывают как минимум девять режимов работы токамака с рассчитанными профилями магнитных полей для каждого из них. Затем из всех возможных режимов для каждого элемента атомопровода выбирается так называемый «наихудший» режим с точки зрения локальных тепловых нагрузок на этот элемент, а общая схема теплоотвода проектируется на наихудший режим работы каждого из элементов при условии, что эти наихудшие режимы для разных элементов одновременно не достигаются.

На данном этапе для ДЕМО-ТИН нами рассмотрен некий «обобщённый» режим работы с инъекцией пучка, причём токи в катушках примерно соответствуют основному («стационарному») режиму работы установки. Мы предполагаем, что выбранная схема экранирования, описанная далее, обеспечит снижение МП в инжекторе до допустимых величин для всех режимов работы ДЕМО-ТИН с пучком, в том числе и для переходных. В дальнейшем сканирование потерь и нагрузок по всем рассчитанным режимам установки должно выявить наиболее опасные условия для каждого элемента атомопровода, соответствующие им нагрузки и пиковые величины. В табл. 4 приведены обобщённые требования по остаточному МП для различных элементов инжектора.

Т а б л и ц а 4. Требования по остаточному магнитному полю для различных элементов инжектора

Область	X_{\min} , м	X_{\max} , м	Y_{\min} , м	Y_{\max} , м	Z_{\min} , м	Z_{\max} , м	Требование по величине B , Гс
Источник ионов	-1	0	-0,35	0,35	-0,9	0,9	<10
Зазор	0	1,5	-0,3	0,3	-0,9	0,9	<1
Нейтрализатор	1,5	4	-0,3	0,3	-0,9	0,9	<1
ПОИ	4,5	6,2	-0,25	0,25	-0,8	0,8	<50
Скрепер	8,5	9	-0,25	0,25	-0,7	0,7	<500

Примечание: X — расстояние, отсчитываемое от источника ионов в направлении плазмы до точки касания пучком поверхности плазмы; Y — горизонтальная координата, перпендикулярная X ; Z — вертикальная координата, совпадающая с осью симметрии токамака.

РАССМОТРЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ СНИЖЕНИЯ МП ДО ДОПУСТИМОГО УРОВНЯ И ВЫБОР СХЕМЫ ЭКРАНИРОВАНИЯ

Корпус инжектора СНИ (см. рис. 1) располагается на значительном удалении от магнитной системы (протяжённость пучковой линии >20 м). В этой области наибольшее влияние оказывает МП, формируемое полоидальными катушками, однако мы считаем важным учитывать все источники для корректного расчёта: полоидальные и тороидальные катушки, центральный соленоид и плазму. Нами была создана расчётная конечно-элементная модель, включающая в себя расширенный вакуумный объём, в котором расположена электромагнитная система ДЕМО-ТИН. На рис. 6 приведена конечно-элементная расчётная модель ДЕМО-ТИН с

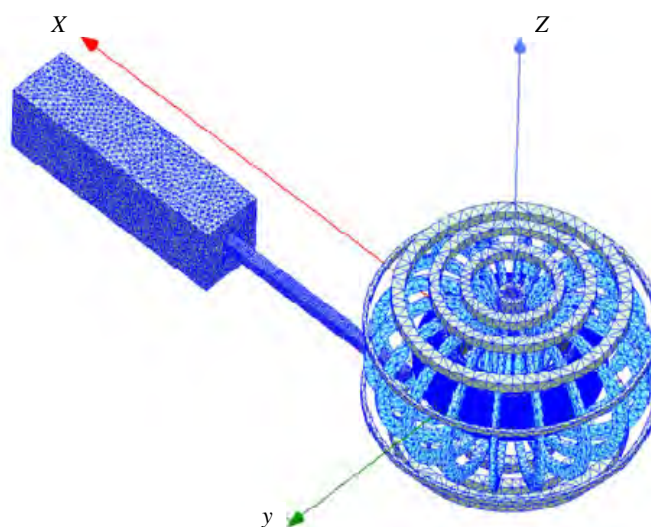


Рис. 6. Конечно-элементная расчётная модель ДЕМО-ТИН с магнитным экраном инжектора

магнитным экраном инжектора. Вертикальное диаметрально сечение полной электромагнитной модели ДЕМО-ТИН изображено на рис. 7, на котором схематично показаны направления токов в секциях центрального соленоида, тороидальных и полоидальных катушках, а также плазме. Их значения представлены в табл. 5. Поскольку ось инжекции в данной модели ориентирована не осесимметрично в цилиндрической системе координат установки, а параллельно как к касательной к шнуру плазмы, так и к экваториальной плоскости вакуумной камеры установки, была рассмотрена не компактная осесимметричная секторальная, а полная конечно-элементная модель всей установки, включающая в себя токи во всех катушках и плазме и точную трёхмерную геометрию расположения инжектора относительно установки.

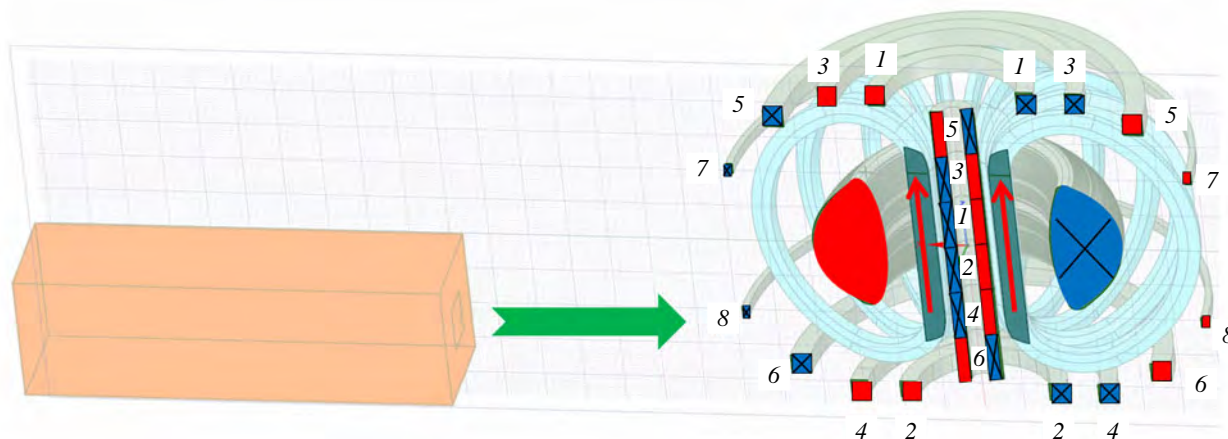


Рис. 7. Вертикальное диаметрально сечение полной электромагнитной модели ДЕМО-ТИН: показаны элементы магнитной системы, в которых учитываются токи при расчёте результирующих МП: тороидальные и полоидальные катушки, секции центрального соленоида и плазма; цветами показаны катушки и направления токов в них (с крестом — ток «от нас»); направление тока в тороидальных катушках обозначено стрелками; номера катушек соответствуют обозначениям в табл. 2; оранжевым цветом показан кожух для инжектора; зелёной стрелкой условно обозначен нагревный пучок в плазму установки

Модель установки ДЕМО-ТИН для расчёта МП. Сначала был выполнен расчёт величины компонент магнитной индукции на оси инжекции без экранирования области инжектора. Зависимости компо-

Т а б л и ц а 5. Значения токов в 18 тороидальных и 8 полоидальных катушках, 6 секциях центрального соленоида и в плазме

Катушки и секции	Ток, кА
Тороидальные катушки № 1—18	4300
Полоидальная катушка	
№ 1	8026
№ 2	8026
№3	6105
№4	6105
№5	5881
№6	5881
№7	1360
№8	1360
Плазма	5000
Соленоид:	
секция № 1	11 509
секция № 2	11 509
секция № 3	2148
секция № 4	2148
секция № 5	965,7
секция № 6	965,7

нент B_x , B_y , B_z от координаты X (в координатах установки отсчёт расстояния ведётся от полоидального сечения плазмы, к которому ось инъекции перпендикулярна) показаны на рис. 8. Для наглядности значения компонент поля приведены в различном масштабе: в области магнитной системы установки, где характерные величины полей единицы Тл, и области за её пределами, где значения всех компонентов поля не превышают 0,05 Тл. Видно, что вертикальная компонента магнитной индукции B_z в интересующей нас области (области инжектора) является максимальной и изменяется с 300 Гс на входе (со стороны тора) до 150 Гс на другом конце экранированного корпуса. Компонента B_x меняет значение от 20 до 2 Гс. Компонента B_y имеет наименьшие значения — ее величина составляет около 1/4 от величины компоненты B_x . Таким образом, B_z является определяющей компонентой магнитной индукции для работы инжекционного тракта. Также расчёты показывают крайне незначительное влияние токов катушек центрального соленоида на суммарное МП в области инжектора и нейтрализатора. Тем не менее расчётная модель включает в себя токи катушек центрального соленоида.

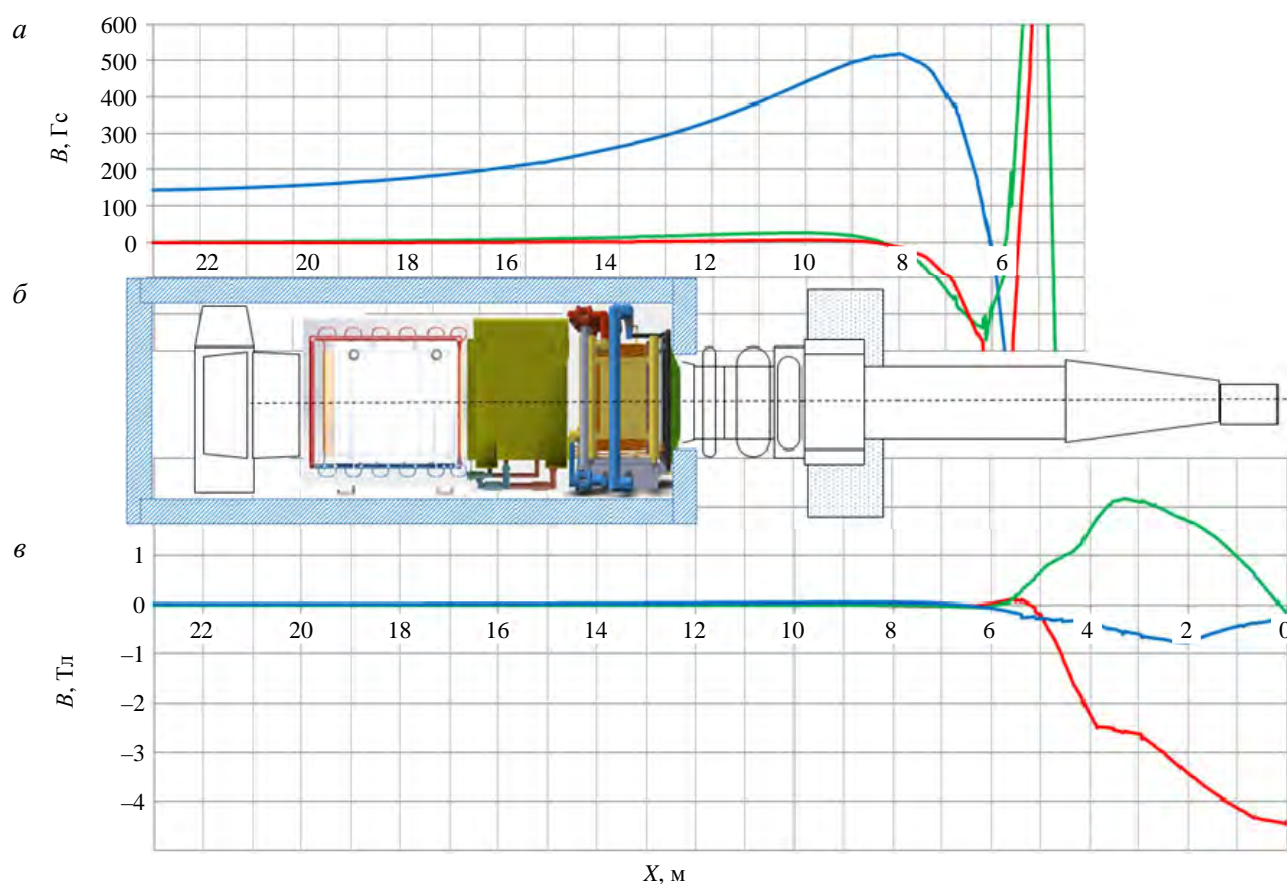


Рис. 8. Зависимости трёх компонент B_x (—), B_y (—), B_z (—) — проекций вектора магнитной индукции на плоскость, перпендикулярную направлению пучка, от расстояния X . Отсчёт расстояния X ведётся от полоидального сечения установки. Для наглядности значения компонент приведены в различном масштабе: в Тл (в) и Гс (а); б — условное изображение корпуса инжектора и атомпровода

Система пассивного магнитного экранирования. Для выполнения расчётов была создана модель магнитного экрана инжектора — многослойный короб внешним размером $11,5 \times 3,5 \times 3$ м из материала с высоким показателем относительной магнитной проницаемости и варьруемой толщиной слоёв, вакуумных промежутков между ними и их количеством. Таким образом, пассивный экран представляет собой набор вложенных друг в друга коробов с одинаковой толщиной стенок с определёнными вакуумными зазорами между последовательно вложенными коробами, по аналогии с «матрёшкой».

Оптимизация пассивной магнитной защиты. Оптимизация магнитного экрана производилась с целью эффективного подавления МП внутри корпуса инжектора для снижения потерь в пучковом тракте. Как уже отмечалось, на данном этапе мы не рассматривали элементы активного подавления МП, ограничиваясь пассивной защитой. В отличие от решения, принятого в ИТЭР, где в качестве материала экрана используется ферромагнитная сталь толщиной 15 см в комбинации с семью катушками активного подавления МП, мы рассматриваем возможность изготовления кожуха для инжектора из пермаллоя или элек-

тротехнической стали. В работе рассматривается сплав 50Н ГОСТ 10160-75 [9] прецизионный магнитно-мягкий. Этот сплав обладает повышенной магнитной проницаемостью и повышенной индукцией технического насыщения не менее 1,5 Тл, относится к категории пермаллоев, железоникелевых сплавов, обладающих повышенными значениями проницаемости в условиях слабых полей. Сплав 50Н содержит 40—50% никеля. Согласно открытой информации изготавливаются листы шириной до 800 и толщиной до 32 мм по согласованию потребителя с изготовителем. В расчётах начальная относительная магнитная проницаемость сплава принималась постоянной, равной 5000, не зависящей от величины магнитной индукции в данном материале магнитного экрана в силу малых значений МП в расчётной области.

Нами были рассмотрены варианты однослойного экранирования толщиной 5 см, а также двух-, трёх- и четырёхслойного с различной толщиной слоёв и различными вакуумными зазорами между ними. Серия расчётов была проведена для выбора оптимальных толщин слоёв и вакуумных промежутков между слоями для оптимального пассивного подавления проекции вектора магнитной индукции на плоскостях, перпендикулярных направлению пучка. Как уже было отмечено, основным критерием является значение поля в области от источника ионов и в нейтрализаторе, которое не должно превышать 1 Гс. На рис. 9 показаны графики максимальной по величине компоненты МП B_z в зависимости от количества слоёв магнитного экрана и значений относительной магнитной проницаемости используемого материала экрана. Профили поля на рисунке показаны в масштабе с корпусом инжектора и схемой его компонентов — видно, какой области инжекционного тракта соответствуют те или иные значения остаточного поля.

Наиболее подходящими вариантами оказались однослойный толщиной 5 см и с относительной магнитной проницаемостью, равной 15 000, двухслойный с толщиной слоёв 2,5 см и относительной магнитной проницаемостью, равной 10 000, и четырёхслойный с толщиной слоёв 2,5 см и относительной магнитной проницаемостью, равной 5000. При этом требованиям по величине МП в наиболее критических областях инжектора — нейтрализаторе и источнике ионов удовлетворяет только последний вариант и частично первый.

Было показано, что увеличением количества слоёв экрана из материала, имеющего меньшее значение относительной магнитной проницаемости, можно добиться лучшего экранирования, чем при использовании одного слоя материала с большим значением относительной магнитной проницаемости той же суммарной толщины. В результате этого мы не рассматривали других вариантов использования пермаллоя с относительной магнитной проницаемостью 10 000 и 15 000, так как эти материалы являются дорогими и изготовление толстостенных многотонных конструкций может оказаться технологически не реализуемым.

Сравнение профилей компонент МП при наличии ферромагнитного материала экрана и в случае его отсутствия показало отличие искажений в области магнитной системы установки. На этом основании мы полагаем, что использование метода пассивной экранировки инжекторов не окажет значительного влияния на магнитные профили в области плазмы установки ДЕМО-ТИН.

Использование электротехнической стали в качестве материала магнитной защиты. В связи с тем, что пермаллои представляют собой довольно экзотический материал с точки зрения изготовления крупнобаритных многотонных конструкций, была рассмотрена возможность использовать в качестве материала магнитного экрана электротехническую сталь с относительной магнитной проницаемостью, равной

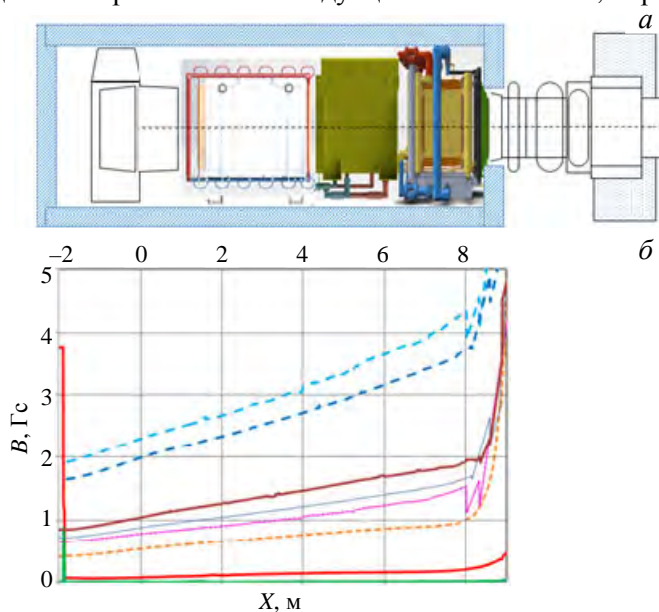


Рис. 9. Корпус инжектора с компонентами в масштабе (а); остаточное поле от B_x , B_y , B_z — компоненты МП на оси пучка в области корпуса инжектора для различных вариантов экрана: с различной толщиной слоёв и показателем относительной магнитной проницаемости, отсчёт расстояния X ведётся относительно положения источника ионов инжектора: — — — — $B_z = 5$ см (5000); — — — — $B_z = 2 \cdot 2,5$ см (5000); — — — — $B_z = 3 \cdot 2,5$ см (5000); — — — — $B_z = 2 \cdot 2,5$ см (10 000); — — — — $B_z = 5$ см (15 000); — — — — $B_x = 4 \cdot 2,5$ см (5000); — — — — $B_y = 4 \cdot 2,5$ см (5000); — — — — $B_z = 4 \cdot 2,5$ см (5000) (б)

200/3000/4000. Её использование значительно удешевит магнитную защиту и исключит недостатки пермаллоев, такие как изменение магнитных свойств при деформациях и сложности, связанные со сваркой.

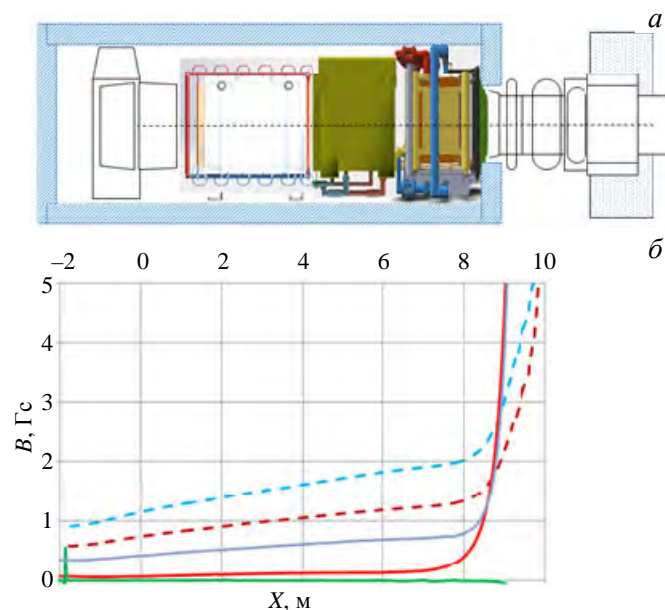


Рис. 10. Корпус инжектора с компонентами в масштабе (а); остаточное поле от B_x , B_y , B_z — компоненты МП на оси пучка в области корпуса инжектора для экрана из электротехнической стали с различной толщиной слоёв и показателем относительной магнитной проницаемости, отсчёт расстояния X ведётся относительно положения источника ионов инжектора: — $B_z = 4.2,5$ см (3000); — $B_z = 4.2,5$ см (4000); — $B_x = 5.2,5$ см (4000); — $B_y = 5.2,5$ см (4000); — $B_z = 5.2,5$ см (4000) (б)

Было показано, что для стали с относительной магнитной проницаемостью 200, применяемой для изготовления экранов инжекторов в проекте ИТЭР, не удаётся получить требуемых величин для компонент МП ни путём увеличения толщины экрана, ни путём увеличения количества слоёв в разумных пределах толщины магнитного экрана. При использовании электротехнической стали с относительной магнитной проницаемостью 3000 и 4000 ситуация заметно лучше, однако удовлетворить требования по величине МП удаётся только увеличением количества слоёв экрана до пяти с вакуумными зазорами по 1 см (рис. 10). Полученный результат показывает, что требуемые значения МП внутри инжектора могут быть получены при использовании более дешёвых и технологичных материалов чем пермаллой. Детальная проработка кожуха для инжектора, включающая высоковольтный ввод для ИОС и другие нюансы конструкции, выходит за рамки данной работы и должна быть предметом дальнейшего конструкторского проектирования и моделирования.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НАГРУЗОК И ПОТЕРЬ МОЩНОСТИ В ИНЖЕКТОРЕ

Для рассчитанного профиля МП, соответствующего конструкции четырёхслойного (по 25 мм) магнитного экрана из пермаллоя 50Н с относительной магнитной проницаемостью, равной 5000, и вакуумными промежутками между ними 10 мм, проведены оценки потерь пучка и распределения тепловых нагрузок на компонентах инжектора (ВТН-код). В табл. 6 приведены обобщённые данные по значениям

Т а б л и ц а 6. Распределение нагрузок и потери мощности на компонентах инжекционного тракта

Параметр	Угол отклонения оси луча по горизонтали / вертикали, мрад		
	0/0	2/4	-2/4, +MF
Мощность нагрузки в нейтрализаторе, МВт	1,18	1,25	1,24
Пиковая плотность мощности, МВт/м ² :			
на торцах нейтрализатора	1,4	1,9	1,75
на стенке канала нейтрализатора	0,16	0,21	0,26
Мощность нейтрального пучка на выходе нейтрализатора, МВт	11,29	11,25	11,13
Потери мощности нейтрального пучка внутри ПОИ, МВт	0,63	0,69	0,77
Суммарная мощность, выделяемая в ПОИ (атомы + ионы), МВт	8,16	8,19	8,6
Пиковая плотность мощности, МВт/м ² :			
на торцах панелей ПОИ	2,6	3,30	4,8
на панели ПОИ	3,7	4,0	4,4
Мощность нейтрального пучка на выходе из ПОИ, МВт	10,67	10,56	10,0
Пиковая мощность на панели калориметра, МВт/м ²	11,25	11,25	11,0
Мощность пучка, улавливаемого скрепером, МВт	0,105	0,12	0,22
Пиковая мощность на стенке скрепера, МВт/м ²	0,14	0,26	0,53
Мощность нагрузки на стенках лайнера атомпровода, МВт	0,83	1,0	1,64
Пиковая мощность, МВт/м ² :			
на боковой стенке лайнера	0,21	0,37	0,73
на верхней стенке лайнера	0,1	0,38	0,54
Мощность нейтрального пучка, вводимого в плазму, МВт:			
без учёта потерь от реионизации	9,73	9,43	9
с учётом 10%-ных потерь от реионизации	8,76	8,49	8,02

нагрузок и потерь мощности на компонентах инжекционного тракта. В последнем столбце приведены данные для наихудших условий транспортировки пучка, когда отклонение первичных ионов в МП складывается с отклонением из-за ошибок фокусировки.

Рис. 11 иллюстрирует распределение нагрузок вдоль компонентов инжектора. Данный рисунок наглядно показывает распределение нагрузки на поверхностях (цветовая шкала нагрузки не является общей для различных карт, так как каждая карта построена относительно локального максимума). Расчёты реионизованных нагрузок показали, что для заданного распределения МП нагрузки на атомопровод существенно неравномерны, пиковая нагрузка достигает $0,3 \text{ МВт/м}^2$ и приходится на правую стенку (со стороны источника), однако суммарные нагрузки на левую стенку вдвое выше, чем на правую. Неравномерность и фокусировка потоков реионизованных частиц в магнитных полях представляют собой наибольшую опасность с точки зрения теплоотвода. Оценки потерь мощности в области blankets установки ДЕМО-ТИН (пространства от внутренней стенки вакуумной камеры до первой стенки, ограничивающей плазму) также показали существенную неравномерность нагрузок на стенки с максимальной плотностью мощности до $0,5 \text{ МВт/м}^2$ и суммарными нагрузками $0,15 \text{ МВт}$. Для отвода тепловой мощности в этой области потребуется снабдить модули blankets, формирующие инжекционный канал, дополнительными охлаждаемыми элементами. Задача обеспечения эффективного охлаждения элементов инжекционного тракта является отдельной объёмной задачей и будет освещена в дальнейших публикациях.

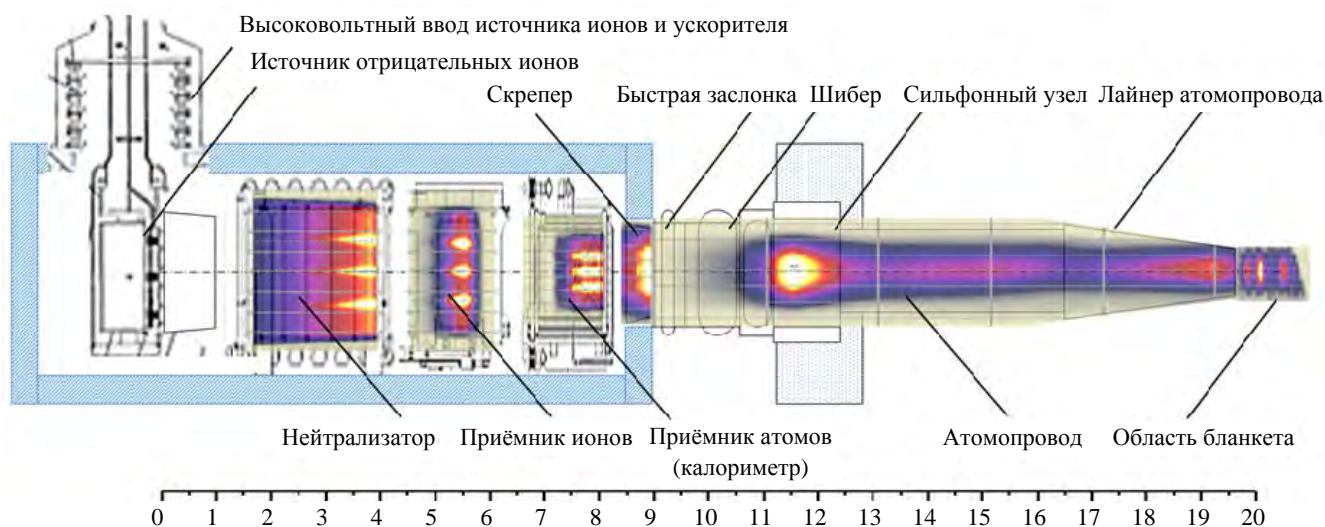


Рис. 11. Иллюстрация распределения нагрузок вдоль инжектора (в разных масштабах величин). Отсчёт расстояния X ведётся относительно положения источника ионов инжектора

ВЫВОДЫ

Была создана расчётная конечно-элементная модель МП ДЕМО-ТИН, включающая в себя вакуумный объём, в котором расположена электромагнитная система и один из шести нагревных инжекторов. Рассчитаны величины компонент индукции МП на оси инжекции без экранирования области инжектора. Без магнитного экранирования вертикальная компонента поля B_z в области инжектора является максимальной и находится в диапазоне 300 Гс на входе (со стороны установки) до 150 Гс в области расположения инжектора ионов. Проанализирована зависимость влияния величины МП в различных областях инжектора на эффективность транспортировки пучка в плазму, определены допустимые значения величин МП, которые должны быть обеспечены магнитной экранировкой инжекторов. Расчёты магнитного экрана выполнены на основании полученных требований. На данном этапе мы ожидаем, что предлагаемая конструкция позволит получить требуемые значения МП путём пассивной экранировки инжектора(-ов) за счёт кожуха, выполненного из ферромагнитного материала с высоким показателем магнитной проницаемости.

Были рассмотрены варианты однослойного экранирования с применением различных материалов и многослойных — двух-, трёх- и четырёхслойного с различной толщиной слоёв и вакуумных зазоров

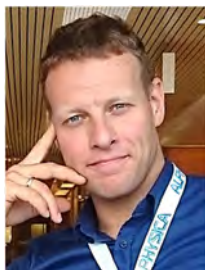
между ними. Путём выбора оптимальных толщин слоёв и вакуумных зазоров между ними было получено подавление величины МП в области компонентов инжектора до приемлемых значений. В результате проведённых расчётов была выбрана конструкция четырёхслойного магнитного экрана инжектора с толщиной слоёв 25 мм и вакуумными промежутками 10 мм. Рассмотрена возможность использовать в качестве материала магнитного экрана электротехническую сталь с относительной магнитной проницаемостью, равной 3000/4000. Её использование исключает недостатки пермаллоев, такие как изменение магнитных свойств при деформациях и сложностях, связанных со сваркой.

Получены распределения нагрузок и потерь мощности на компонентах инжектора и динамика поперечной мощности пучка. Было показано, что для заданного распределения МП нагрузки на атомопровод существенно неравномерны, пиковая плотность мощности достигает $0,3 \text{ МВт/м}^2$ и приходится на правую стенку, однако суммарная нагрузка на левую стенку вдвое выше. Модули бланкета, формирующие инжекционный канал внутри вакуумной камеры, должны обеспечивать дополнительный отвод тепловой мощности с пиковыми параметрами до $0,5 \text{ МВт/м}^2$ и суммарным значением $0,15 \text{ МВт}$. Неравномерность и фокусировка потоков реионизованных частиц в магнитных полях представляют собой наибольшую опасность с точки зрения теплоотвода. Задача обеспечения эффективного охлаждения элементов инжекционного тракта является отдельной объёмной задачей и будет освещена в дальнейших публикациях.

Авторы выражают благодарность А.А. Панасенкову за консультации и помощь в написании статьи. Работа выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 1953 от 29.09.2020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuteev B.V., Goncharov P.R., Sergeev V.Yu., Khripunov V.I. Intense fusion neutron sources. — Plasma Phys. Rep., 2010, vol. 36, p. 281.
2. Kuteev B.V., Azizov E.A., Alexeev P.N., Ignatiev V.V., Subbotin S.A., Tsubulskiy V.F. Development of DEMO-FNS tokamak for fusion and hybrid technologies. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 073035; doi:10.1088/0029-5515/55/7/073035.
3. Shpanskiy Y.S. et al. Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, № 7, p. 076014.
4. Azizov E.A., Ananyev S.S., Belyakov V.A. et al. Tokamak DEMO-FNS: concept of magnet system and vacuum chamber. — Physics of Atomic Nuclei, 2016, vol. 79, № 7, p. 1125—1136.
5. Ananyev S.S., Dlugach E.D., Krylov A.I., Panasenkov A.A., Kuteev B.V. Concept of plasma heating and current drive neutral beam system for fusion neutron source DEMO-FNS. — Physics of Atomic Nuclei, 2019, vol. 82, № 7, p. 981—990; doi: 10.1134/S1063778819070020.
6. Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Кутеев Б.В., Панасенков А.А. Моделирование и оптимизация системы нейтральной инжекции для проекта термоядерного источника нейтронов ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 3; DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-3-57-79.
7. ITER Final Design Report, DDD 5.3, 2001.
8. Dlugach E.D. BTR Webpage, 2010, URL; <https://sites.google.com/site/btrcode/> (updated 01.09.2020).
9. ГОСТ 10160-75. Группа В30. Сплавы прецизионные магнитно-мягкие. Межгосударственный стандарт. Разработан и внесён Министерством металлургии СССР.



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



Андрей Валерьевич Клищенко, н.с., ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
kliand@mail.ru



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

Статья поступила в редакцию 23 декабря 2020 г.

После доработки 1 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 45—56.

УДК 621.039.63

КОНЦЕПЦИЯ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ КОМПАКТНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТОКАМАКА С ПОЛЕМ 5 Тл

*Д.П. Иванов¹, И.О. Анашкин¹, М.А. Драбинский¹, К.В. Коробов²,
С.Е. Лысенко¹, А.В. Мельников¹, С.И. Новиков¹*

¹НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

²ООО «С.П. ГЕЛПИК», Москва, Россия

В НИЦ «Курчатовский институт» в 2021 г. планируется запуск токамака Т-15МД с тёплой обмоткой тороидального поля, вытянутым сечением плазмы и низким аспектным отношением. Известно, что для экономически выгодного термоядерного реактора нужны длинные импульсы разряда или даже стационарный режим. Одно из главных препятствий на пути к стационарному режиму — это короткий импульс тороидального поля. Поэтому в НИЦ «Курчатовский институт» в качестве следующего шага после Т-15МД предлагается рассмотреть проект сверхпроводящего токамака (СПТ), в котором практически сохраняются основные геометрические параметры Т-15МД: $R/a = 1,5 \text{ м}/0,67 \text{ м}$ при поле на оси $B_0 < 5 \text{ Тл}$ и длинном импульсе тока $I_p < 5 \text{ МА}$. Основное внимание в работе уделяется тороидальной магнитной системе установки. Предлагается трёхслойная конструкция катушки тороидального поля: внутренний слой из высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП), средний слой из Nb_3Sn и наружный слой из NbTi . На основании расчётов конструкции на прочность выбраны материалы — кандидаты для корпусов катушек. Для охлаждения катушек предложена поперечная прокачка жидкого гелия низкого давления. Подробно рассмотрена конструкция ВТСП-кабеля в корпусе, состоящем из двух половин. Предложена сетчатая конструкция криостата, обеспечивающая удобный доступ для диагностики и нагрева плазмы. Проводится анализ систем СПТ, аналогичных использованным в Т-15МД.

Ключевые слова: токамак СПТ, катушки тороидального магнитного поля, ВТСП.

CONCEPTION OF THE MAGNETIC SYSTEM FOR A COMPACT SUPERCONDUCTING TOKAMAK WITH A FIELD OF 5 T

*D.P. Ivanov¹, I.O. Anashkin¹, M.A. Drabinskiy¹, K.V. Korobov²,
S.E. Lysenko¹, A.V. Melnikov¹, S.I. Novikov¹*

¹NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

²S.P. HELPIC Ltd, Moscow, Russia

The T-15MD tokamak with the conventional toroidal field coils, elongated plasma cross section and a low aspect ratio will be commissioned at the NRC «Kurchatov Institute» in 2021. However, an economically viable fusion reactor requires very long discharges or even steady state discharges. The short pulse of the toroidal field is among the main obstacles on the way to the steady state. Therefore, as a next step after T-15MD in NRC «Kurchatov Institute», we propose to consider the design of superconducting tokamak SCT, which holds the basic geometric parameters of T-15MD: $R/a = 1.5 \text{ m}/0.67 \text{ m}$ with field on the axis $B_0 < 5 \text{ T}$ and a long pulse of current $I_p < 5 \text{ MA}$. The main focus of the paper is the system of the toroidal magnetic field. A three-layer design of the toroidal field coil is proposed: an inner layer of a high-temperature superconductor (HTSC), a middle layer of Nb_3Sn and an outer layer of NbTi . Based on structural strength calculations, candidate materials for coil cases were selected. For cooling the coils, a semi-longitudinal pumping of low-pressure liquid helium is proposed. The design of the HTSC cable in conduit consisting of two halves is considered in detail. A mesh cryostat design is proposed, which provides convenient access for diagnostics and plasma heating. A list of T-15MD systems similar to the SCT ones is given.

Key words: the SCT tokamak, toroidal magnet coils, HTSC.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-57-67

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в НИЦ «Курчатовский институт» сооружается малоаспектный токамак Т-15МД [1, 2]. Установка имеет следующие параметры: $R = 1,5 \text{ м}$, $a = 0,67 \text{ м}$, $B_0 \leq 2 \text{ Тл}$, $I_p \leq 2 \text{ МА}$, вытянутость сечения плазмы < 2 . По размерам и параметрам импульса Т-15МД близок к действующим установкам DIII-D, ASDEX Upgrade, HL-2A. Поэтому, будучи построенной, Т15-МД позволит преодолеть отставание России от мирового уровня. Как и все эти установки с тёплыми катушками тороидального поля, Т-15МД при базовых параметрах имеет короткий импульс магнитного поля и тока $< 10 \text{ с}$. Поскольку термоядерный реактор должен работать стационарно, вопрос об удлинении импульса магнитного поля и тока плазмы является сейчас одним из важнейших.

В то же время в НИЦ «Курчатовский институт» давно освоен и до сих пор пока ещё не полностью утерян опыт сооружения сверхпроводящих магнитных систем. Ещё в 1979 г. был построен и успешно

запущен Т-7 — первый в мире токамак со сверхпроводящими (СП) катушками [3, 4]. Сотрудники НИЦ «Курчатовский институт» принимали активное участие в распространении этой технологии в Китае, Южной Корее и Индии, где с их участием были построены и успешно работают сверхпроводящие токамаки EAST, KSTAR и SST-1 [5—7]. В 1989 г. в НИЦ «Курчатовский институт» был построен, успешно испытан [8] и в 1995 г. выведен на проектные параметры Т-15 ($B_0 = 3,6$ Тл, $I_p < 1$ МА, 20 импульсов длительностью до 1,5 с интервалом 5 мин без влияния на магнитную систему). Также были испытаны инжекторы и гиротроны. Это была крупнейшая в мире действующая установка с СП-катушками.

В настоящей работе показана возможность создания стационарной (сверхпроводящей) установки СПТ размером $R/a = 1,5$ м/0,67 м (аспектное отношение $A = 2,2$). Она позволит поднять магнитное поле на оси до $B_0 \sim 5$ Тл, т.е. выйти на уровень поля в ИТЭР. Это, в свою очередь, позволит использовать стационарные гиротроны, разработанные для ИТЭР, и испытывать диагностическую аппаратуру для ИТЭР в поле нужной величины. Такое увеличение B_0 открывает возможности получения разрядов с током плазмы до 5 МА с длительностью импульса, которая будет зависеть только от методов неиндукционной генерации тока.

Важнейшими задачами СПТ будут освоение ВТСП как материала для изготовления магнитной системы токамака, его испытания на переменные механические и электромагнитные нагрузки, отработка технологии проведения стационарного импульса токамака, сопровождаемого стационарным поддержанием неиндукционного тока, и методов создания первой стенки для стационарного импульса. Таким образом, СПТ станет необходимым шагом для проекта создания токамака реакторных технологий (ТРТ), а в дальнейшем — реактора ДЕМО.

Данная работа сфокусирована на проектировании СП тороидальной магнитной системы.

С получением разряда при малом аспектном отношении $A = 2,2$ и сильном магнитном поле может быть связана надежда на получение новых результатов по удержанию плазмы. Эта область является новой и неизведанной для современных установок. Успехи крутых токамаков позволяют надеяться на получение более высоких параметров удержания и давления плазмы именно в области большого B_0 при малом A .

В этой области ожидается прогресс, связанный с приближающимся пуском сверхпроводящей установки JT-60SA [9], а также принятием решения о сооружении DTT [10]. Замена теплых катушек магнитной системы Т-15МД сверхпроводниковыми при сохранении их масштаба и формы и увеличение тороидального поля с 2 до 5 Тл обеспечат прорыв в создании крутого токамака с сильным полем, ИТЭРоподобной формой сечения плазменного шнура (по аспектному отношению, вытянутости и треугольности) без ограничения длительности разряда, что позволит проводить систематические исследования стационарных режимов. В частности, малое аспектное отношение позволит получить существенную долю бутстреп-тока, что весьма важно для получения длительного тока при высоких параметрах плазмы. Кроме того, СП-магнит позволит уменьшить потребляемую электрическую энергию и уложиться в имеющийся в НИЦ «Курчатовский институт» лимит 300 МВт, а сэкономленную мощность использовать для дополнительного нагрева и генерации тока плазмы.

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА СПТ

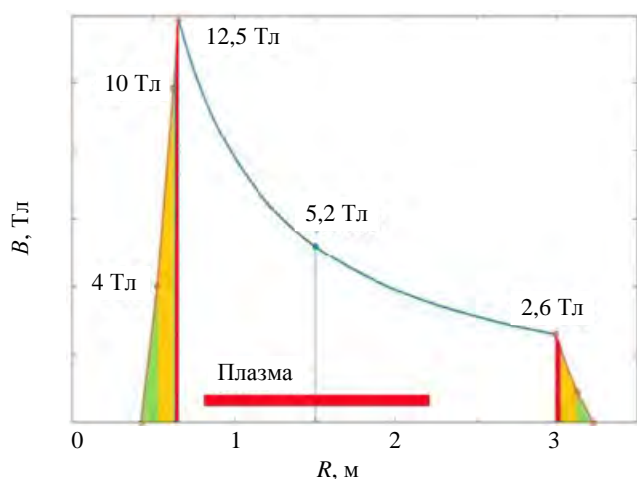


Рис. 1. Радиальное распределение тороидального поля

Размеры магнитной системы и число катушек предлагается оставить такими же, как в Т-15МД. Распределение тороидального поля по большому радиусу показано на рис. 1. При поле на оси $B_0 = 5,2$ Тл на внутреннем обводе оно достигнет 12,5 Тл. За последние годы отмечен большой прогресс в производстве ВТСП, и имеются предложения по использованию ВТСП в токамаках как за рубежом [11—15], так и в России [16, 17]. Предлагается разделить витки всех катушек на три примерно одинаковые группы, каждая из которых соединена с соответствующей группой соседних катушек, так что они образуют три тороидальных соленоида, вложенных друг в друга. Группа внутренних витков, работающих в наибольшем поле 9—

13 Тл, будет использовать ВТСП-ленту. Средняя группа будет использовать обмотку из плоских проводов (типа резерфордовской скрутки из триплетов из Nb₃Sn-провода ИТЭР), внешняя группа — из таких же триплетов, но из NbTi-провода, который предпочтительнее при меньших полях и дешевле. Эти группы образуют три тороидальных соленоида, имеющих каждый свой источник питания. Сечение катушки и её витков показано на рис. 2.

Наибольшая трудность в создании магнитной системы связана с теснотой во внутренней зоне магнитной системы, диаметр которой для обеспечения малого аспектного отношения составляет всего 81 см, тем не менее даже там можно разместить небольшой индуктор, необходимый для пробоя и первоначального подъёма тока. Стационарный ток будет поддерживаться различными методами генерации тока (ECCD, ICCD, LHCD, NBI).

Для получения поля на оси тора $B_0 = 5,2$ Тл при $N_{TF} = 16$ катушках по $N_W = 138$ витков ток в витке катушки составляет $I_{TF} = 10^6 B_0 R / (0,2 N_{TF} N_W) = 17$ кА, а суммарная площадь сечения проводника в катушке $100 \text{ см}^2 = 0,01 \text{ м}^2$.

Высокая плотность тока в катушке приводит к появлению больших усилий. Вертикальные F_z , радиальные F_R и тороидальные F_T силы, действующие на катушку, показаны на рис. 3. Расчёты на прочность проводились по следующим формулам и дали результат:

$$F_z = \frac{\pi (RB_T)^2}{\mu_0 N_{TF}} \ln \frac{R_{TFe}}{R_{TFi}} = 16 \text{ МН}; \quad (1)$$

$$F_R = \frac{\pi^2 (RB_T)^2}{\mu_0 N_{TF}} \frac{H_{TF}}{R_{TFi}} \frac{k-1}{k(k+1)} = 40 \text{ МН}, \quad (2)$$

где $k = \left(\frac{R_{TFe}}{R_{TFi}} \right)^{1/2}$;

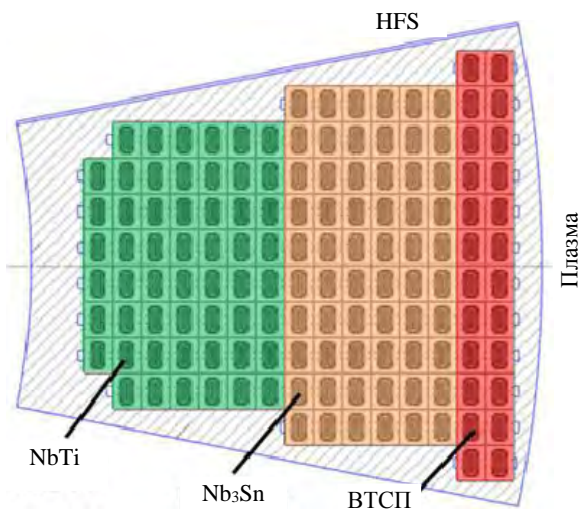


Рис. 2. Структура трёхслойной катушки на внутренней ноге: HFS — сторона сильного поля для обмотки

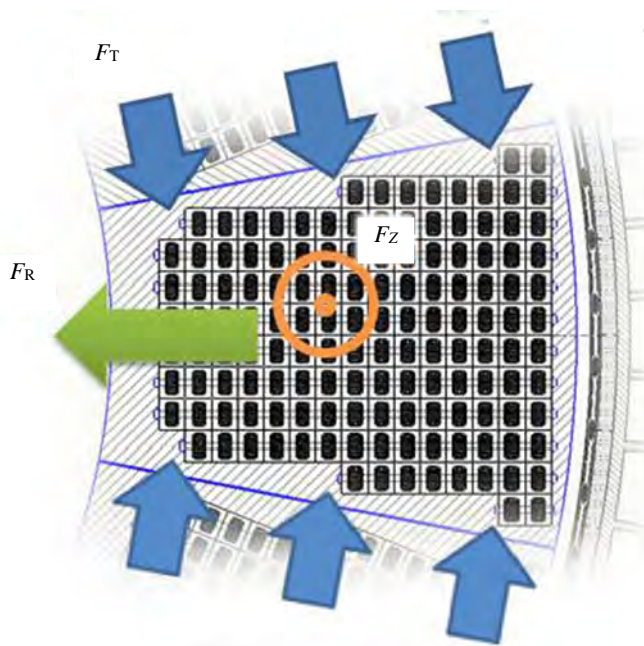
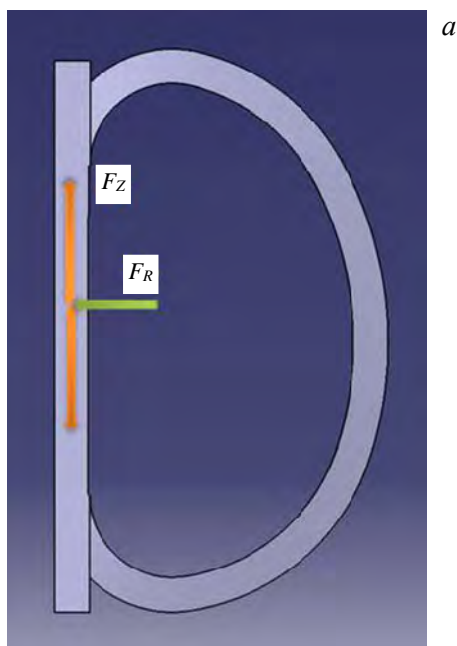


Рис. 3. Вертикальная (растягивающая) F_z и радиальная F_R сила, действующая на катушку (а), и силы, действующие в поперечном сечении катушки на её внутренней ноге (б)

$$F_T^\Sigma = \frac{F_R}{\sin \frac{\pi}{N_{TF}}} = 200 \text{ МН.} \tag{3}$$

Согласно расчётам катушки подвергаются растяжению $F_z \sim 16$ МН и радиальному сжатию $F_R \sim 40$ МН, что соответствует напряжениям $\sigma_1 = 390$ МПа и $\sigma_3 = -540$ МПа. Максимальная сжимающая сила $F_T^\Sigma = 200$ МН действует со стороны арочного распора и даёт $\sigma_2 = -162$ МПа. Эквивалентное напряжение

$$\sigma_{\text{эКВ}} = \sigma_1 - \nu(\sigma_2 + \sigma_3) = 600 \text{ МПа,} \tag{4}$$

где ν — коэффициент Пуассона, зависящий от материала. Для большинства применяемых в криогенной технике материалов $\nu \sim 0,2\text{—}0,3$. Рассчитанные параметры магнитной системы СПТ:

Поле на оси B_0 , Тл . . .	5,2
Количество тороидальных катушек N_{TF} . . .	16
Большой радиус плазмы R , м . . .	1,5
Внешний радиус катушки R_{TFe} , м . . .	3,15
Внутренний радиус катушки R_{TFi} , м . . .	0,57
Высота катушки H_{TF} , м . . .	4,44 м
Общая площадь сечения катушки, м ² . . .	0,061
Площадь сечения металла в корпусе катушки, м ² . . .	0,016 (26%)
Площадь сечения металлических корпусов кабелей, м ² . . .	0,028 (46%)
Суммарное поперечное сечение металла, м ² . . .	0,044 (72%)
Суммарное поперечное сечение полостей в металле, м ² . . .	0,017 (28%)
Вертикальное сечение внутренней ноги, м ² . . .	0,69
Площадь боковой поверхности внутренней ноги корпуса катушки, м ² . . .	1,25

В работе [18] приведены данные по ударной вязкости и пределу усталости различных материалов при криогенных температурах. Согласно этим данным требованиям на прочность корпусов катушек удовлетворяют высокопрочные стали 7Х16Н6, 03Х20Н16АГ6 или титановый сплав ВТ3-1.

В отличие от токамака Т-7, где корпуса были изготовлены из алюминиевого сплава АМГ-7, корпуса СПТ не имеют изоляционных разъёмов, так как они используются для защитного вывода энергии из СП-магнита за счёт индукционной связи с катушками. В случае аварии защитный вывод энергии из всех трёх групп (секций) производится одновременно и с одинаковой скоростью, чтобы избежать перераспределения тока. В качестве защитных сопротивлений предлагается использовать корпуса катушек, индуктивно связанные с их обмотками (рис. 4). Хотя это удлинит восстановление температуры магнита после защитного вывода тока, но опыт Т-7 показал, что эта ситуация приемлема, поскольку случается она достаточно редко (12 раз за 8 лет работы Т-7). Некоторое замедление допустимой скорости ввода тока тоже приемлемо. Все три группы имеют одинаковое время вывода тока, определяемое сопротивлением защиты. Это позволит уменьшить напряжение на обмотках при аварийном выводе энергии из тороидальной магнитной системы примерно в 9 раз по сравнению с традиционной одногрупповой системой намотки. Кроме того, это снижает требования к межвитковой изоляции и позволяет расположить систему защиты магнита внутри криостата, чтобы уменьшить число тоководов и потери холода на них.

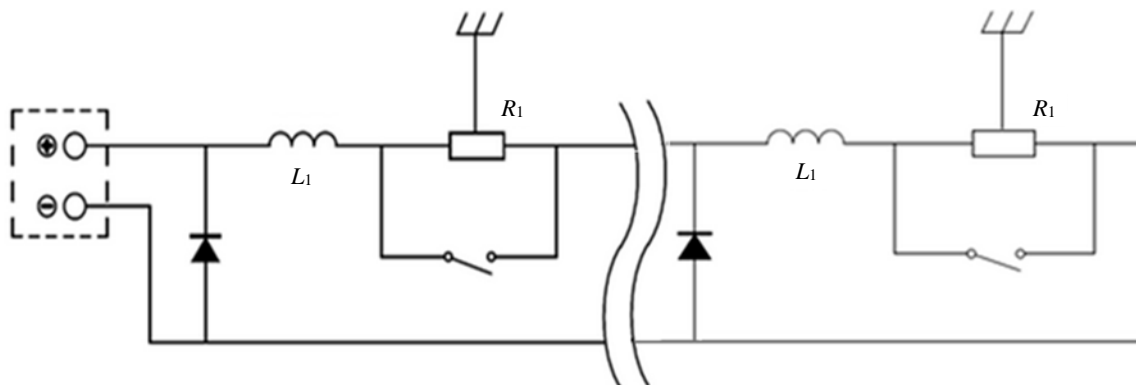
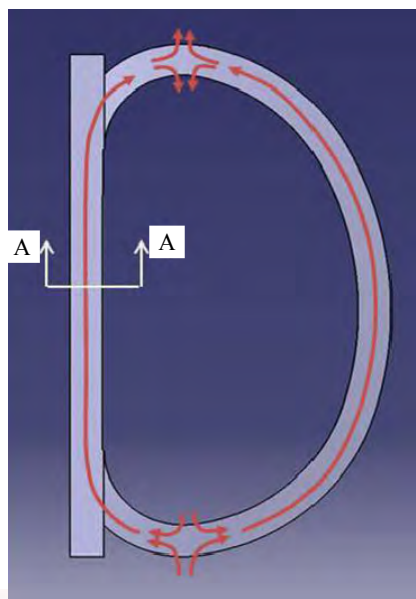


Рис. 4. Схема защитного вывода энергии из магнитной системы (одна из 16 идентичных ячеек)

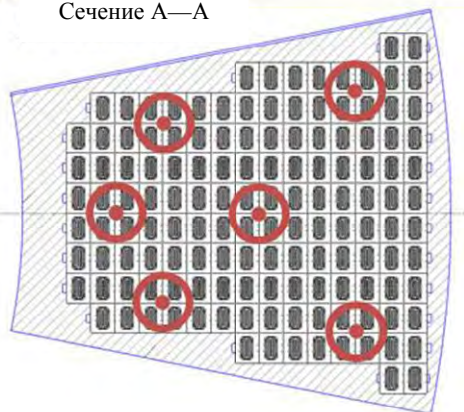


a

ОХЛАЖДЕНИЕ

Для охлаждения предлагается полупродольная прокачка потока жидкого He низкого давления. Как показал опыт T-7, это намного эффективнее, чем обычно используемый He, сжатый до 5 атм. Гелий выталкивается эжектором, и с появлением пара он поднимается снизу вверх (парлифт). Герметичность He будет обеспечиваться корпусами катушек. Схема прокачки показана на рис. 5, а, б. Поперечная прокачка гелия осуществляется в каналах в силовом корпусе кабеля. Продольная прокачка гелия осуществляется парлифтом в каналах, образованных фасками, и внутри кабеля. Для дополнительного охлаждения каждой катушки можно использовать коммерческие гелиевые кулеры, широко используемые для охлаждения гиротронов.

Сечение А—А



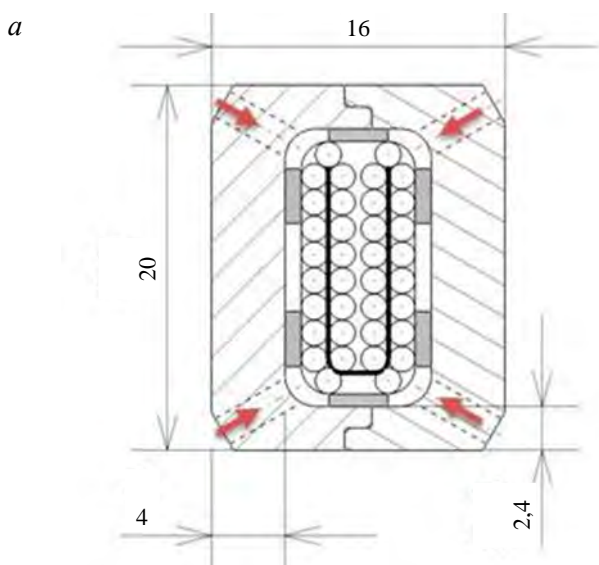
б

ТОРОИДАЛЬНАЯ ОБМОТКА

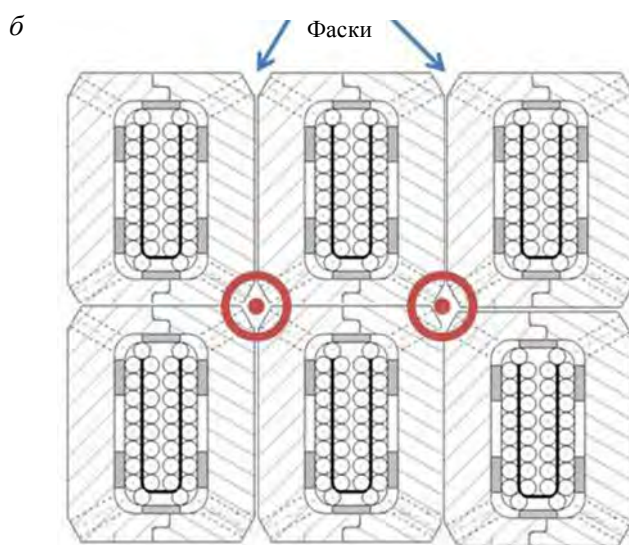
Чтобы удовлетворить указанным требованиям к обмотке, использовалась конструкция магнитной системы, предложенная для источника термоядерных нейтронов (ТИН) [16]. В ней применяются очень толстые корпуса вокруг витков, составляющих не менее половины объема обмотки, как с изоляцией, так и без изоляции между ними. Токонесущий элемент в виде пакета ВТСП-лент или скрученный кабель из проводов разного типа, покрытых изоляцией и омываемых хладагентом, совместно с двумя половинами корпусов кабеля ещё во время намотки свободно закладывается внутрь двух толстых половин корпусов с замком. Токонесущий элемент отделён от корпуса

Рис. 5. Схема полупродольной прокачки (a) и потоки гелия в фасках между кабелями и вдоль кабелей в сечении А—А (б)

зазором, в котором расположены изоляционные опоры витков и проходы для хладагента, показанные на рис. 5 и 6. Эти опоры передают на корпус силу, действующую только на один виток, а не суммируемую, как в обычной многослойной катушке, где витки опираются друг на друга. Суммируется нагрузка толь-



a



б

Рис. 6. Поперечная откачка внутри кабеля по каналам (a) и продольная откачка по фаскам между кабелями (б)

ко в структуре корпуса катушки и корпусов витков. Это значительно снижает требования к механической прочности конструкции самого токнесущего элемента и нагрузки, которые они должны выносить. Сечение тороидальной катушки показано на рис. 7.

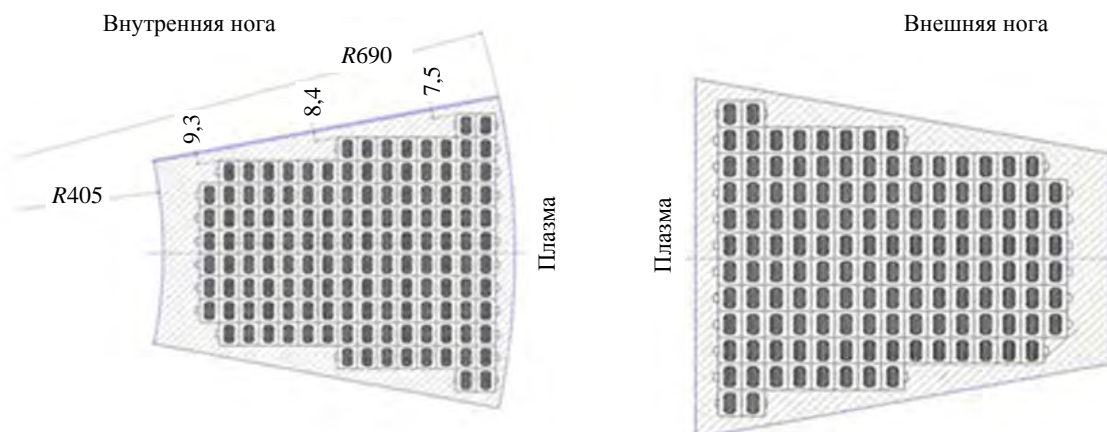


Рис. 7. Экваториальное сечение тороидальной катушки

На рис. 8 показан плоский кабель резерфордовского типа из трёхжильных субкабелей, дополнительно сложенный один раз с прокладкой. Для сравнения показан кабель для реактора ИТЭР. Для изоляции витков от корпуса используются керамические пластины или спиральная обмотка пластиковым жгутом в процессе намотки.

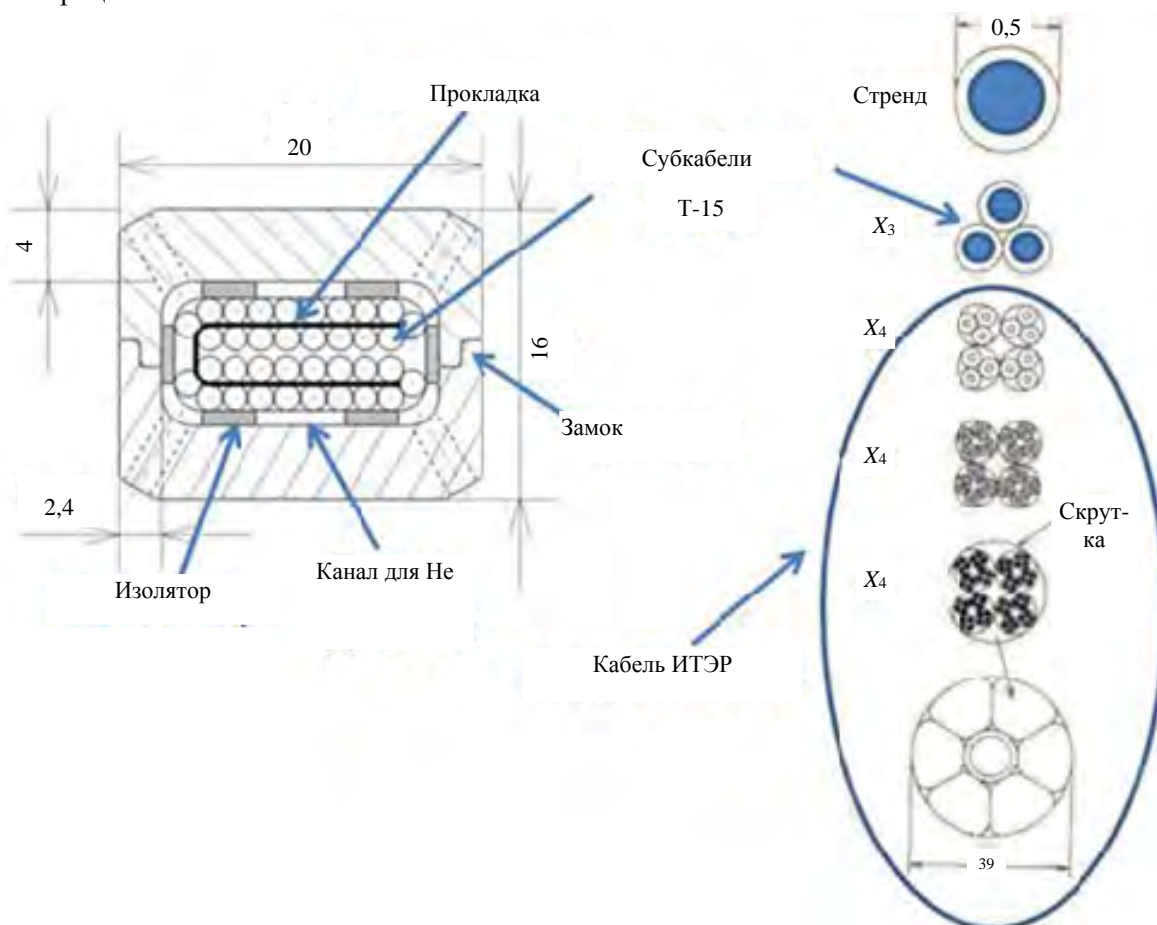


Рис. 8. Схема укладки сверхпроводящих субкабелей в кабель СПТ. Для сравнения показаны стадии изготовления СП-кабеля ИТЭР

Параметры кабеля:

Число стрендов (жил) в субкабеле . . .	3
Ток на стренд, А . . .	140
Ток на кабель, кА . . .	15 (запас 2 при рабочей $T = 4,5$ К)

Диаметр субкабеля, мм . . .	2,6
Число субкабелей в кабеле . . .	36
Число стрендов в кабеле . . .	108
Общая толщина двухслойного субкабеля, мм . . .	<10—11

ВТСП-ПРОВОДНИКИ И КАБЕЛИ

Для СПТ предлагается использовать ВТСП-ленты, уложенные в корпус катушки. Гибкость ВТСП-лент позволяет сформировать из них кабель под размер отверстия в токонесущем элементе из спиральной многослойной и многозаходной обмотки медного формера с отверстием для прохода He. Кольцевой виток диаметром 300 мм из такого кабеля изготовлен и успешно испытан в ИСФТТ НИЦ «Курчатовский институт». Изготовлены образцы из 16 лент SuperPower в 4 слоя, 8 лент SuNAM в два слоя (рис. 9). Показано, что отсутствует механическая деградация при изготовлении, а снижение тока незначительно и обусловлено собственным магнитным полем. Ток в больших внешних полях выходит на расчётное значение по вольтамперной характеристике лент. Шаг твиста ~30 мм, угол намотки 30 или 45° (расход ленты ~1,2 длины при 30°). Гибкость и механическая устойчивость образцов позволяют использовать их для СПТ.



Рис. 9. Образец ВТСП-кабеля SuperPower

КРИОСТАТ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТА

Сечение стенки криостата показано на рис. 10. Азотный экран изготавливается из двух стальных листов (2—4 мм), сваренных точечной сваркой и гидравлически раздутых. Данная технология хорошо отработана и массово используется в криогенной технике. Изоляция — многослойный майлар, массово используемый в криогенных устройствах.

Общий вид криостата показан на рис. 11. На основе опыта Т-7 можно ожидать, что криостат такого типа обеспечит снижение теплопритока к магниту до 12 Вт/м². Использование отдельных корпусов для

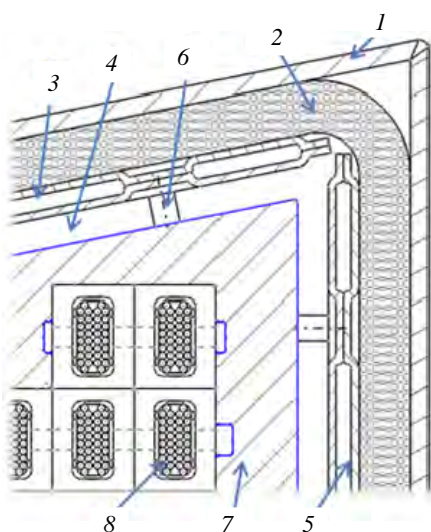


Рис. 10. Фрагмент сечения криостата: 1 — внешний корпус криостата; 2 — многослойный майлар; 3 — азотный экран; 4 — вакуумный промежуток; 5 — канал прохождения азота; 6 — крепление азотного экрана; 7 — корпус катушки; 8 — сверхпроводящий кабель

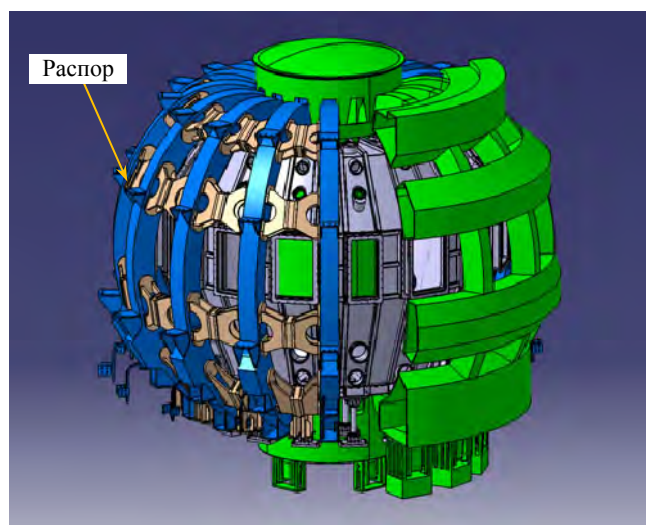


Рис. 11. Общий вид криостата (без нижней части и системы аварийной защиты). Также показаны распоры для компенсации опрокидывающих сил

полоидальных обмоток (сетчатая конструкция), свариваемых снаружи, облегчает доступ к плазме по сравнению с установками, помещёнными в сплошной бак (как EAST [5]). При использовании варианта с тороидальными распорами криостат уменьшает вертикальные углы доступа ряда патрубков. Поэтому для СПТ предлагается использовать несущие корпуса полоидальных обмоток вместо распоров, показанных на рис. 11. Тогда тороидальные углы доступа к диагностическим патрубкам станут больше, чем в Т-15МД. Сдвиг внешней части катушки на 20 см вверх и наружу относительно исходного варианта приводит к уменьшению гофрировки тороидального поля с 1 до 0,35%.

При этом становится возможным симметризовать катушку (с увеличением радиусов верхняя часть катушки не будет задевать патрубки). Также увеличивается минимальный радиус кривизны намотки, что важно при изготовлении катушки, поскольку даёт возможность намотки после отжига кабеля.

Изменение формы катушек СПТ относительно Т-15МД, показанное на рис. 12, приводит к увеличению горизонтальных углов доступа к патрубкам (с учётом криостата), что является критически важным для ряда диагностик и нагрева пучком NBI. Количество, размеры и форма диагностических патрубков вакуумной камеры будут сохранены практически в неизменном виде. Возможно некоторое увеличение их длины на толщину криостата 20—30 мм.

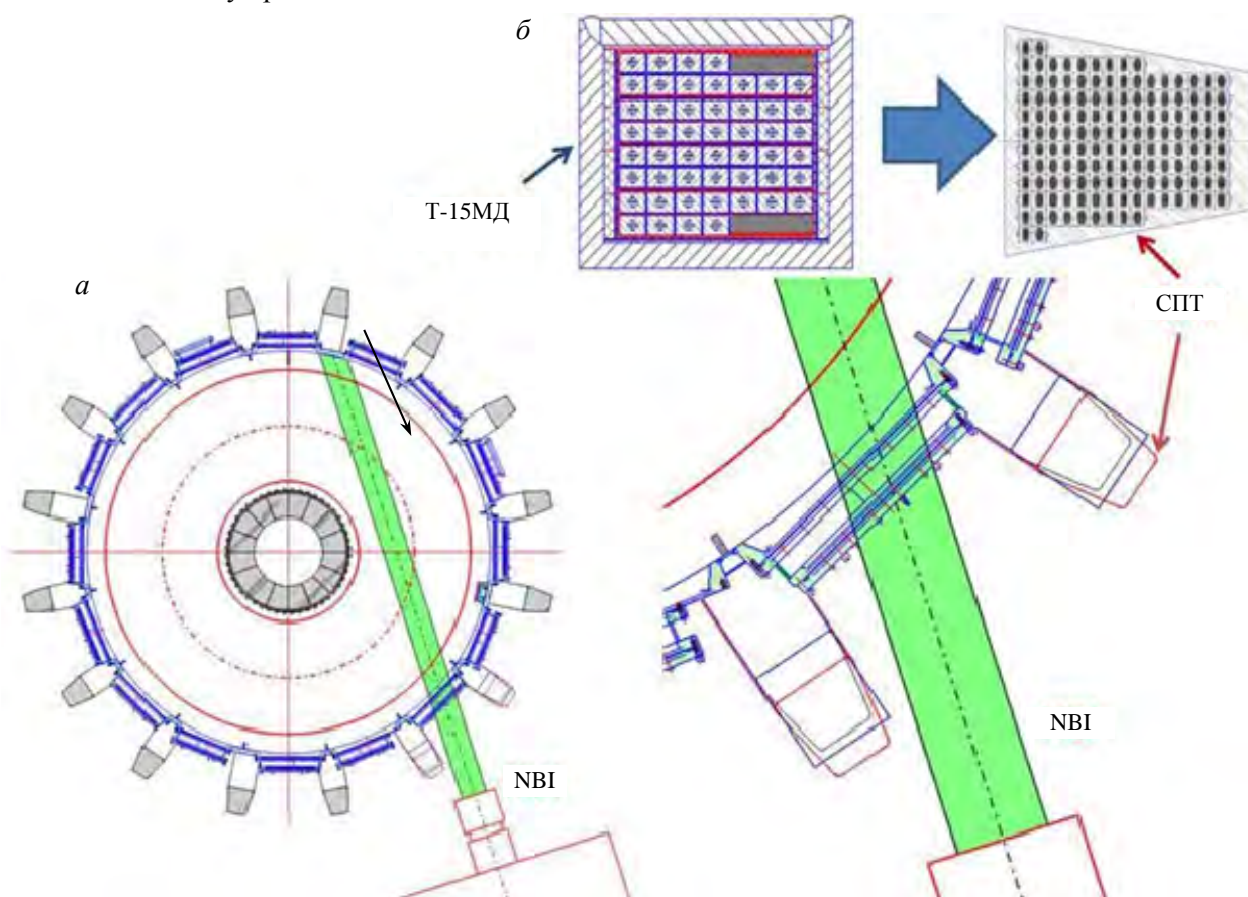


Рис. 12. Установка СПТ с пучком для NBI-нагрева, вид сверху (а); сравнение сечения катушек Т-15МД и СПТ (катушки СПТ улучшают доступ к плазме) (б)

ОБЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ Т-15МД И СПТ

Рассмотрим, какие системы СПТ и Т-15МД аналогичны:

— вакуумная камера: несмотря на близость размеров с Т-15МД, маловероятно, что она окажется прежней. Увеличение поля установки и тока плазмы приведёт к увеличению нагрузок при срывах, пропорциональному их произведению, что потребует значительного усиления конструкции и оптимизации формы камеры (упрочнение, приближение к овоидной форме, «срезание углов»). Для упрочнения потребуются дополнительные рёбра жёсткости или даже двухслойная камера, а для прогрева камеры потребуется увеличение мощности прогревной системы;

- вакуумная система: на основе используемой на Т-15МД;
 - полоидальные обмотки Р-1—Р-5, расположение прежнее, Р-6 требует оптимизации и, возможно, разделения на несколько частей, однако токи в обмотках и механические нагрузки будут значительно больше;
 - диагностический комплекс для плазмы: используется от Т-15МД с обновлением;
 - система инжекции (NBI) на основе используемой в Т-15МД с возможным увеличением энергии пучка для нагрева и генерации тока в плазме высокой плотности;
 - нагрев электронов: используются стационарные гиротроны, разработанные для нагрева и генерации тока (ECRH/CD) в ИТЭР;
 - ионно-циклотронный нагрев и генерация тока (ICRH/CD): предполагается сотрудничество с ERM, Бельгия [19, 20];
 - нижнегибридный нагрев и генерация тока (LHCD): повторение и развитие опыта Т-7 [21].
- Таким образом, будет обеспечена преемственность в исследованиях на Т-15МД и СПТ.

Отметим, что детальной проработке камеры, вакуумной системы, методов дополнительного нагрева, системы полоидальных витков, обеспечивающей равновесие и большой ток плазмы, и других важных систем, а также их интеграции в единый проект, будут посвящены отдельные работы, аналогичные выполненным для проектов [10, 15].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый проект развития концепции Т-15МД позволит построить первый в мире токамак средних размеров с сильным стационарным магнитным полем и малым аспектным отношением.

Такой проект сможет вывести Россию на уровень мировых термоядерных исследований, утраченный ею в 1990-х гг. Он позволит объединить и использовать две идеи, рождённые и впервые реализованные в НИЦ «Курчатовский институт»: токамак с вытянутым сечением (Т-8, Т-9, Т-12) и сверхпроводящий токамак (Т-7).

Если проект будет реализован, то в НИЦ «Курчатовский институт» будет работать установка СПТ с магнитным полем ИТЭРовского масштаба и с ИТЭРоподобной формой поперечного сечения плазмы, что позволит проводить физические исследования в поддержку ИТЭР. Она даст возможность продолжить эксперименты мирового уровня на московской площадке в течение значительного времени, тем самым сохранив важную роль института в термоядерных исследованиях.

Реализация проекта с частичным использованием ВТСП даст импульс для организации в России полного цикла производства: от материала для напыления на ленту до ВТСП-кабеля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 19-12-00312.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Khvostenko P.P. et al.** Tokamak T-15MD — two years before the physical start-up. — *Fusion Eng. Design*, 2019, vol. 146, part A, p. 1108.
2. **Melnikov A.V. et al.** Physical Program and diagnostics of the T-15 upgrade tokamak: brief overview. — *Fusion Eng. Design*, 2015, vol. 96—97, p. 306—310.
3. **Денисов В.Ф., Иванов Д.П., Кислов А.Я. и др.** Результаты первых экспериментов с плазмой на установке Токамак-7 со сверхпроводящей обмоткой. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 1981, № 1 (7), с. 3.
4. **Аликаев В.В. и др.** Генерация тока ЭЦ и НГ волнами в токамаке Т-7. — *Письма ЖЭТФ*, 1989, т. 49, с. 6.
5. **Yannian Pan et al.** Superconducting toroidal field magnet system for EAST device. — In: *Proc. 21st Intern. Conf. on Fusion Energy*, Chengdu, China, 2006, FT/P7-10; https://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/PDFplus/2006/cn149_BookOfAbstracts.pdf.
6. **Kwon M. et al.** Overview of KSTAR initial operation. — *Nucl. Fusion*, 2011, vol. 51, p. 094006.
7. **Pradhan S. et al.** First operational results with the SST-1 superconducting magnet & its cryogenics. — *Phys. Procedia*, 2015, vol. 67, p. 756—761.
8. **Альхимович В.А., Ахтырский С.В., Хвостенко П.П. и др.** Результаты физического пуска установки Т-15. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 1989, вып. 3, с. 3—17.
9. **Varabaschi P., Kamada Y., Shirai H. et al.** Progress of the JT-60SA project. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, p. 112005.

10. **Special** Section on «DTT. Divertor Tokamak Test facility» (Edited by R. Albanese, et al). — Fusion Eng. Design, 2018, vol. 122, p. 253—294, E1—E25.
11. **Gryaznevich M.P. et al.** Contribution to fusion research from IAEA coordinated research projects and joint experiments. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, p. 104019.
12. **Gryaznevich M.P. et al.** Contribution to fusion research from IAEA coordinated research projects and joint experiments. — Plasma Sci. Technol., 2020, vol. 22, p. 055102.
13. **Sarasola X. et al.** Progress in the design of a hybrid HTS—Nb₃Sn—NbTi central solenoid for the EU DEMO. — IEEE Trans. Appl. Superconductivity, 2020, vol. 30, p. 4200705.
14. **Bruzzo P. et al.** High temperature superconductors for fusion magnets. — Nucl. Fusion, 2018, vol. 58, p. 103001.
15. **Creely A.J. et al.** Overview of the SPARC tokamak. — J. Plasma Phys., 2020, vol. 86, p. 865860502.
16. **Новиков М.С., Иванов Д.П., Новиков С.И., Шуваев С.А.** Токонесущий элемент на основе ВТСП 2-го поколения для магнитной системы термоядерного источника нейтронов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, с. 22.
17. **Лелехов С.А.** Анализ возможности использования проводника на основе стопки параллельных не твистированных ВТСП-лент для катушек тороидального поля токамаков. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 41, вып. 4, с. 51.
18. **Солнцев Ю.П.** Хладостойкие стали и сплавы. — СПб: Химиздат, 2017. 475 с.
19. **Ongena J., Messiaen A.M., Melnikov A.V. et al.** Conceptual study of an ICRH system for T-15MD using traveling wave antenna (TWA) sections. — Fusion Eng. Design, 2019, vol. 146, part A, p. 787—791.
20. **Melnikov A.V. et al.** Conceptual study of an ICRH traveling wave antenna (TWA) for T-15MD at 60 MHz. — AIP Conf. Proc., 2020, vol. 2254, p. 70007.
21. **Razumova K.A.** Results from T-7, T-10, T-11 and TM-4 tokamaks. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1984, vol. 26, p. 37.



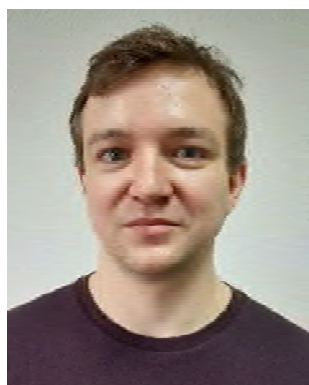
Денис Петрович Иванов, в.н.с., к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат Государственной премии СССР, трижды лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Ivanov_DP@nrcki.ru



Игорь Олегович Анашкин, начальник отдела, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Anashkin_IO@nrcki.ru



Михаил Алексеевич Драбинский, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Drabinskiy_MA@nrcki.ru



Кирилл Викторович Коробов, технический директор ООО «С.П. ГЕЛ-ПИК», лауреат премии им. И.В. Курчатова; 117997 Москва, ул. Профсоюзная, 86 с. 2, Россия
k.v.korobov@gmail.com



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



Александр Владимирович Мельников, зам. руководителя отделения токамаков, д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, трижды лауреат премии им. И.В. Курчатова, лауреат премии им. Л.А. Арцимовича; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Melnikov_AV@nrcki.ru



Станислав Иосифович Новиков, в.н.с., к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова, лауреат 22-го Бочваровского конкурса НИОКР; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Novikov_si@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 7 сентября 2020 г.

После доработки 11 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 57—67.

УДК 621.039.616

BTR CODE FOR NBI DESIGN AND STUDY

E.D. Dlougach

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

BTR code (Beam Transmission with Re-ionization) has been applied to neutral beam injection (NBI) design and studies for many years. BTR was conceived in 1995, initially implemented in Turbo Pascal, and finally was released in 2005 («Born To Run»), using MS Visual C⁺⁺. From the very beginning the code is intended for public usage. BTR is speed-optimized, user-friendly and fully interactive. Thanks to extensive visualization capabilities it looks and feels like a real NB flight simulator, and even can be used for NBI training purposes. BTR supports parallel computing, thus the best performance is achieved on multiprocessor systems. But even on relatively aged and humble Windows PCs it still allows to trace up to 10^{10} particles in a matter of hours. BTR numerical methods are «light» and straightforward, easily reproducible and analytically verifiable. They can serve as benchmarks for other numerical tools simulating beam propagation. The simulation capacity, mesh resolution and the amount of output data can be flexibly fit for specific tasks during NBI project engineering. Today, BTR is still live and evolving code, and its users may reckon on free support and assistance from the code author. BTR traditional applications include the detailed analysis of beam propagation and beam power losses along the beamlines, magnetic field effect studies and setting magnetic field limits, beam interactions with gas and plasma targets, tracking of different beam species, generation of beam power footprints and density maps, data visualization, image processing, and many other. The paper describes several typical applications of BTR code through many years of user experience, and with a focus on the conventional, «Single-Run» code versions. Information on BTR major upgrades as well as the BTR Code User Manuals are available online.

Key words: BTR code, NBI, neutral beam, transmission, beamline, beam power losses, power loads, injected power, simulator.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-68-79

**КОД ВТР ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМ
НЕЙТРАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ**

E.D. Длугач

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Код ВТР (Beam Transmission with Re-ionization) много лет используется для проектирования и исследования систем нейтральной инжекции. Работа над кодом началась в 1995 г., первые версии созданы на Turbo Pascal, а первый официальный релиз состоялся в 2005 г. («Born To Run»), разработанный уже в MS Visual C⁺⁺ for Windows. ВТР изначально создавался для публичного использования. Его отличают высокая скорость расчётов, дружелюбный и интуитивно понятный интерфейс пользователя, благодаря обширным визуальным возможностям он похож на «авиасимулятор» реальной установки и может быть полезен для обучения новых специалистов в области нейтральной инжекции. Поскольку ВТР поддерживает параллельные расчёты, наилучшая производительность наблюдается на многопроцессорных Windows ПК (менее часа для самых массивных прогонов), но даже на относительно старых и скромных ПК код позволяет выполнять серьёзные расчёты (до миллиардов частиц) всего за несколько часов. Методы расчёта, используемые ВТР, относятся к классу так называемых «лёгких моделей», они быстрые, легко воспроизводятся и верифицируются аналитически. Их можно применять для проверки других моделей трассировки пучков. Ёмкость модели, объёмы выводимых данных и их разрешение легко настраиваются на конкретные задачи в процессе инженерной проработки конструкции инжекторов. Сегодня ВТР — живой и развивающийся код, его пользователям всегда доступна бесплатная помощь и поддержка автора. Традиционные приложения ВТР включают детальный анализ транспортировки пучков и потерь мощности на элементах пучковых линий, изучение влияния магнитных полей и постановку ограничений, моделирование взаимодействия пучков с газовыми и плазменными мишенями, отслеживание потоков частиц различного сорта, получение пучковых отпечатков и карт нагрузки, визуализацию и обработку изображений и многое другое. В данной работе описаны некоторые типичные применения ВТР — с учётом многолетней практики его использования и с акцентом на версиях кода «Single-Run» (однократный запуск). Вся информация об обновлениях кода, а также Руководства пользователя доступны в интернете.

Ключевые слова: нейтральный пучок, транспортировка пучков, пучковая линия, потери пучков, тепловые нагрузки, инжектируемая мощность, NBI, ВТР, симулятор СНИ.

INTRODUCTION

Neutral beam injection (NBI) is used for plasma heating, current drive, rotation, plasma operation control, and plasma diagnostics. While NBI purposes vary through target fusion designs, the engineering tasks performed during any NBI development process have much in common for different beamlines. R&D studies of any neutral beamline, especially those addressing long pulse high-power operation, typically include the accurate evaluation of beam transmission and power deposition on injector components, which are applied next to thermal analysis

and cooling requirements. And even at the final stage of the NBI design, when the geometry is almost «frozen», the same tasks emerge and have to be done every time the geometry or element position is slightly modified or physical conditions are updated (e.g. after recalculating the magnetic field of a fusion device).

NBI principles [1] can be summarized as following. Positively or negatively charged hydrogen or deuterium ions are extracted from a beam source (BS) and accelerated to required energy in a multi-grid multi-aperture electrostatic accelerator, in which the last grid is kept at ground potential (the so-called grounded grid, GG). Basic beam energy is chosen with account of the capacity to penetrate a plasma target, and for large plasma devices (with $R > 2$ m) only negative-based neutral beams can be efficiently produced. The accelerated ion beam is next neutralized by charge exchange process in a neutralization cell. A neutralizer employed in charge neutralization experiments with gas targets typically has several channels, designed to minimize gas flows required. Positive ions neutralization efficiency falls with energy and becomes low at $E > 140$ keV, while the negative beams neutralization efficiency on gas is almost stable and close to ~60%. Beam fractions that remain charged (not converted to neutrals) are removed from the beam by a residual ion dump (RID) either electrostatically or magnetically, depending on the energy spectra of ion fractions.

Factors such as the source current limited density, neutralization and beam transmission losses, prevent total power injected to plasma from being better than ~40—45% of the source power, and this value highly depends on the source beam divergence and deflections caused by various effects. In fact, the total beamline efficiency (i.e. the ratio of injected power to source power) is roughly defined by the beam neutralization efficiency and beam transmission. The actual beam divergence in many cases is unknown, so the ITER DDD [2] adopts three possible values of core divergence: 3, 5, and 7 mrad accompanied by a beam «halo» (~30 mrad), which contains 15% of beam current. The resulting transmission evaluated for this range of divergence varies from 70 to 90%, leading to the total beamline efficiency range of 35—50%.

Since a beamline design should be carefully fit into the tight space constraints of the tokamak configuration, the NBI geometry permanent optimization with account of cooling demands results in increasingly complex beamline specifications. The optimization procedure is needed to minimize the beam losses and reduce the local heat loads at each component to at least a removable level. The problem is generally solved through a multi-parametric study of power losses and thermal loads, typically with the help of specialized numerical tools.

One of these tools is BTR [3, 4]. The BTR code is initially intended to simulate Beam Transport with Re-ionization. It allows the user to perform massive design studies of any NBI geometry, with source beam structures based on «beamlets» (elementary cone shaped beams). The code delivers the heat load images and the beam power footprints for any plane or surface defined by the user, and evaluates total beam losses due to direct interception and beam-gas interaction. It can also be applied to match the «beamlets» directions to beamline geometry, fine-tune the components geometry, although these are not conventional BTR applications. The code is more relevant for beam neutralization and transmission in electro-magnetic fields, ion fractions deflection in electrostatic or magnetic ion dumps, and neutral beam losses. Also, with the recently added in-plasma beam stopping capability, BTR can now be used for the preliminary optimization of beam penetration and capture in plasma. All numerical models generated with BTR are simple and easily verified analytically («Light models»); the code itself can be used for verification of more sophisticated NBI models, such as the Monte-Carlo simulation [5].

BTR source code was transferred to MS Visual C++ and released for public usage 2005; the code versions numeration starts from this date, although there are few earlier versions in Turbo Pascal and TPW. Designed to be user-friendly, the code comes with a powerful interactive Windows graphical user interface (GUI). In fact, BTR is used not only for NB design studies, but also for training purposes, as an NBI simulation stand. Because BTR supports parallel execution, it performs best when used on multi-core Windows PCs. The standard input configuration («BTR Config» data list) which includes parameters of NBI geometry, physical environment, and beam tracing settings, is flexible and intuitive, and can be easily adjusted for any specific beamline design. Information on the code upgrades (2005—2020) can be found on BTR webpage [3]. In 2020, a new, BTR-5 («Multi-Run»), version was released, which allows users to easily perform multi-parametric NBI studies using a flexible scenario input procedure.

This paper introduces the BTR code numerical methods and interface tools, a focus is made on the code conventional applications and user experience before 2020, i.e. through versions 1—4 («Single-Run»).

Important note: all the images with BTR output just illustrate the code GUI capabilities; the plots are obtained for different designs and operation cases. In particular, the plots in the section «BTR Model» show the sample charts which are built-in in BTR GUI and serve for data control during the code execution. The paper is structured so that the NBI geometry and the beam are described in the 1st section, the numerical models are introduced in the 2nd section, the overview of BTR GUI tools is given in the 3rd section, and finally some examples of the code applications are shown in the end.

NBI GEOMETRY

Figure 1 from [6] shows the layout of ITER heating neutral beam (HNB) injector. The beamline basic components used through all NBI designs are very similar, with variations associated with NB production scheme. In Fig. 1 the HNB vacuum vessel includes the beam source vessel (BSV), and the beam line vessel (BLV).

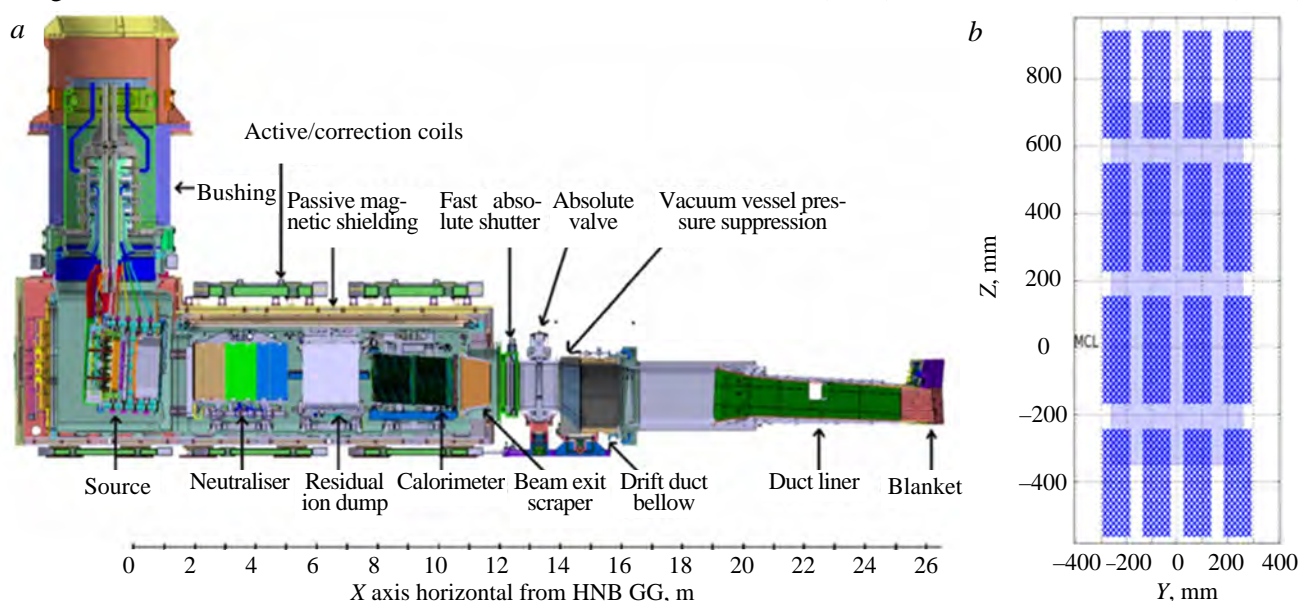


Fig. 1. Sectional view of ITER HNB beam line (a), taken from [6], BS GG layout (b)

Coupled to the BSV is the high voltage bushing (HVB) from the top flange in the case of HNB. The beamline components (BLCs) include an ion beam source (BS), a gas neutralizer (N), an electrostatic residual ion dump, and a neutral beam dump — calorimeter (C). The exit scraper (ES) is followed by a series of front end components (FEC) comprising a fast shutter (FS), absolute valve (AV), drift duct liner (DDL), vacuum vessel suppression system (VVPSS) box, connecting duct liner (CDL) with a liner and the duct liner (DL) made up of several modules. The end of the DL couples to the tokamak port. The channel structure of NBI components (neutralizer and RID) is optimal for gas supply and pumping.

Based on this typical layout, the BTR Standard geometry, or the default input configuration, includes the following NBI standard components: the beam source grounded grid (GG) position, a multi-channel (or single-channel) neutralizer, a residual ion dump (multi- or single channel), calorimeter, and the beam transmission duct, consisting of multiple modules, including scrapers, FEC, liners, blanket sections, etc. Apart from the Standard geometry input, BTR allows the option to specify the list of «Free Surfaces», which can describe the complex structure and details of the beamline elements. «Free Surfaces» can be created either directly by the interactive input tools (see BTR GUI section), or specified in text files, created by external tools (e.g. converted from CAD).

The standard beam geometry is defined by a regular array of «beamlets» which start from GG plane. Each beamlet represents an elementary beam current cone from a single GG aperture (or slot). If the NBI scheme is based on positive ion source (PIS), the source beam has different divergence in horizontal and vertical planes, due to horizontally elongated multi-slot structure of acceleration grids. Typical horizontal and vertical divergence values for PIS are 7—10 and 15—20 mrad respectively. The beamlet internal structure is more complicated and less defined [7] for the injectors based on negative ion source (NIS). It is found experimentally, the accelerated D^- «beamlets» to have a «halo», i.e. a certain beam fraction (at least $\sim 15\%$ of current) with a diver-

gence much higher than the beamlet «core» part, estimated to be about 30 mrad. This fraction is supposed to be released at the plasma grid surface (due to cesium migration downstream the ion source). Such particles are then accelerated and transmitted with high divergence through the accelerator, but many of them are intercepted on the downstream grids. The actual characteristics of the beam from the negative ion source are not known, therefore for design purposes they have to be assumed, with the assumptions based on experimental data from existing high energy negative ion beam systems. Therefore, the general requirements for ITER beamlines design include a maximum beam duration 1 h, beamlet divergence of 3, 5 or 7 mrad with 15% of the power in each beamlet carried by a halo fraction with a divergence of 30 mrad.

The beamlets start positions are arranged in clusters (or BS segments, or groups) according to GG structure shown in Fig. 1, *b*. Standard beamlet optics is a combination of beam source groups' steering at the injected port center, and individual beamlet axes focusing within each group in horizontal plane — for the sake of optimal transmission through vertically elongated NBI channels. Finally, the entire beam envelope can be inclined or tilted (as in ITER HNB, [7]) — to hit the specific tangential point in plasma and to switch between on-axis and off-axis injection. Finally, for ITER design purposes it is assumed that the beam may be horizontally and vertically misaligned by ± 2 mrad and ± 4 mrad respectively, and additionally tilted by ± 10 mrad from the nominal downward inclination of 49.2 mrad.

The NBI geometry and the source beam, as they appear on BTR screen, are shown in Fig. 2.

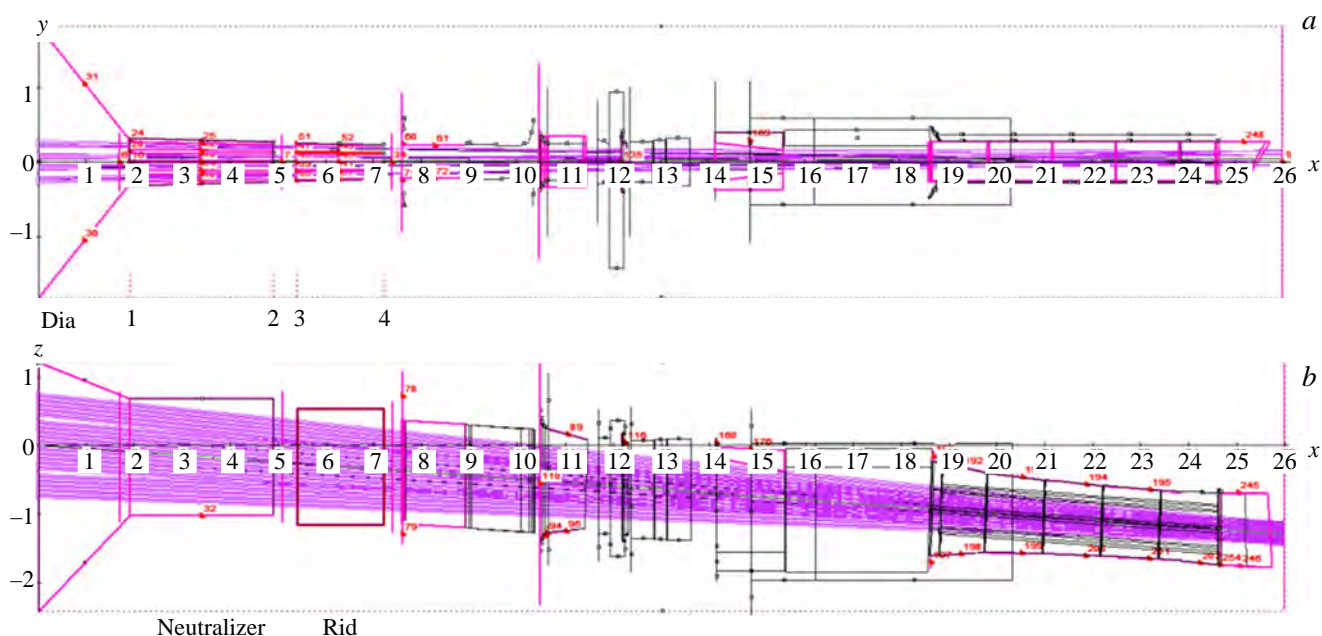


Fig. 2. BTR screen with ITER HNB geometry: horizontal (*a*) and vertical plane views (*b*). Standard NBI geometry is combined with «Free Surfaces» import. Standard beam model is defined by regular array. The beamlets' axes are shown in violet.

Hereafter, most examples presented refer to the NBI design for a fusion neutron source DEMO-FNS [8]. The NBI layout is similar to ITER HNB and based on negative source ions, but with power reduced to 7.5 MW per injector.

BTR MODEL

Beamlet current. Each source beamlet current profile is a sum of the «core» (~85%) and «halo» (~15%) fractions with Gaussian profiles, which can be generally expressed as

$$j(\theta) = \frac{1-H}{\pi\Delta_c^2} \exp(-\theta^2/\Delta_c^2) + \frac{H}{\pi\Delta_h^2} \exp(-\theta^2/\Delta_h^2). \quad (1)$$

Here θ is a polar angle, measured from the beamlet axis direction, H is «halo» fraction of the beam current, Δ_c and Δ_h — the gaussian divergence of «core» and «halo» beam fractions. The fractions shares and their divergence are generally taken (or extrapolated) from experiments and can be specified directly like any other BTR input parameter. In case of beamlet divergence asymmetry (for the PIS scheme, discussed above), the 1st term in expression (1) is modified to a product of horizontal and vertical gauss profiles, and the *halo* part is set equal to zero (for PIS).

The beamlet current is represented by a finite number of particles (Fig. 3, *a, b*), generated by splitting the total current cone to a regular number of discrete rays in polar and azimuthal directions, so that each beamlet is represented by 10^2 – 10^5 rays, with each ray carrying a specific part of source aperture current. The splitting numbers are set by direct input too. With a typical beam of more than 1000 beamlets, the total amount of particles in the model can reach 10^9 or even more (no hard limit).

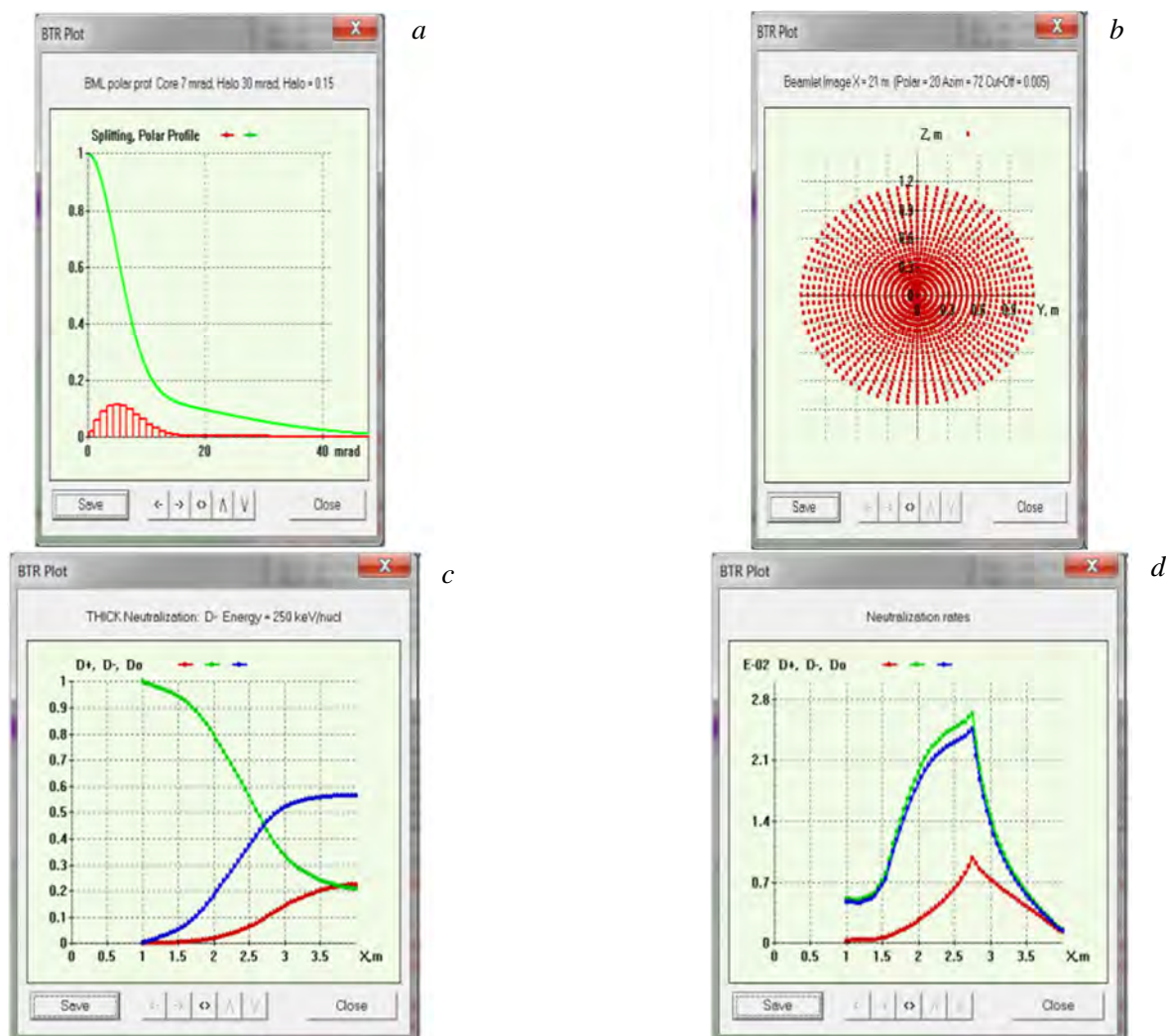


Fig. 3. BTR models: beamlet current density profile (—), and polar group currents (—) (*a*); single beamlet particles imprint at a normal cross-plane (*b*); the beam species current in «thick» neutralization (— — negative, — — positive, — — atoms) (*c*); neutralization rates (similar colors) (*d*)

All the test particles are traced in a straightforward manner. Atoms are ray-tracked (the truly «light» NB model), while charged species are traced with the regular local steps, that may differ across the tracked regions. The conversions of primary beam particles through the interactions with gas or plasma are applied with cross-section model (« σ -approach»).

Neutralization. The source ions, which are either negative or positive, are converted to atoms via collisions with D_2 -gas in the neutralizer with relevant atomic cross-sections: 4 sigmas are involved for negative ions: σ_{-10} (electron stripping), σ_{-11} (double electron stripping), σ_{10} (positive ion neutralization), and σ_{01} (atom ionization). A positive ion neutralization process is defined by the ratio σ_{10}/σ_{01} . There are two options (models) available in BTR for beam neutralization — «thick» and «thin». «Thin» model is less accurate: the total gas volume is «pushed» to a thin layer at the neutralizer exit, causing an overestimated beam deflection at the device output. However, it is by many orders of magnitude faster and finds much wider use, than «thick» model, which takes the real gas target distribution and produces a reduced beam deflection, and in fact to a wider test-particles divergence. The «thick» model (Fig. 3, *c, d*) solves balance equations for beam species:

$$\frac{d\Gamma^-}{dx} = -\Gamma^- (\sigma_{-10} + \sigma_{-11})n; \quad (2)$$

$$\frac{d\Gamma^0}{dx} = \Gamma^- \sigma_{-10}n + \Gamma^+ \sigma_{10}n - \Gamma^0 \sigma_{01}n; \quad (3)$$

$$\frac{d\Gamma^+}{dx} = \Gamma^- \sigma_{-11}n + \Gamma^0 \sigma_{01}n - \Gamma^+ \sigma_{10}n. \quad (4)$$

Here Γ^k is the k th species flux, n is background gas density.

The model of the neutral beam re-ionization along duct regions works quite similar to «thick» neutralization: it applies actual gas target distribution downstream the neutralizer. It runs relatively fast, as due to atom ionization only one secondary particle (positive ion) is produced and traced.

Beam stopping in plasma. The neutral beam ionization in plasma, in fact, uses the same re-ionization routine — with gas target replaced by plasma. The rate of decay of injected test atoms is equal to fast ions birth rate. The main expression used for the neutral current decay calculation and fast ions instant deposition along the ray (see Fig. 4, *a*, *b*) is

$$P(x) = -\frac{\partial I}{\partial x} = \sigma n(x) I(x). \quad (5)$$

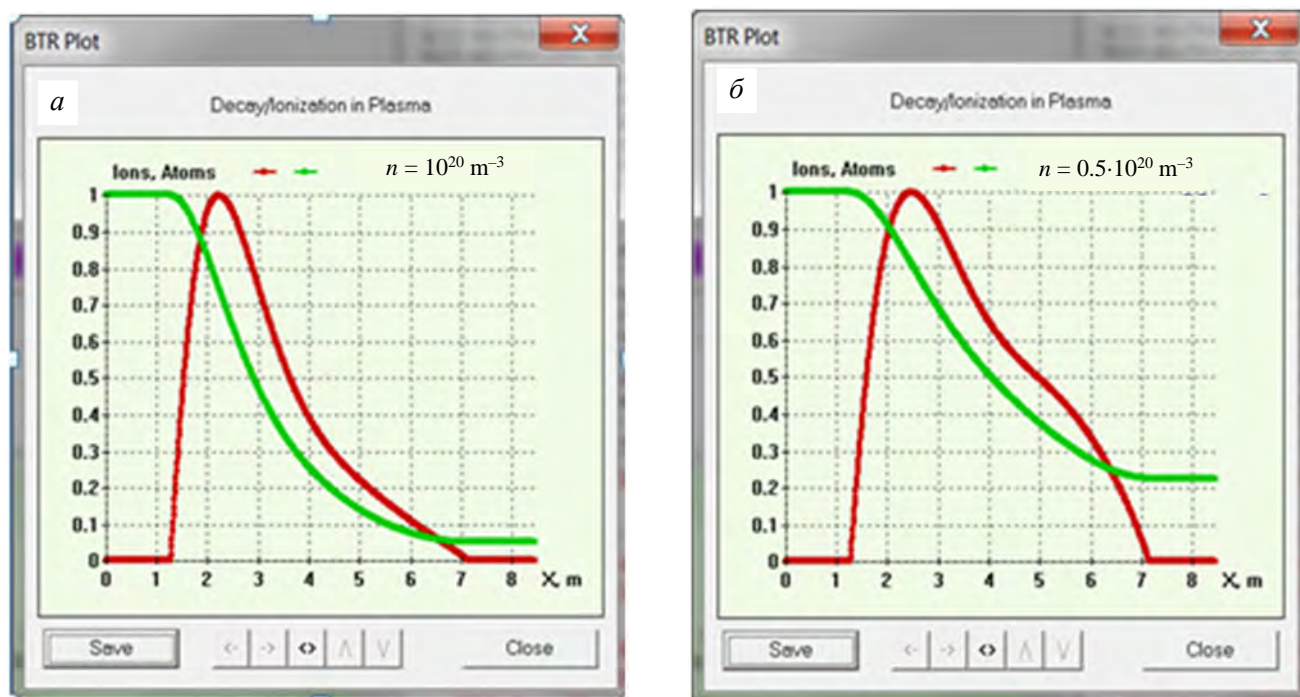


Fig. 4. BTR beam stopping in plasma: *a*, *b* — the beam species currents along beam axis (— — atoms, — — fast D⁺) — for two values of plasma density

Here $P(x)$ is the fast ions birth rate, I is the neutral beam current, $\sigma = \sigma_s$ is the effective ionization cross-section (CS); $n = n_e$ is the local plasma density. In this approach (« σ -approach») the mean free path (λ) for atom can be introduced as $\langle \lambda \rangle = (n\sigma)^{-1}$. The neutral current decay allows the calculation of the shine-through power (lost fraction) from all the rays.

Plasma magnetic configuration can be taken from the EQDSK database files or defined analytically using the «Green Panel» (see the BTR User Interface section below) with the magnetic surfaces assumed to be elliptic by default. The kinetic profiles can be read from input files or defined directly in the form $V_{\max}(1 - \rho^\gamma)$, where V_{\max} is the value at magnetic axis, ρ is the normalized minor radius, and γ is the power degree ($\gamma = 2$ corresponds to parabola). Both approaches are available in BTR, and the resultant sensitivity can be easily checked. However, for large-sized facilities, such as ITER the effect of detailed magnetic shape is hardly noticed for on-axis NB targeting or within one-third of the minor radius, or in the case of a relatively large beam cross-section («thick» beam). Indeed, the effect of realistic plasma geometry including the plasma triangularity and Shafranov's shift

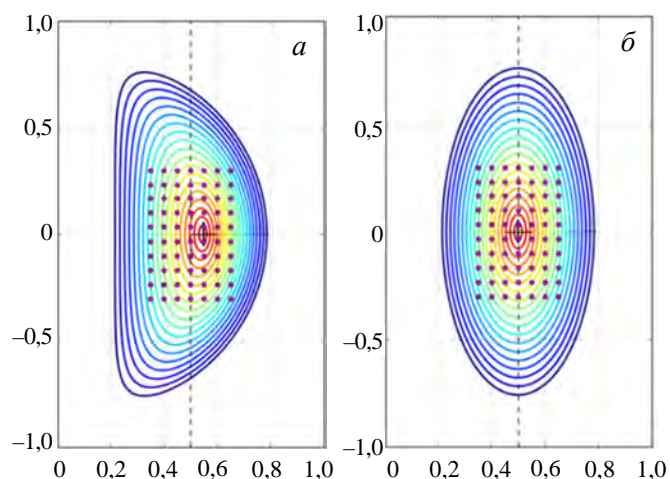


Fig. 5. Two models of plasma magnetic configuration available in BTR: *a* — realistic geometry (with triangularity and Shafranov's shift), *b* — elliptic (simplified analytical model). The beam is shown by violet points

has shown to be essential for compact tokamaks and «thick» beams, and for these cases the simplified approach is not accurate enough. Some illustration of this is given in Fig. 5, *a*, *b* — for a spherical tokamak cross-section.

Power maps. Power loads on any injector element (or surface) result from the direct interception of the primary beam and from secondary fluxes. Power density map calculation involves the generation of a rectangular mesh to cover all surfaces, including beamline solid components and virtual transparent planes. Cell sizes defining mesh resolution are set individually or globally. The meshing approach varies through BTR versions, but in any case mesh resolution can be adjusted — either after the completion of beam tracing in BTR-1-4 (the Single-Run versions) or prior to launching a beam in BTR-5 (the new «Multi-Run» version). With the

number of simulation particles to be run limited primarily by the user's time constraints (sometimes by RAM), the availability of comprehensive beam geometry and statistics allows to achieve high mesh quality and map resolution (with cells ~ 1 mm). The number of surfaces used in power map calculations is typically several hundred.

Conclusions. BTR models are fast and easy to verify. Basic BTR beam applies the most accurate beamlet based specification (3 coordinates + 3 velocity components + particle type). The beam tracing routine is fully deterministic, the particles tracks and conversions are simulated in realistic fields and gas environments. The model capacity (statistics) and the power maps resolution can be adjusted to a specific task. Resultant maps are subsequently applied to thermal cooling analysis of the NB-line components. BTR beam re-ionization model is extended to tokamak plasma, a detailed analysis of beam stopping and ions generation in plasma is performed, which delivers NB power and ionization footprints in the volume and shine-through maps at the plasma facing components.

BTR code performance and benchmarks. At present the total run of $1.5 \cdot 10^6$ beam atoms with $25 \cdot 10^6$ of re-ionized particles takes ~ 3 — 5 min — while executed on a humble (and old) 2-core Windows station. Comparing with analytical models, which run in a few seconds, BTR is slow. However, the analytical NB models do not apply electromagnetic effects, and do not trace any particles (primary or secondary). Therefore, BTR can be verified with these models (cross-verified) for ideal cases.

The results of secondary particles tracing and power loads were successfully cross-checked with SAMANTHA code [5]. SAMANTHA is intended to study additional phenomena in the beamlines, including secondary particles generation and dynamics in realistic electromagnetic fields. Although BTR and SAMANTHA use different numerical methods (those employed by BTR are generally faster and less accurate), power load profiles obtained with the two codes were very similar (the difference was within 1%).

BTR USER INTERFACE

The main screen of BTR is shown in Fig. 6, *a*. BTR window is divided into four major sections. The sections names are:

- «Input Configuration» view with NBI geometry and beam layout;
- «Green panel» tool (BTR input data container);
- «Loads Summary» or «Map image» view;
- «Running Status» or «Profiles» view.

The interface element «Green panel» forms the basic interface engine of the code, its input processor, used for interactive data control and revision. When the user directly modifies any data field in the Green panel, the input data list («Config») is updated, and all the views are refreshed accordingly. The data can be stored in the output text file, which can be loaded later as input «Config» to BTR process.

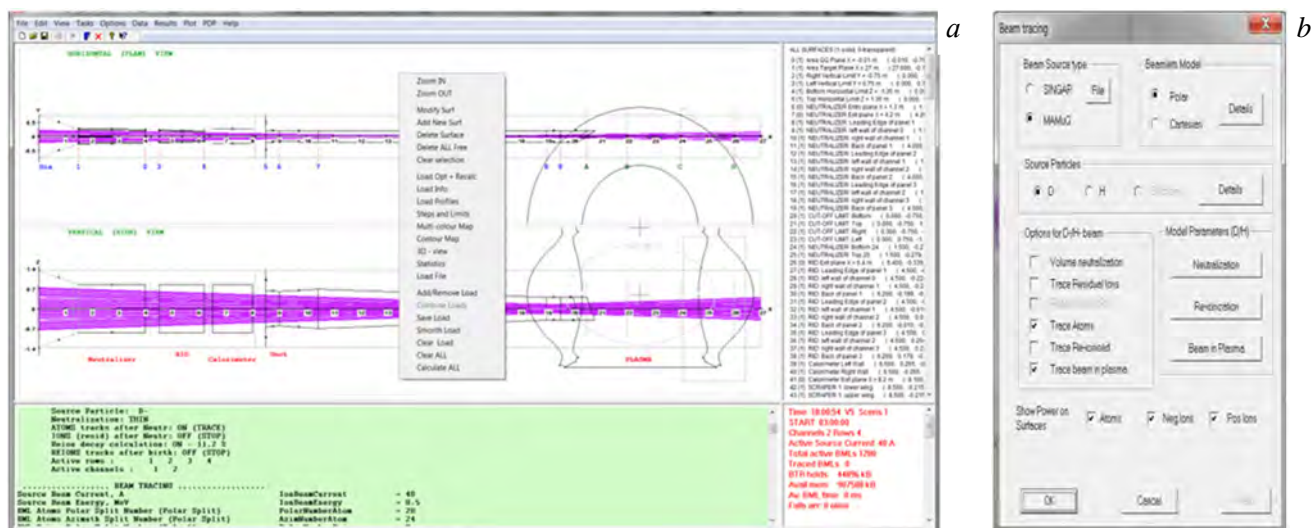


Fig. 6. BTR screen with the Windows: NBI geometry with beam (standard BTR config-file), the «Green panel» (bottom-left), «Loads Summary» (top-right), «Running Status» (bottom-right) (a); «Beam Tracing» input dialog (b)

BTR main screen is supplied with the interface tool «Main menu». The «Main menu» commands can be called to set input data by categories (alternative method for BTR direct input), to manage the tasks and output options, to edit the input profiles, to show the images, and many other. Apart from the «main menu», there is a «pop-up menu» interface tool (see Fig. 6, a), invoked by right mouse click. It is used for results zooming, scrolling and post-processing.

Among the many BTR input dialog-box tools selectable from the «Main menu» is the «Beam Tracing» dialog (see Fig. 6, b) that can be used optionally to set the parameters and options, such as the source particle species, beamlet split tracking options and steps, specific conditions, etc., for the beam tracing model.

Finally, the resultant power maps and profiles are represented by colored images (shown in the sections below); they become available as soon as the beam tracing is stopped or paused: they appear for the surfaces selected by the User in the main view by left mouse click. The beam footprints and profiles are shown in the same way — by simply clicking the virtual cross-planes («transparent» surfaces). All the maps and profiles are interactive too: when the user drags mouse over a map, local power densities are displayed; clicking on a desired point shows the local point (or cell) value.

BTR APPLICATIONS

BTR can be helpful at different stages of NBI design:

- to choose NBI scheme and to perform the beamline geometry optimization;
- when a specific NB design is ready and more or less «frozen», the code is applied for thermal loads calculations, sensitivity analysis, and to define the operational constraints of parameters, i.e. NBI «nominal values».

BTR main applications include: a «realistic» beam transmission, beam direct losses and power, beam formation in the neutralizer, magnetic field effects and tolerance, residual ions deflection and power in RID, re-ionized beam losses and power, beam stopping and ionization in plasma, shine-through losses and power, etc.

NBI performance. The plots in Fig. 7 illustrate three examples of NBI performance studies and optimization.

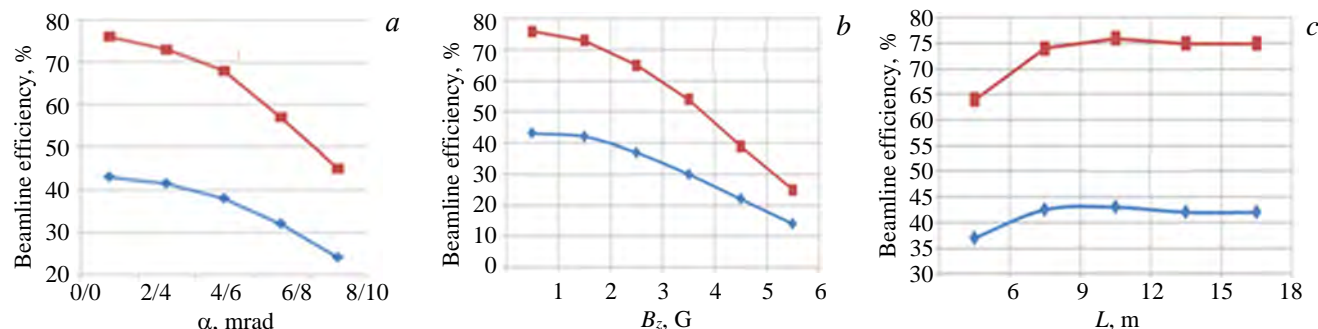


Fig. 7. Examples of NBI efficiency: NB misfocus effect (a), B_z effect at ideal focus (b), beamlet focusing distance (within a group) (c): geometry transmission (P_{inj}/P_{Neutr}) (—), total efficiency (P_{inj}/P_0) (—)

tion (for DEMO-FNS). Their general purpose is to set the range of nominal parameters for NBI operation, as well as the main design requirements, which include maximum beam misalignment, magnetic shielding level, etc. The NBI total efficiency is proportional to the beamline geometry transmission. The studies proved the source beam horizontal misalignment (most critical value) shall not exceed 2 mrad, while vertical focusing is not as stringent and can be ~ 4 – 5 mrad. Vertical component of magnetic field should be limited to ~ 1 G, as it increases the deflection and scattering of the source beam. Finally, for the best beamline transmission, the beamlets within each group should be focused at 12 m from GG along the group axis, and this is done by tuning the grids geometry in the ion source accelerator.

To define the heat removal requirements, BTR delivers power maps and profiles on each surface, as shown in Fig. 8. They give all information needed for thermal load analysis — the total power deposition at each component, the peak power density and the expected power peak position — within the selected limits. The examples refer to a neutralizer wall (see Fig. 8, *a*), the duct walls (see Fig. 8, *b*), with the simplified duct model represented by a 4-sides box, and the scraper front edge (see Fig. 8, *c*), used to cut the beam tails at the duct entrance.

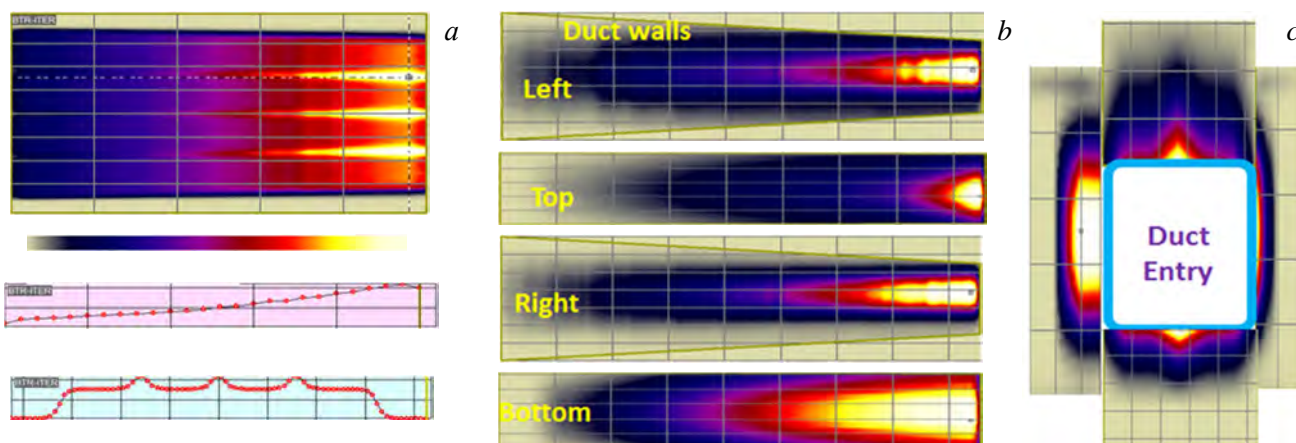


Fig. 8. BTR power maps and profiles used for thermal analysis: *a* — neutralizer wall; *b* — duct walls; *c* — scraper front

RID and re-ionized power loads. The residual ions fraction, i.e. the unwanted charged part of the beam after neutralization, is next removed and dumped in RID either magnetically or electrostatically. To ensure the ions proper deflection and full interception by the RID dumping surfaces, the beam ions are tracked by BTR in the NBI channels within the nominal range of parameters — with scanned neutralization yield, beam tilting/focusing, divergence, and magnetic field. When the deflecting field (e.g. electrostatic potential) is optimized, the expected power maps/profiles can be calculated, the example power map for DEMO-FNS injector is shown in Fig. 9.

Re-ionized particles form a lost fraction, which appears due to the beam interactions with background gas in the duct regions. The analysis is similar to residuals study in RID. The main specifics of the duct region are: the stray magnetic field is not shielded, and is many orders higher than in the RID area; the gas flow from tokamak cannot be efficiently pumped, therefore the ionization rates can grow and potentially produce high fluxes of ions. The main concern is to define the expected peak power densities at the duct surfaces caused by the re-ionized fluxes. The results are used to set the heat removal requirements in the duct region, given a reduced space available for cooling.

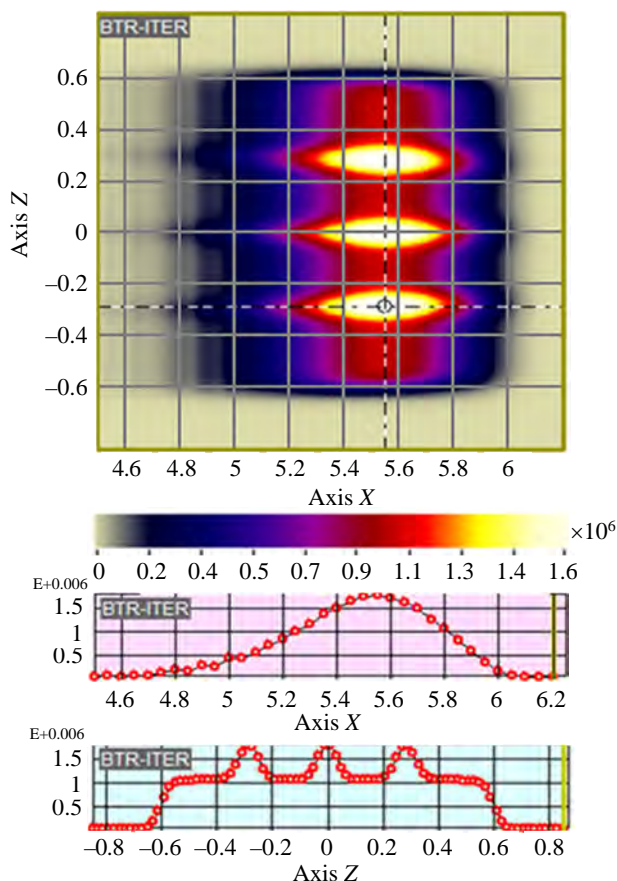


Fig. 9. BTR power map and profiles at RID panel (one of the channels' side wall). Ideal focusing, no magnetic field

NB port optimization. The injection port size issue is to be addressed almost in any NBI design. Typically a tokamak has a reduced space available for tangential injection, so that the injected beam envelope need to be minimized at the camera entrance. The source beam internal divergence and the beamline transmission define the lower bounds on the port dimensions, and even small deviations from nominal operation values can only increase it. While optimizing the port bounds, BTR is used for the injected power sensitivity analysis. Fig. 10 illustrates the efforts on this direction for DEMO-FNS tokamak. In particular, the injected power decrease from nominal value is shown, when the port nominal size is reduced by some 5 cm. The effects of beam misfocusing and magnetic field manifest themselves as reduced injected power (P_{inj}). The P_{inj} decrease is shown under the images.

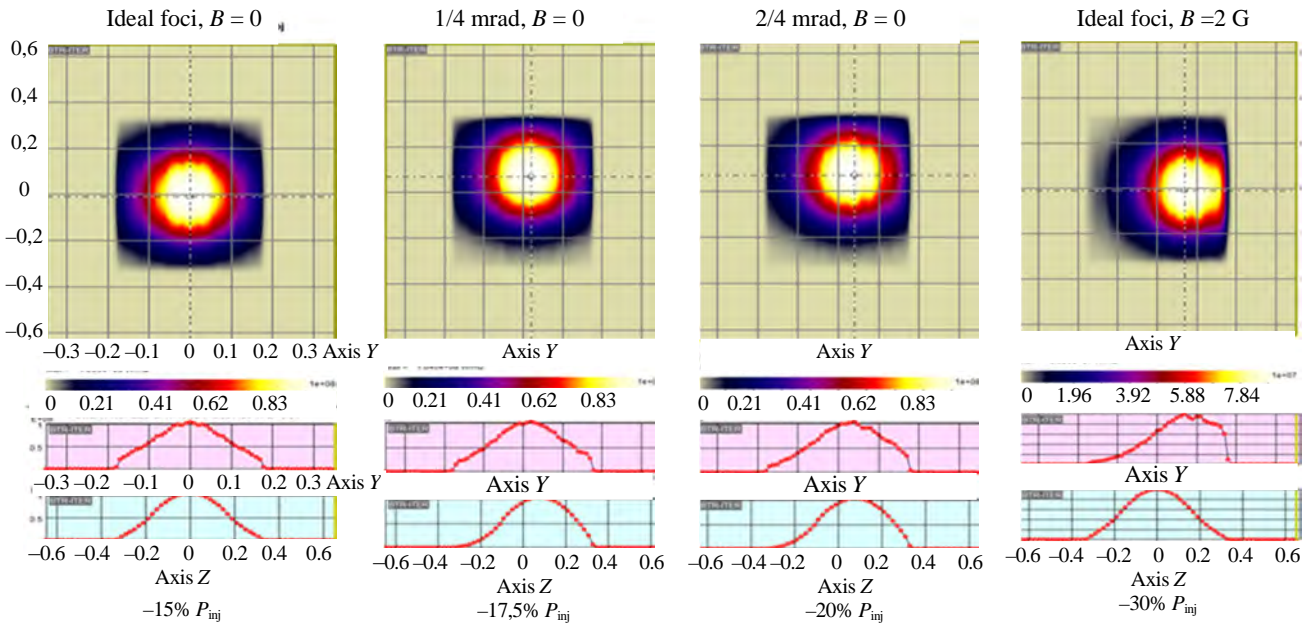


Fig. 10. BTR injected beam footprints and profiles at the duct exit plane: beam focusing and MF effects

NB capture and shine-through analysis. In addition to NBI study and optimization, BTR can be valuable in doing a plasma operation analysis. For example, BTR detailed beam model can be applied for beam stopping and beam ionization in tokamak plasma. For DEMO-FNS parameters the realistic magnetic configuration (taken from EQDSK file) affects the beam capture — as the beam thickness is comparable with the plasma cross-section, and the beam is injected far off-axis (see Fig. 11). The kinetic profiles were taken as $V_{max}(1 - \rho^\gamma)$, where V_{max} is the value at magnetic axis, ρ is the normalized flux (radial coordinate associated with the magnetic surfaces), and γ is the power degree ($\gamma = 2$ for T_e , $\gamma = 3$ for n_e).

The detailed beam statistics (up to 10^{12} test particles) is able to deliver the most accurate fast ion source distributions in plasma volume with the ions angular dispersions, which could be beneficial for plasma scenarios 3D studies. The examples of beam ionization distributions (or imprints) in DEMO-FNS

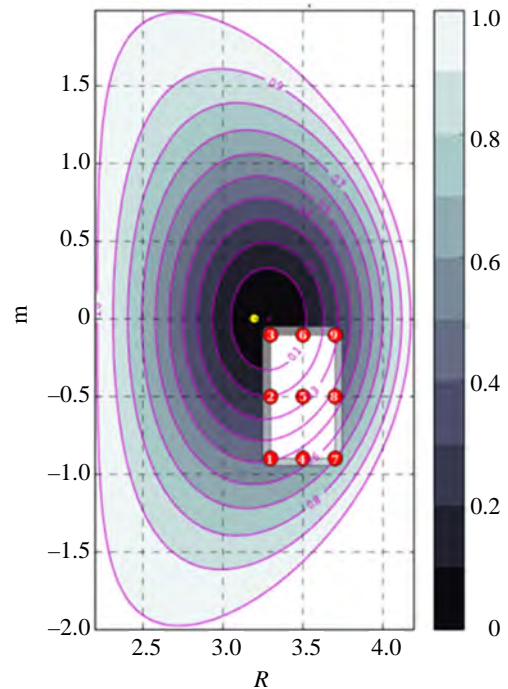


Fig. 11. Magnetic 2D-configuration of DEMO-FNS plasma (EQDSK standard file), used by BTR for beam ionization in plasma and shine-through calculations. The beam window is represented by red points

plasma are shown in Fig. 12. The imprints shown are calculated in the vertical and horizontal planes along the neutral beam axis direction with account of the beam statistics reduced to $\sim 10^6$ test-atoms. The decay of each test atom and the produced ions instant profile is calculated with expression (5). The comparative analysis of the beam imprints has proved the shape effect to be essential for the beam deposition and resulting beam-driven quantities. The effect is clearly observed in Fig. 12, where two characteristic beam geometries are compared: a «rectangular» beam (a bunch of parallel rays) and a «Gaussian» beam of 1280 beamlets with realistic focusing and internal 7 mrad divergence, with 15% of wider halo fraction (30 mrad).

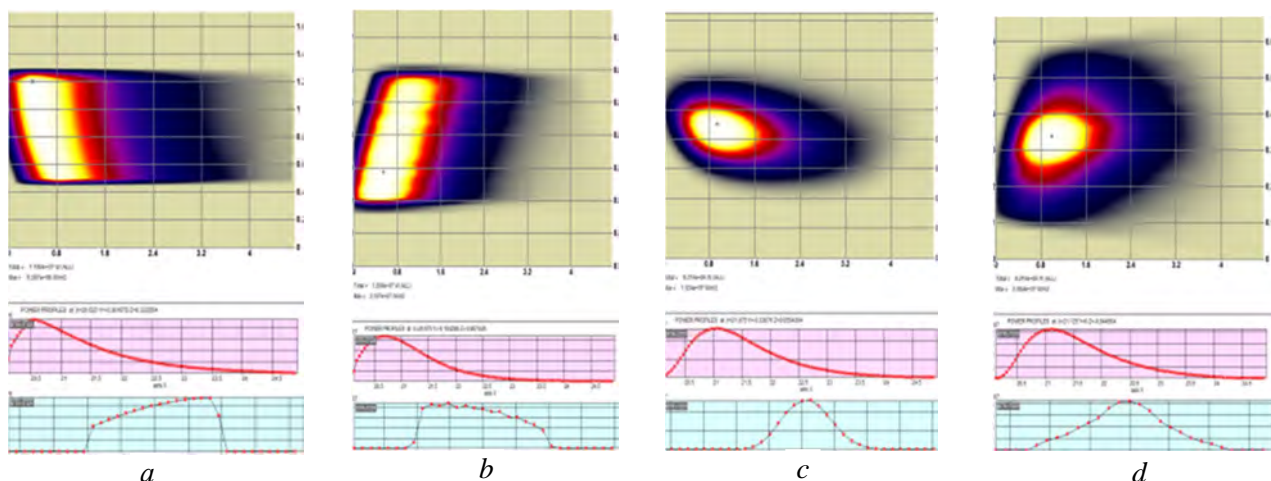


Fig. 12. Beam ionization distribution in DEMO-FNS plasma, calculated by BTR, for two beam options: *a, b* — rectangular (parallel) beam, *c, d* — realistic (focused + gaussian with 7 mrad and halo); *a, c* — vertical imprints, *b, d* — horizontal imprints along the beam axis. Beam statistics is $\sim 10^6$ test-atoms

Finally, BTR is used to calculate the beam shine-through losses and to obtain the detailed power images at the first wall, see Fig. 13. These results are important for primary optimization of the injected beam parameters and targeting geometry, as well as for plasma density range required for the effective beam capture and tokamak safe operation.

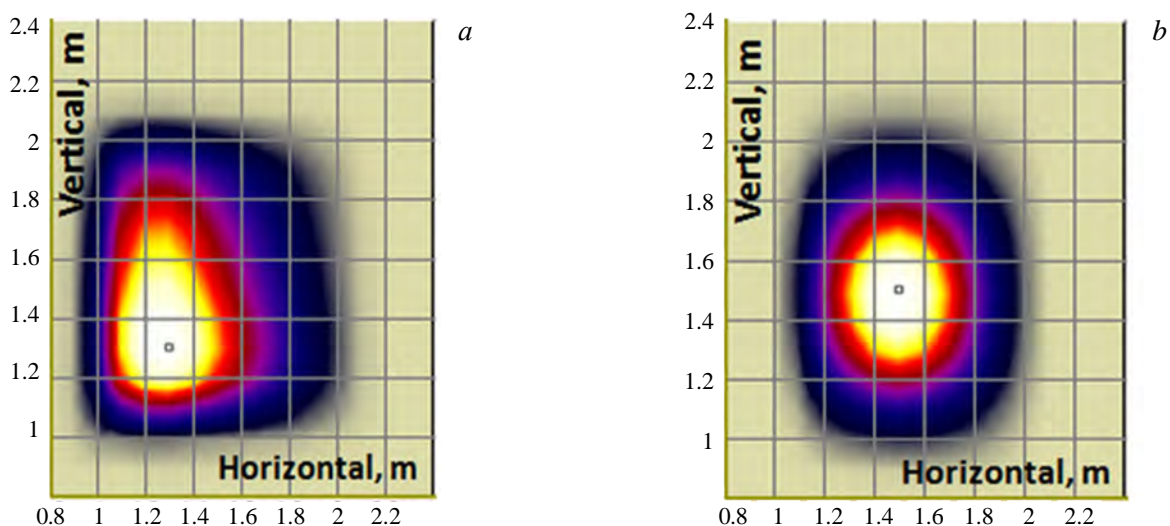


Fig. 13. BTR beam shine-through power map at the first wall: *a* — rectangular beam; *b* — gauss beam

CONCLUSIONS

BTR has a long development and refinement history. It was conceived in 1995, and officially released in 2005 (i.e. truly «Born To Run») — after moving from Turbo Pascal to MS Visual C⁺⁺. It has got five versions so far, with the last BTR-5 released in 2020. BTR is intended to provide a set of numerical and graphical tools

for NBI accurate studies. From the very beginning the code was created for public usage. As compared to other well-established direct tracing models, BTR is fairly fast. BTR has a Windows-like user-friendly interface, allowing it to be used for training purposes as an NBI simulation stand. The parallel execution capability enables BTR to trace up to 10^{10} beam particles in a matter of hours on a relatively aged Windows machine, while the best performance is evident on multiprocessor PCs (with 4—8 cores). BTR numerical models are light and tunable, easily reproducible and analytically verifiable, the entire model capacity and output plots resolution can be easily fit for specific tasks. BTR is still evolving code, and full support is available to its Users. The information on BTR upgrades and code Manual can be found online.

ACKNOWLEDGMENTS

BTR was developed with ITER partial support and eventually became useful only thanks to BTR Users' enormous patience and a strong will to make it better. In fact, waiting for the new code versions to come, the code testing and debugging always required a great deal of time and efforts. Thuswise, the Users are true Co-authors of BTR code.

*My special thanks are going to all BTR testers and Users —
for their painstaking, devoted work, creativity and persevering optimism:
Ronald Hemsworth, Hubert de Esch, Alexander Panasenkov,
Byung-Hoon Oh, Mahendrajit Singh, Damian King, Pierluigi Veltri,
and to all unknown BTR players!*

REFERENCES

1. **Wesson J.** Tokamaks, 4th Edition. — Oxford: Oxford University Press, 2011, p. 253—258.
2. **Neutral Beam Heating & Current Drive (NB H&CD) System**, ITER JCT, Naka, ITER Technical Basis, 2002, Detailed Design Document (DDD5.3). Vienna, IAEA.
3. **Dlougach E.D.** BTR webpage (2010), URL: <https://sites.google.com/site/btrcode/> (updated 01.09.2020).
4. **Dlougach E.D.** BTR code source (2020), URL: <https://github.com/EDlougach/BTR> (updated 13.07.20).
5. **Sartori E. et al.** Benchmark of numerical tools simulating beam propagation and secondary particles in ITER NBI. — AIP Conf. Proc., 2015, vol. 1655, p. 050006.
6. **Singh M.J. et al.** Power loads on the front end components and the duct of the heating and diagnostic neutral beam lines at ITER. — AIP Conf. Proc., 2015, vol. 1655, p. 050011.
7. **Hemsworth R.S. et al.** — New J. Phys., 2017, vol. 19, p. 025005.
8. **Kuteev B.V. et al.** Status of DEMO-FNS development. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 7, p. 076039.



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

Статья поступила в редакцию 12 декабря 2020 г.

После доработки 10 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 68—79.

УДК 533.95

ДВУМЕРНАЯ ТРАНСПОРТНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙТРАЛОВ НА ОСНОВЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПРОХОДА И УХОДА ПОТОКОВ С ГРУППАМИ ПО ЭНЕРГИЯМ

*А.А. Кожурин, Ю.М. Семенец, Р.Р. Хайрутдинов, В.Э. Лукаш**НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Важнейшим блоком любой программы для расчёта транспортных процессов в термоядерной плазме токамака является блок транспорта нейтралов. Хорошо развиты и зарекомендовали себя коды на основе метода Монте-Карло. Однако существует и упрощённая интегральная модель — модель на основе метода ТЕР (transmission-escape probability), программная реализация которой в коде GTNEUT может считать значительно быстрее. Модель описывает стационарное распределение атомарных нейтралов в токамаке в двумерном случае. В модели рассчитываются вероятности бесстолкновительного прохода (transmission) и ухода (escape) для потоков в каждой ячейке расчётной сетки, далее строится система линейных уравнений баланса потоков по всей сетке. Решение этой системы позволяет найти плотность нейтралов в каждой ячейке. В представленной статье дано описание многогруппового по энергиям приближения метода ТЕР, которое реализовано в коде TRNEUT. Внесена коррекция в модель: пересчитан вклад внешнего объёмного источника нейтралов в группах. Многогрупповая модель, дополненная транспортом молекул водорода, процессами объёмной рекомбинации и нейтрал-нейтральных столкновений, в связке с плазменной моделью может быть использована в коде для моделирования пристеночной плазмы в токамаке. Сравнением с кодом EIRENE (метод Монте-Карло) и аналитическими решениями на тестовых квадратных сетках с вариацией параметров фоновой плазмы в широких пределах проверена корректность расчёта концентраций нейтралов. Отсюда следует, что модель на основе метода ТЕР в многогрупповом и одногрупповом приближении можно использовать при решении задач, в которых важна скорость счёта.

Ключевые слова: транспортные процессы, нейтралы, токамак.

TWO-DIMENSIONAL NEUTRAL TRANSPORT MODEL BASED ON TRANSMISSION AND ESCAPE PROBABILITIES WITH ENERGY GROUPS

*A.A. Kozhurin, Yu.M. Semenets, R.R. Khayrutdinov, V.E. Lukash**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

The most important unit of any program for calculations of transport processes in fusion plasmas is a neutral transport unit. Codes based on the Monte Carlo method are well developed and have been proven. However, there is also a simplified integral model - a model based on the TEP (transmission-escape probability) method the software implementation of which in the GTNEUT code can calculate much faster. The model describes the stationary distribution of atomic neutrals in a tokamak in the two-dimensional case. The model calculates the probabilities of collisionless transmission and escape for fluxes in each cell of the computational grid, then the system of linear equations for the balance of fluxes over the entire grid is constructed. The solution of this system allows to find the density of neutrals in each cell. In the presented work, a description of a multigroup energy approximation of the TEP is given, which is implemented in the TRNEUT code. A correction is introduced in the model: the external volumetric source of neutrals in groups has been recalculated. The multi-group model, supplemented by transport of hydrogen molecules and the processes of volumetric recombination and neutral-neutral collisions, can be used in a code to simulate peripheral plasmas in a tokamak and to interpret the results of experiments on ITER and DEMO-FNS scale facilities. The correctness of the calculation of neutral concentrations has been verified with comparison with the EIRENE code (Monte Carlo method) and analytical solutions. Over square test grids with variations of background plasma parameters in wide ranges. It follows that the model based on the TEP method in the multi-group and single-group approximations can be used to solve problems in which the calculation speed is important.

Key words: transport processes, neutrals, tokamak.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-80-90

ВВЕДЕНИЕ

Подпитка основной плазмы токамака частицами осуществляется через пристеночный слой (SOL) накачкой нейтрального газа либо инжекцией топливных таблеток, либо инжекцией быстрых нейтралов. Большое число нейтралов образуется в результате рекомбинации на поверхности первой стенки, этот процесс называют рециклингом. Существует режим с сильным рециклингом, когда частицы рабочего газа испытывают множество актов ионизации и последующей нейтрализации на поверхности диверторных пластин или в объёме дивертора [1]. В результате при переходе в режим с сильным рециклингом

плотность плазмы в диверторе растёт, в то время как температура вблизи приёмных пластин заметно снижается. Дальнейшее увеличение плотности плазмы может привести к переходу в режим с отрывом плазмы от приёмных пластин (detachment) [2, 3], когда поток плазмы снижается за счёт активации объёмной рекомбинации и излучения примеси [4, 5]. Этот режим рассматривается в качестве основного для работы дивертора ИТЭР. Таким образом, расчёт нейтрального компонента в плазме токамака представляет собой исключительную важность.

Длины свободного пробега нейтралов до столкновения с ионом варьируются в широких пределах и могут превышать размеры SOL, что накладывает ограничение на использование гидродинамических моделей транспорта нейтралов [6]. Нейтрал-нейтральные столкновения обычно менее существенны. Применение диффузионных моделей ещё более ограничено из-за дополнительного условия на малую неоднородность параметров газа нейтралов на расстоянии порядка длины свободного пробега.

При моделировании плазмы и нейтралов в SOL существенна двумерная аппроксимация, поскольку магнитные силовые линии снаружи сепаратрисы выходят на диверторные пластины, что приводит к неоднородности в полоидальном направлении. В этой связи модель нейтралов должна быть двумерной или даже трёхмерной. Трёхмерные транспортные модели нейтралов на основе метода Монте-Карло [7, 8] сочетают в себе высокую точность и полноту описываемых процессов, но они требуют много времени счёта, поскольку для уменьшения статистического разброса значений концентраций нейтралов требуется большое число пробных частиц. Трёхмерная модель, использующая аппарат функций Грина и итерации для решения уравнений для источников нейтралов, приведена в [9]. Модели других размерностей представлены в таблице в конце работы [10].

Модель на основе метода ТЕР (transmission-escape probability) описывает стационарное распределение атомарных нейтралов в токамаке в двумерном случае. Расчётная сетка представляет собой ячейки, построенные по точкам расчётной сетки для плазмы. Это позволяет использовать вероятности прохода (transmission) и ухода (escape) для потоков [11]. В многогрупповой модели [12] нейтралы разбиваются на группы по энергиям (переход от непрерывного набора значений к дискретному). Тогда для длины свободного пробега нейтралов имеем

$$\lambda = \frac{v_\beta}{n_e \langle \sigma v \rangle_i + n_i \langle \sigma v \rangle_{cx}}, \quad (1)$$

где v_β — скорость нейтралов в группе β ; $\langle \sigma v \rangle_i$ и $\langle \sigma v \rangle_{cx}$ — константы скорости ионизации и перезарядки.

В текущих версиях модели на основе метода ТЕР не реализованы транспорт молекулярного водорода и процессы объёмной рекомбинации и нейтрал-нейтральных столкновений, это планируется сделать в будущем. Процессы, связанные с молекулами, следует учесть, поскольку температура вблизи пластин может быть достаточно низка [13].

ВЕРОЯТНОСТЬ БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО ПРОХОДА

Отметим, что в методе ТЕР полагают, что через одну сторону идут два потока, один из которых направлен из исходной ячейки в граничную ячейку, а другой соответственно обратно. Поэтому в индексах потока зададим сторону ячейки и направление потока. Направление потока не следует понимать буквально, оно только определяет, из какой ячейки в какую идёт поток. Вычисление вероятности прохода следует проводить в трёхмерном пространстве. Предположим, что источник нейтралов равномерно распределён по входной поверхности ячейки под номером 1 (рис. 1), а распределение по углам косинусное, что следует из предположения об изотропности плотности входящего потока.

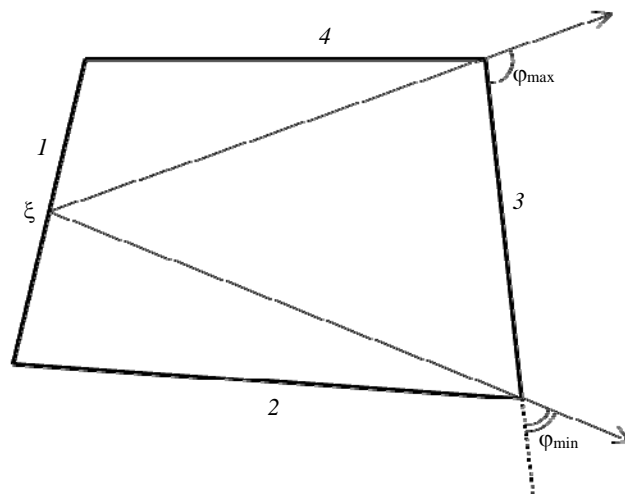


Рис. 1. Пример нумерации сторон ячейки и углы, необходимые для расчёта вероятности прохода

Тогда доля частиц в единицу времени, которая проходит ячейку от стороны 1 до стороны 3 без столкновений, или вероятность бесстолкновительного прохода T_{1-3} [13], будет равна

$$T_{1-3} = \frac{J_{3, \text{out}}}{J_{1, \text{in}}} = \int_0^{L_\xi} \frac{d\xi}{L_\xi} \frac{2}{\pi} \int_{\varphi_{\min}(\xi)}^{\varphi_{\max}(\xi)} \sin(\varphi + \varphi_{i0}) K_1 \left(\frac{L_\perp(\xi)}{\lambda \sin \varphi} \right) d\varphi, \quad (2)$$

где L_ξ — длина стороны 1; $\varphi_{\max}(\xi)$ и $\varphi_{\min}(\xi)$ — углы между стороной 3 и направляющей, проведённой из точки на стороне 1 к крайним точкам стороны 3; φ_{i0} — угол между нормальными к сторонам 1 и 3; K_1 — функция Бикли 3-го порядка; $L_\perp(\xi)$ — длина перпендикуляра к стороне 3, проведённого из точки на стороне 1.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ СВЯЗИ ПОТОКОВ

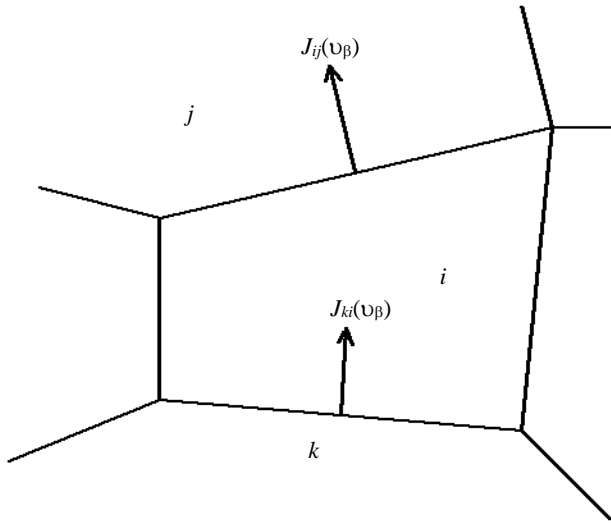


Рис. 2. Обозначение потоков нейтралов между ячейками

Повторим рассуждения в соответствии с [12]. Поток в группе β по скоростям из ячейки k в ячейку i обозначим $J_{ki}(v_\beta)$ (рис. 2). Величины, зависящие от λ , также зависят от v_β . Группа β образуется частицами в интервале скоростей $(v_{\beta, \min}, v_{\beta, \max})$, среднее от них принимают за скорость v_β . Для последнего интервала полагают приблизительно $v_\beta = 1,2v_{\beta, \min}$, соотношение получается усреднением по максвелловскому распределению с некоторой характерной для SOL температурой.

Вероятность прохода частицы без столкновений из ячейки k через ячейку i в ячейку j равна T_i^{kj} . Бесстолкновительная часть потока группы β из ячейки i в ячейку j равна

$$\sum_k J_{ki}(v_\beta) T_i^{kj}(v_\beta). \quad (3)$$

Число столкновений в единицу времени в группе β равно $\sum_k J_{ki}(v_\beta) (1 - \sum_j T_i^{kj}(v_\beta))$. Суммарное количество вторичных нейтралов от одного столкновения

$$S_{i1} = \sum_\gamma c_i(v_\gamma) \sum_k J_{ki}(v_\gamma) \left(1 - \sum_j T_i^{kj}(v_\gamma) \right), \quad (4)$$

где $c_i(v_\gamma)$ — вероятность перезарядки:

$$c_i(v_\gamma) = \frac{n_i < \sigma v >_{cx}}{n_e < \sigma v >_i + n_i < \sigma v >_{cx}}. \quad (5)$$

Источник частиц группы β после одного столкновения $d_{i\beta} S_{i1}$, где $d_{i\beta}$ — вероятность того, что ион после перезарядки окажется в группе β :

$$d_{i\beta} = \operatorname{erf} \left(\frac{v_{\beta, \max}}{\sqrt{2kT/m}} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{v_{\beta, \min}}{\sqrt{2kT/m}} \right) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{v_{\beta, \max}}{\sqrt{2kT/m}} \exp \left(-\frac{mv_{\beta, \max}^2}{2kT} \right) - \frac{v_{\beta, \min}}{\sqrt{2kT/m}} \exp \left(-\frac{mv_{\beta, \min}^2}{2kT} \right) \right). \quad (6)$$

Данное выражение получается, если проинтегрировать максвелловское распределение по отрезку $[v_{\beta, \min}, v_{\beta, \max}]$. Поток в ячейку j частиц группы β , образованных при одном столкновении, равен $d_{i\beta} S_{i1} P_{0i\beta} \Lambda_{ij}$, где $P_{0i\beta}$ — вероятность ухода [14] без столкновения частицы в группе β ; Λ_{ij} — вероятность того, что уходящая частица перейдёт в ячейку j . Здесь

$$P_{0i\beta} = \frac{1}{1 + \frac{4S_i}{\lambda_i(v_\beta)L_i}};$$

$$\Lambda_{ij} = \frac{L_{ij}}{L_i}, \quad (7)$$

где S_i — площадь ячейки; L_i — периметр ячейки; L_{ij} — длина стороны между ячейками i и j .

Число частиц группы β , испытывающих второе столкновение, в единицу времени равно $d_{i\beta}S_{i1}(1 - P_{0i\beta})$. Суммарное число нейтралов, образованных после второго столкновения: $S_{i1} \sum_{\gamma} d_{i\gamma}(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma)$. Из них

в группе β : $d_{i\beta}S_{i1} \sum_{\gamma} d_{i\gamma}(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma)$. Поток в ячейку j частиц группы β , образованных при втором столкновении, равен $d_{i\beta}S_{i1}P_{0i\beta}\Lambda_{ij} \sum_{\gamma} d_{i\gamma}(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma)$.

Выражения для последующих столкновений получаются аналогично. Суммируя их, получаем поток группы β в ячейку j после всех столкновений: $\frac{d_{i\beta}S_{i1}P_{0i\beta}\Lambda_{ij}}{1 - \sum_{\gamma} d_{i\gamma}(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma)}$. Обозначим

$$P_{i\beta} = \frac{P_{0i\beta}}{1 - \sum_{\gamma} d_{i\gamma}(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma)}. \quad (8)$$

Тогда выражение принимает простой вид

$$d_{i\beta}S_{i1}P_{i\beta}\Lambda_{ij}. \quad (9)$$

Существует ещё внешний источник нейтралов группы β (инжекция таблеток, рекомбинация). Выражение для источника в группах было скорректировано по сравнению с [12]. Обозначим его $S_{\text{ext}}(v_\beta)$, где индекс i опущен. Количество частиц из внешнего источника группы β , которые не испытают столкновений, равно $S_{\text{ext}}(v_\beta)P_{0i\beta}$. Число частиц группы β , испытавших столкновение, $S_{\text{ext}}(v_\beta)(1 - P_{0i\beta})$. Суммарное количество нейтралов после одного столкновения обозначим

$$S_{i1(\text{ext})} = \sum_{\gamma} S_{\text{ext}}(v_\gamma)(1 - P_{0i\gamma})c_i(v_\gamma). \quad (10)$$

Можно заметить, что $S_{i1(\text{ext})}$ есть некоторый эквивалент величины S_{i1} , только для внешнего источника. Тогда, повторив те же выкладки, получим в итоге поток частиц группы β в ячейку j от внешнего источника:

$$S_{\text{ext}}(v_\beta)P_{0i\beta}\Lambda_{ij} + d_{i\beta}S_{i1(\text{ext})}P_{i\beta}\Lambda_{ij}. \quad (11)$$

Запишем полный поток группы β из ячейки i в ячейку j , просуммировав (3), (9) и (11):

$$J_{ij}(v_\beta) = \sum_k J_{ki}(v_\beta)T_i^{kj}(v_\beta) + d_{i\beta}S_{i1}P_{i\beta}\Lambda_{ij} + S_{\text{ext}}(v_\beta)P_{0i\beta}\Lambda_{ij} + d_{i\beta}S_{i1(\text{ext})}P_{i\beta}\Lambda_{ij}. \quad (12)$$

Можно воспользоваться методом последовательных приближений, чтобы посчитать S_{i1} , тогда уравнения для групп расцепляются и в каждой группе имеем замкнутую систему линейных уравнений, решая которую, находим потоки в группе. Оказывается, в случае больших неоднородностей по температуре требуется много итераций при расчёте S_{i1} . В этом случае эффективнее будет решать полную систему с зацепленными группами. Стационарное уравнение баланса частиц в группе β в ячейке i имеет вид

$$\sum_k (J_{ki}(v_\beta) - J_{ik}(v_\beta)) = -N_{\beta i}(n_e < \sigma v >_i + n_i < \sigma v >_{\text{cx}, \beta}) + d_{i\beta} \sum_{\gamma} N_{\gamma i} n_i < \sigma v >_{\text{cx}, \gamma}. \quad (13)$$

Записывая соотношения для всех групп и решая получившуюся линейную систему, получим значения концентраций нейтралов $N_{\beta i}$ в ячейке i в группах β . Также можно просуммировать потоки по группам и решать более простое уравнение, чтобы найти суммарную по группам концентрацию.

Рассмотрим границы применимости некоторых из перечисленных выражений. Если Δx — характерный размер ячейки, предположение изотропности плотности потока при расчёте вероятности прохода неуместно при $\Delta x/\lambda \ll 1$, предположение однородности источника по ячейке при расчёте вероятности ухода неуместно при $\Delta x/\lambda \gg 1$, точность выражения Λ_{ij} также снижается при росте отношения $\Delta x/\lambda$ [15]. Следовательно, размер ячеек должен быть порядка длины свободного пробега.

РАСЧЁТ МАКСВЕЛЛОВСКОГО ПОТОКА НА ГРАНИЦЕ СО СТЕНКОЙ

Рассчитаем максвелловский поток нейтралов группы β со стенки с температурой стенки за счёт газонапуска. Поток в группе β определяется выражением

$$G_{\beta} = n \int_{D_{\beta}} v_y f(v) dv = n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \iiint_{D_{\beta}} v \sin \theta \sin \varphi \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) v^2 dv \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (14)$$

где для области интегрирования D_{β} принято $v_{\beta, \min} < v < v_{\beta, \max}$, $0 < \theta < \pi$, $0 < \varphi < \pi$. Интегрирование по углам даёт π . Выполнив интегрирование по модулю скорости, получим

$$G_{\beta} = n v_0 \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left\{ \exp \left(-\frac{v_{\beta, \min}^2}{v_0^2} \right) \left(1 + \frac{v_{\beta, \min}^2}{v_0^2} \right) - \exp \left(-\frac{v_{\beta, \max}^2}{v_0^2} \right) \left(1 + \frac{v_{\beta, \max}^2}{v_0^2} \right) \right\}, \quad v_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad (15)$$

Полный поток получается интегрированием по $0 < v < +\infty$ и равен $G = n v_0 \frac{1}{2\sqrt{\pi}}$. Тогда

$$G_{\beta} = G \left\{ \exp \left(-\frac{v_{\beta, \min}^2}{v_0^2} \right) \left(1 + \frac{v_{\beta, \min}^2}{v_0^2} \right) - \exp \left(-\frac{v_{\beta, \max}^2}{v_0^2} \right) \left(1 + \frac{v_{\beta, \max}^2}{v_0^2} \right) \right\}. \quad (16)$$

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЁТА МЕТОДОВ ТЕР-MG, ТЕР-1G И МОНТЕ-КАРЛО

Многогрупповой по энергиям метод ТЕР или ТЕР-MG (multigroup) реализован в коде TRNEUT [12]. Далее расчёты по методу Монте-Карло выполнены с помощью кода Eirene [17], объёмная рекомбинация и нейтрал-нейтральные столкновения были отключены, учитывались только ионизация электронным ударом из основного состояния и перезарядка, возбуждённые состояния не учитывались, поступательное движение фоновой плазмы в следующих опытах отсутствует. Константы скорости процессов в GTNEUT и TRNEUT опираются на [18, 19], последняя ревизия была проведена Houlberg W.A. и Attenberger S.E. в 1988 г. В TRNEUT используются 20 групп, первые 19 из которых покрывают диапазон от 0 до 79 эВ. Число пробных частиц для метода Монте-Карло установим на уровне 10^4 , максимальное число событий $2 \cdot 10^5$. Также сравним с тем, что

даёт одnogрупповое приближение метода ТЕР или ТЕР-1G, в котором энергия нейтралов в ячейке полагается равной температуре ионов.

На рис. 3 показана геометрия задачи первой серии расчётов. Стрелками показан напуск атомарного дейтерия (10^{19} частиц в секунду) в 6-ю ячейку со скоростями, распределёнными по Максвеллу с температурой 50 эВ. Угловое распределение косинусное. Стенки полностью и зеркально отражают поток нейтралов. Ограничимся пока однородной (по ячейкам) дейтериевой плазмой. Далее, если не оговорено иное, температура плазмы 50 эВ. При этом температура и плотность ионов равны температуре и плотности электронов. В следующих двух предельных случаях проведём сравнение ещё с аналитическими расчётами, предварительно их обосновав.

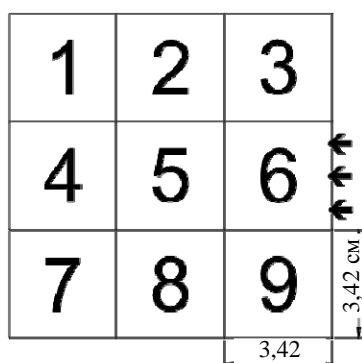


Рис. 3. Схема задачи

Установим концентрацию плазмы на уровне 10^{16} м^{-3} , тогда средняя длина свободного пробега нейтралов на три порядка превышает размеры системы. В предположении, что стенки полностью отражают поток нейтралов, соблюдается следующий интегральный баланс: количество инжектируемых нейтралов равно количеству ионизирующихся электронным ударом в единицу времени во всём объёме. Из стационарного уравнения баланса нейтралов вычислим концентрацию нейтралов. Следует отметить, что за основу аналитических расчётов взято значение константы скорости ионизации из базы данных кода GTNEUT.

В табл. 1 приведены результаты расчётов, представляющие собой концентрации нейтралов в одной из ячеек. Распределение нейтралов по ячейкам практически однородно.

Т а б л и ц а 1. Концентрации нейтралов по всем ячейкам в случае больших длин свободного пробега нейтралов по сравнению с характерным размером ячеек

Количество частиц	Аналитический расчёт	Монте-Карло	ТЕР-MG	ТЕР-1G
$N, 10^{18} \text{ м}^{-3}$	3,5	3,4	3,5	3,5

Для концентрации плазмы, равной 10^{22} м^{-3} , средняя длина свободного пробега нейтралов на два порядка меньше размера ячеек, следовательно, практически все нейтралы ионизируются у стенки в 6-й ячейке. Количество инжектируемых нейтралов равно количеству ионизирующихся электронным ударом в единицу времени в объёме 6-й ячейки в предположении полностью отражающих поток нейтралов стенок. Из стационарного уравнения баланса нейтралов вычислим концентрацию нейтралов в ячейке.

В табл. 2 приведены результаты расчётов концентрации нейтралов в 6-й ячейке. Видим хорошее соответствие результатов по методу ТЕР и Монте-Карло, а также с аналитическими расчётами.

Т а б л и ц а 2. Концентрации нейтралов в 6-й ячейке в случае малых длин свободного пробега нейтралов по сравнению с характерным размером ячеек

Количество частиц	Аналитические расчёты	Монте-Карло	ТЕР-MG	ТЕР-1G
$N, 10^{13} \text{ м}^{-3}$	3,1	3,1	3,1	3,1

Теперь сравним методы Монте-Карло и ТЕР-MG в вариантах с промежуточными длинами свободного пробега. Для оценки относительного отклонения результата расчёта методом ТЕР от результата расчёта методом Монте-Карло примем $\delta N = \frac{|N_{\text{ТЕР}} - N_{\text{MC}}|}{N_{\text{MC}}} 100\%$.

На рис. 4 показаны зависимости относительного отклонения суммарного числа нейтралов во всём объёме $\delta N_{\text{сум}}$ и максимального относительного отклонения концентраций нейтралов $\delta N_{\text{макс}}$ для многогруппового приближения ТЕР в зависимости от концентрации плазмы n_e . Видно, что по полному числу нейтралов различие незначительное (см. рис. 4, а). Однако неограниченно растёт $\delta N_{\text{макс}}$, например, в 5-й

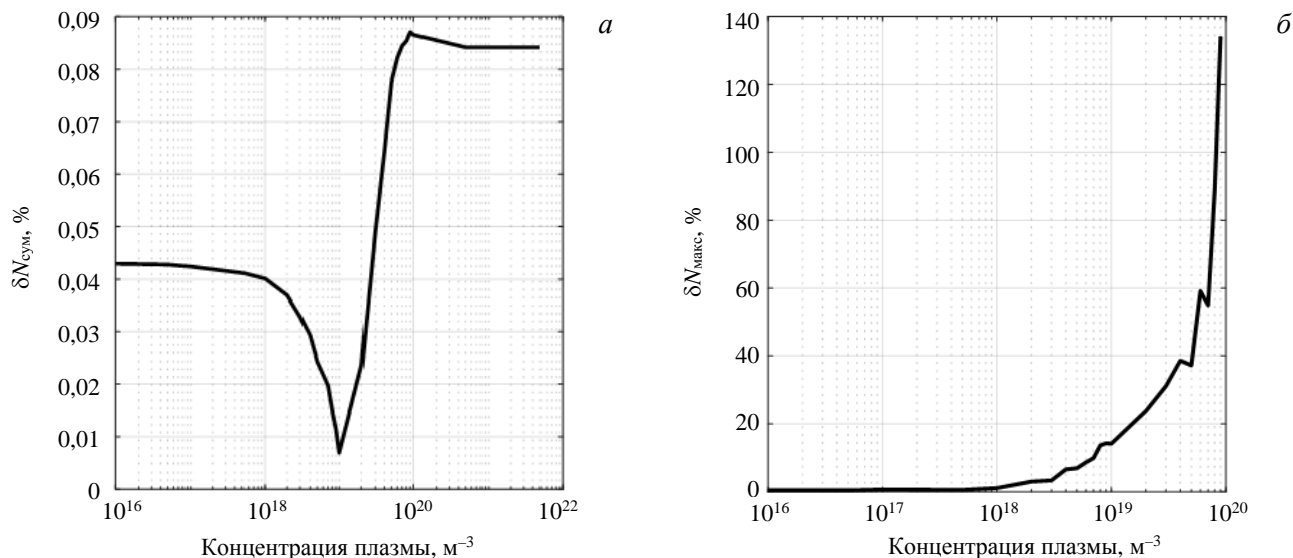


Рис. 4. Зависимость относительного отклонения суммарного числа нейтралов (а) и максимального относительного отклонения концентраций нейтралов (б) от концентрации плазмы

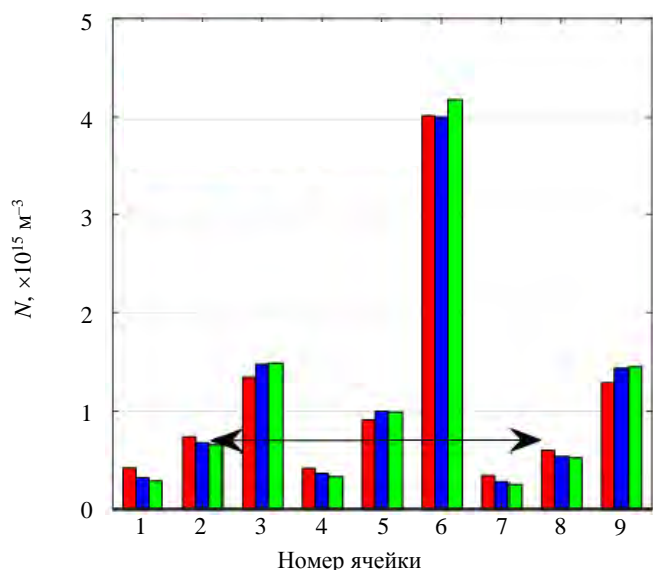


Рис. 5. Концентрация в ячейках, рассчитанная по трём методам, стрелка показывает отличие концентраций во 2-й и 8-й ячейках: ■ — Монте-Карло; ■ — TEP-MG; ■ — TEP-1G

ячейке концентрация по результатам Монте-Карло обращается в ноль при высоких n_e , поскольку методу не хватает статистики, повышение количества пробных частиц позволяет учесть нейтралы в хвосте максвелловского распределения, которые могут проникать вглубь плотной плазмы. Графики для одnogруппового приближения TEP идентичны многогрупповому.

Зададим дополнительно полное поглощение (откачку) нейтралов на нижней стороне 8-й ячейки (на стенке) и однородное распределение концентрации плазмы $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Длина свободного пробега будет порядка размера ячейки. На диаграмме концентраций нейтралов (рис. 5) видим, что в 8-й ячейке концентрация ниже, чем во 2-й. Относительные отклонения результатов представлены в табл. 3.

Далее рассмотрим случаи с инжекцией моноэнергетических нейтралов без поглощения на

Т а б л и ц а 3. Относительное отклонение для методов TEP в многогрупповом и одnogрупповом приближениях в случае поглощения на стенке

Относительное отклонение	TEP-MG	TEP-1G
$\delta N_{\text{sum}}, \%$	0,38	0,85
$\delta N_{\text{max}}, \%$	24	32

стенке энергией 2 и 50 эВ, температура плазмы по ячейкам 10 эВ и концентрация плазмы $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Результаты расчётов показаны на рис. 6 и приведены в табл. 4. Для этих случаев результаты расчётов TEP-1G несколько хуже согласуются с Монте-Карло, поскольку в одnogрупповом методе нельзя правильно учесть первичные нейтралы, энергия которых отличается от температуры ионов в ячейке. Отсюда инжекция быстрых нейтралов может быть корректно учтена в многогрупповом методе.

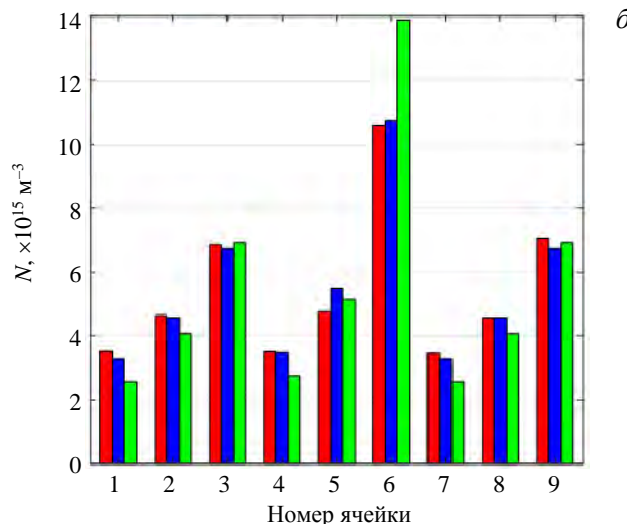
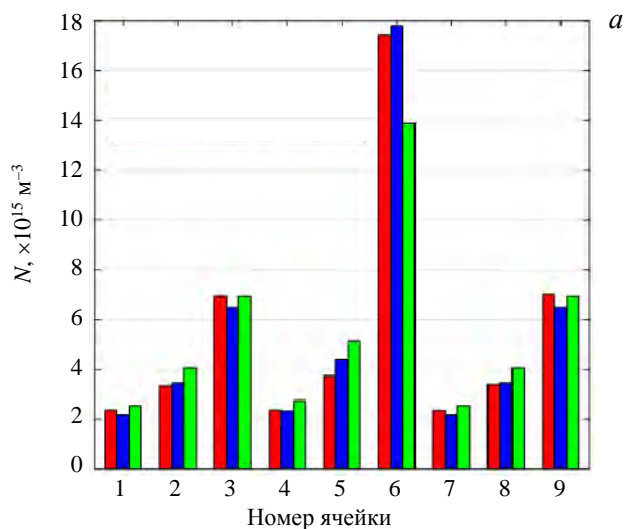


Рис. 6. Концентрации в ячейках, рассчитанные по трём методам с инжекцией нейтралов энергией 2 (а) и 50 эВ (б): ■ — Монте-Карло; ■ — TEP-MG; ■ — TEP-1G

Т а б л и ц а 4. Относительное отклонение для методов TEP в многогрупповом и одnogрупповом приближениях при инжекции нейтралов энергией 2 и 50 эВ

Относительное отклонение	$E_0 = 2 \text{ эВ}$		$E_0 = 50 \text{ эВ}$	
	TEP-MG	TEP-1G	TEP-MG	TEP-1G
$\delta N_{\text{sum}}, \%$	0,25	0,25	0,23	0,23
$\delta N_{\text{max}}, \%$	18	37	15	31

Поскольку в рассмотренных случаях плазма однородная, то источники частиц плазмы за счёт ионизации нейтралов $Z = Nn_e \langle \sigma v \rangle_i$ относятся как концентрация нейтралов, поэтому показательно будет отношение максимальной по модулю разности концентрации к максимальной концентрации нейтралов, т.е. сначала ищется ячейка с максимальным значением разности концентраций, потом ищется ячейка с максимальным значением концентрации, и берётся их отношение. Эта величина мала для всех предыдущих случаев, кроме ТЕР-1G в случае инжекции с энергией, отличной от температуры ячейки: $\frac{\max |N_{\text{ТЕР}} - N_{\text{MC}}|}{\max(N_{\text{MC}})} \ll 1$, и мало δN_{sum} .

Рассмотрим далее практически интересные случаи неоднородной плазмы. Граничные условия как в первом варианте задачи (см. рис. 3), только теперь напуск нейтралов будет иметь распределение по скоростям с температурой 2 эВ, в 5-й ячейке температура плазмы равна 50 эВ, в остальных 2 эВ. Однородное распределение по плотности фоновой плазмы $3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Результаты расчётов показаны на рис. 7 и приведены в табл. 5.

Т а б л и ц а 5. Относительное отклонение для методов ТЕР в многогрупповом и одногрупповом приближениях в случае неоднородности по температуре

Относительное отклонение	ТЕР-MG	ТЕР-1G
$\delta N_{\text{sum}}, \%$	2,9	79
$\delta N_{\text{max}}, \%$	5	131

Результаты расчёта ТЕР-1G существенно расходятся с Монте-Карло, однако с более плавным изменением температуры в расчётах на сетке размером 9 на 9 отклонение для одногруппового метода ТЕР составило $\delta N_{\text{sum}} = 30\%$ и $\delta N_{\text{max}} = 156\%$. Отклонение по общему числу частиц при увеличении размерности сетки уменьшается. Также при снижении градиента температуры ∇T уменьшаются δN_{sum} и δN_{max} .

Зададим во всех ячейках температуру плазмы 50 эВ, максвелловское распределение инжектируемых нейтралов с температурой 50 эВ и неоднородное распределение по плотности 10^{20} м^{-3} в 5-й ячейке, 10^{19} м^{-3} в остальных. Результаты расчётов показаны на рис. 8 и представлены в табл. 6.

Т а б л и ц а 6. Относительное отклонение для методов ТЕР в многогрупповом и одногрупповом приближениях в случае неоднородности по концентрации

Относительное отклонение	ТЕР-MG	ТЕР-1G
$\delta N_{\text{sum}}, \%$	7	6
$\delta N_{\text{max}}, \%$	15	17

В случае неоднородной плазмы отношение максимальной по модулю разности источников частиц плазмы за счёт ионизации нейтралов к максимальной величине источника, т.е. сначала ищется ячейка с

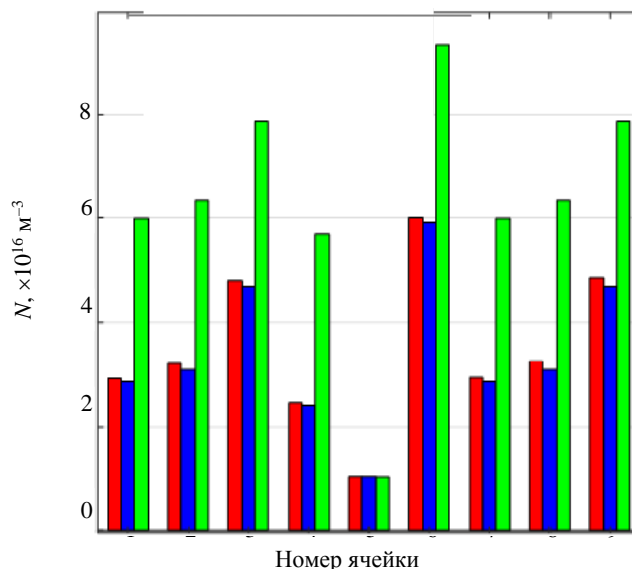


Рис. 7. Концентрации в ячейках, рассчитанные по трём методам: ■ — Монте-Карло; ■ — ТЕР-MG; ■ — ТЕР-1G

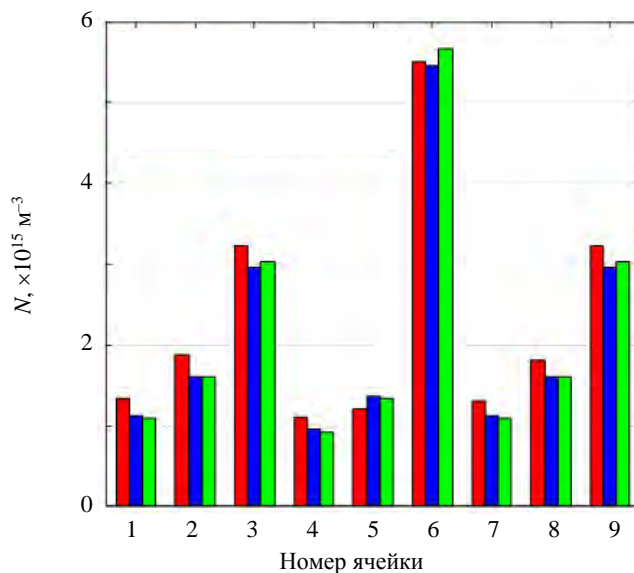


Рис. 8. Концентрации в ячейках, рассчитанные по трём методам: ■ — Монте-Карло; ■ — ТЕР-MG; ■ — ТЕР-1G

максимальным значением разности источников частиц плазмы, потом ищется ячейка с максимальным значением источника и берётся их отношение, не превышает δN_{\max} : $\frac{\max |Z_{\text{ТЕР}} - Z_{\text{МС}}|}{\max (Z_{\text{МС}})} \leq \delta N_{\max}$, а также

мало δN_{sum} , что также верно для ТЕР-1G в случае плавной неоднородности по температуре как при переходе от ячейки к ячейке, так и при малости градиента ∇T . Ограничения на величину градиента температуры для корректности расчётов по одnogрупповому методу в данной работе не исследуются.

Рассмотрим более сложную задачу. Размерность сетки 39 на 39, размер ячейки прежний 3,42 см. Зададим температуру плазмы, плавно изменяющуюся в пределах от 2 до 100 эВ, её распределение показано на рис. 9, а. Распределение плотности плазмы (см. рис. 9, б) зададим таким, чтобы давление плазмы было постоянно и равнялось 10 Па. На нижней стенке имеет место полное поглощение нейтралов, остальные стенки полностью отражают поток нейтралов. Источник нейтралов равномерно распределён по левой и правой стенкам и равен 10^{19} частиц в секунду. В качестве канонического распределения нейтралов примем результаты расчёта методом Монте-Карло с $1,8 \cdot 10^6$ пробными частицами (рис. 10 а). Время такого расчёта составило 180 с на одном ядре с частотой 2,83 ГГц. Важно посмотреть, что даёт метод Монте-Карло при времени счёта, сравнимом с одnogрупповым приближением ТЕР (см. рис. 10, б), для расчёта которого было выставлено 10^4 пробных частиц. Распределения нейтралов, рассчитанные методами ТЕР-1G и ТЕР-MG, показаны на рис. 11. Время счёта и относительные отклонения представлены в табл. 7, в которой также показаны результаты для метода Монте-Карло с $1,2 \cdot 10^5$ пробных частиц. При определении времени счёта методом ТЕР пренебрегалось временем решения системы линейных уравнений для потоков, поскольку они решаются итерационно, а в качестве первого приближения можно взять значения с предыдущего шага по времени, что будет возможно реализовать в согласованном коде, считающем транспорт нейтралов и плазмы.

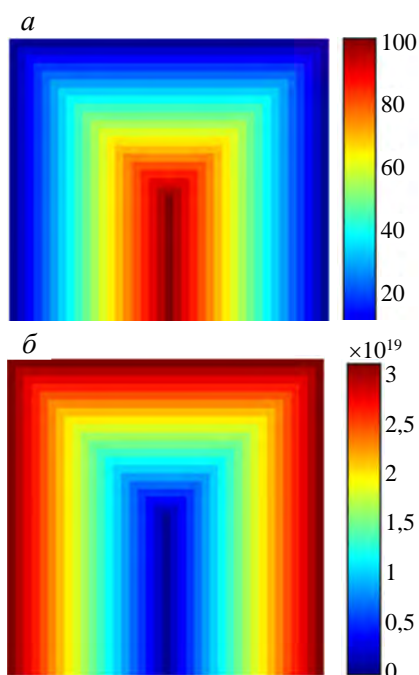


Рис. 9. Распределение температур (эВ) (а) и плотности плазмы (м^{-3}) (б). Линеиный масштаб цвета

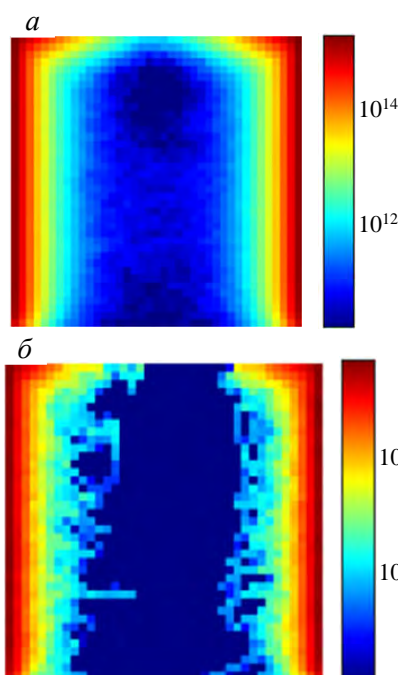


Рис. 10. Концентрации (м^{-3}), рассчитанные методом Монте-Карло с $1,8 \cdot 10^6$ (а) и 10^4 (б) пробных частиц. Логарифмический масштаб цвета

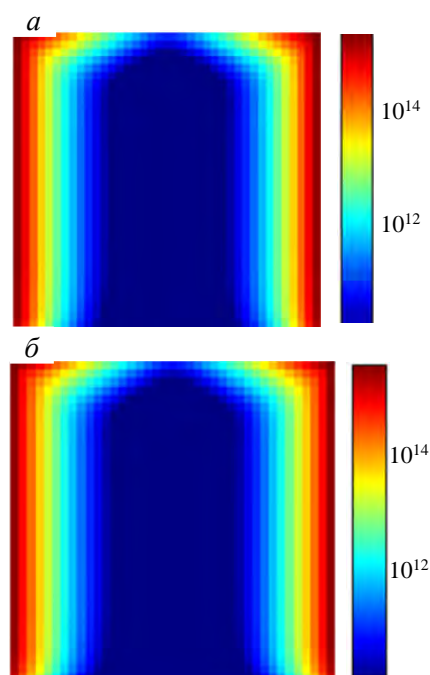


Рис. 11. Концентрации (м^{-3}), рассчитанные методом ТЕР в многогрупповом (а) и одnogрупповом (б) приближениях. Логарифмический масштаб цвета

Т а б л и ц а 7. Относительное отклонение от метода Монте-Карло с $1,8 \cdot 10^6$ пробными частицами для методов Монте-Карло с $1,2 \cdot 10^5$ и 10^4 пробными частицами, ТЕР в многогрупповом, одnogрупповом и двухгрупповом приближениях в случае неоднородной плазмы на сетке размером 39 на 39 и соответствующие времена счёта

Относительное отклонение	Монте-Карло, $1,2 \cdot 10^5$	Монте-Карло, 10^4	ТЕР-MG	ТЕР-1G	ТЕР-2G
δN_{sum} , %	0,3	1	6	14	8
δN_{max} , %	422	2279	98	98	97
t , с	11,9	1,1	12,5	0,8	1,7

Значения δN_{sum} малы, а значения δN_{max} велики, однако последнее не является достаточным условием некорректности расчётов даже в случае с методом Монте-Карло с 10^4 пробными частицами, поскольку даже небольшое отклонение по числу нейтралов в объёме с маленькой концентрацией существенно в пределах всей ячейки, но в масштабах всей задачи перераспределение может быть несущественно. Стоит отметить, что количество ячеек с значениями относительного отклонения выше, чем 98%, для метода Монте-Карло с 10^4 пробными частицами составило больше половины от общего числа ячеек, большая часть которых находится в области более горячей плазмы, где также заметен шум. Метод TEP-1G с тем же временем счёта в этой области работает лучше. С точки зрения величины δN_{max} метод TEP-MG даёт несколько лучший результат, чем метод Монте-Карло с $1,2 \cdot 10^5$ пробными частицами с тем же временем счёта, но, что важно, значения относительного отклонения выше 98% наблюдаются только в 14% ячеек. Значения δN_{sum} для метода Монте-Карло меньше, однако требуется решать согласованную задачу нейтралы—плазма, чтобы определить, какой метод лучше поддерживает число частиц постоянным в стационарном режиме. Были также выполнены расчёты по двухгрупповому методу (см. табл. 7), который отличается как от одногруппового, так и от многогруппового метода, средняя энергия в группе определяется из максвелловского распределения в отличие от многогруппового метода. Как видно из табл. 7, двухгрупповой метод приближается по точности к многогрупповому, отметим, что на сетке 3 на 3 с неоднородностью по температуре $\delta N_{\text{max}} = 10\%$, что существенно ниже, чем при расчётах по одногрупповому методу. Двухгрупповой метод подробно в этой статье не освещается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено описание многогруппового варианта расчёта транспорта нейтралов в термоядерной плазме с помощью метода TEP, пересчитан вклад внешнего объёмного источника нейтралов в группах. Проведено сравнение результатов расчётов по методу TEP в многогрупповом (код TRNEUT) и одногрупповом (код GTNEUT) приближениях с результатами расчётов с использованием метода Монте-Карло (код EIRENE). Значение относительного отклонения суммарного числа нейтралов во всём объёме δN_{sum} для всех приближений TEP не превышает 15% в рассмотренных задачах, за исключением одногруппового приближения с большой неоднородностью по температуре. Значения максимального отклонения концентраций δN_{max} в задачах с сеткой 3 на 3 не превышали 31% для одногруппового метода TEP (в случае малого отклонения энергии инжектируемых моноэнергетических нейтралов от температуры ионов или напуска с максвелловским распределением с температурой, близкой к температуре ионов, при плавном изменении температуры изотермической плазмы при переходе от ячейки к ячейке и при малости градиента этой температуры) и 33% для многогруппового метода TEP. Значения δN_{max} в задаче с сеткой 39 на 39 составили 98% для обоих методов и были ниже, чем при расчётах методом Монте-Карло с теми же скоростями счёта. Основное отличие результатов расчётов методами TEP в сравнении с методом Монте-Карло наблюдалось в ячейках с малой концентрацией, и в целом перераспределение нейтралов и источников частиц плазмы за счёт ионизации в масштабах всей задачи было несущественно. Время расчёта на одном ядре с частотой 2,83 ГГц для одногруппового метода TEP на сетке 39 на 39 составляет 0,8 с. С увеличенным в 2 раза временем счёта двухгрупповой метод приближается по точности к многогрупповому. Из изложенного следует, что одногрупповой и двухгрупповой методы можно использовать в серии отладочных расчётов. Для более точных расчётов предполагается использовать многогрупповой метод TEP.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lackner K. et al.** Control of particle and energy transport across the boundary of a Tokamak plasma. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1984, vol. 26, № 1A, p. 105—115.
2. **Matthews G.F.** Plasma detachment from divertor targets and limiters. — J. of Nuclear Materials, 1995, vol. 220, p. 104—116.
3. **Loarte A. et al.** Plasma detachment in JET Mark I divertor experiments. — Nucl. Fusion, 1998, vol. 38, № 3, p. 331—371.

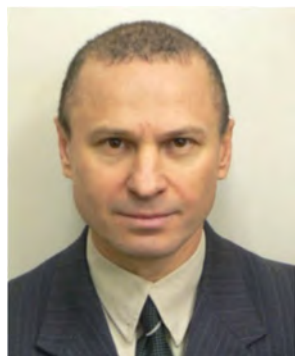
4. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Pitts R.A.** Characteristics of divertor detachment for ITER conditions. — *J. Nucl. Mater.*, 2015, vol. 463, p. 586—590.
5. **Krashennikov S.I., Kukushkin A.S., Pshenov A.A.** Divertor plasma detachment. — *Physics of Plasmas*, 2016, vol. 23, № 5, p. 055602.
6. **Knoll D.A. et al.** Simulation of dense recombining divertor plasmas with a Navier—Stokes neutral transport model. — *Physics of Plasmas*, 1996, vol. 3, № 1, p. 293—303.
7. **Stotler D., Karney C.** Neutral gas transport modeling with DEGAS 2. — *Contributions to Plasma Physics*, 1994, vol. 34, № 2—3, p. 392—397.
8. **Reiter D., Baelmans M., Boerner P.** The EIRENE and B2-EIRENE codes. — *Fusion Science and Technology*, 2005, vol. 47, № 2, p. 172—186.
9. **Valanju P.M.** NUT: a fast 3-dimensional neutral transport code. — *J. of Computational Physics*, 1990, vol. 88, № 1, p. 114—130.
10. **Tendler M., Heifetz D.** Neutral particle kinetics in fusion devices. — *Fusion Technology*, 1987, vol. 11, № 2, p. 289—310.
11. **Stacey W.M., Mandrekas J.** A transmission/escape probabilities model for neutral particle transport in the outer regions of a diverted tokamak. — *Nuclear Fusion*, 1994, vol. 34, № 10, p. 1385.
12. **Semenets Yu.M., Khayrutdinov R.R.** A multigroup interface current method for neutral transport in tokamak edge and divertor plasma. Препринт ТРИНИТИ № 0095-А. — М.: ЦНИИатоминформ, 2002. 15 с.
13. **Pospieszczyk A. et al.** In situ measurement and modeling of hydrogen recycling and transport processes—the role of molecules. — *J. of Nuclear Materials*, 1999, vol. 266, p. 138—145.
14. **Stacey W.M.** *Nuclear Reactor Physics*. — Weinheim: Wiley-Vch, 2007.
15. **Case K.M., Placzek G., Hoffmann F.** *Introduction to the theory of neutron diffusion*. — Los Alamos Scientific Laboratory, 1953, vol. 1.
16. **Rubilar R., Stacey W.M., Mandrekas J.** Comparison of the TEP method for neutral particle transport in the plasma edge with the Monte Carlo method. — *Nuclear Fusion*, 2001, vol. 41, № 8, p. 1003.
17. **Reiter D., Baelmans M., Boerner P.** The EIRENE and B2-EIRENE codes. — *Fusion Science and Technology*, 2005, vol. 47, № 2, p. 172—186.
18. **Gryziński M.** Classical theory of atomic collisions. I. Theory of inelastic collisions. — *Physical Review*, 1965, vol. 138, №. 2A, p. A336.
19. **Freeman R.L., Jones E.M.** Culham Laboratory Report CLM-R137. Abingdon, Oxon, United Kingdom, 1974.



Александр Андреевич Кожурин, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
kozhurin.aa14@physics.msu.ru



Юрий Михайлович Семенец, с.н.с.; работал в ГИЦ РФ ТРИНИТИ, в настоящее время — пенсионер



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



Виктор Эммануилович Лукаш, в.н.с., д.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Lukash_VE@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 15 декабря 2020 г.
После доработки 12 января 2021 г.
Принята к публикации 14 января 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 80—90.

УДК 533.932, 621.039.623

PLASMA ELECTRIC POTENTIAL IN THE TJ-II STELLARATOR: NEOCLASSICAL FORMULATION VERSUS MEASUREMENTS*D. Lopez-Bruna¹, C. Gutierrez-Tapia², J.J. Martinell³, A.V. Melnikov^{4,5}, L.G. Eliseev⁴, Ph.O. Khabanov⁴, I. Pastor¹, D. Tafalla¹*¹Laboratorio Nacional de Fusion, CIEMAT, Madrid, Spain²Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, Ocoyoacac, Mexico³Instituto de Ciencias Nucleares — Universidad Nacional Autónoma, Mexico, Mexico⁴National Research Centre «Kurchatov Institute», Moscow, Russia⁵National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Electric potential measurements by the heavy ion beam probing (HIBP) diagnostic technique, made for a set of ECRH TJ-II discharges, are compared with the results of neoclassical simulations. HIBP-measured electric potential profiles are found to agree qualitatively with theoretical models, that use the standard value of the effective helical ripple. The measured potential values are close to those calculated using the DKES (Drift Kinetic Equation Solver) code. The obtained transport coefficients are very sensitive to the effective helical ripple profile. Fitting the radial profile of the effective helical ripple, one can improve the agreement with the experimental data.

Key words: TJ-II stellarator, neoclassical transport, modelling, electric potential, HIBP diagnostic.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-91-105

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ПЛАЗМЫ В СТЕЛЛАРАТОРЕ TJ-II: СРАВНЕНИЕ НЕОКЛАССИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ С ИЗМЕРЕНИЯМИ*Д. Лопес-Бруна¹, Ц. Гутьеррес-Тапиа², Х.Х. Мартинель³, А.В. Мельников^{4,5}, Л.Г. Елисеев⁴, Ф.О. Хабанов⁴, И. Пастор¹, Д. Тафайя¹*¹Национальная лаборатория термоядерного синтеза, СИЕМАТ, Мадрид, Испания²Национальный институт ядерных исследований, Окойоакак, Мексика³Институт ядерных наук — Национальный мексиканский автономный университет, Мехико, Мексика⁴НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия⁵Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Измерения электрического потенциала с помощью зондирования пучком тяжёлых ионов (HIBP) для серии разрядов с ЭЦР-нагревом на стеллараторе TJ-II сравниваются с неоклассическими моделями. Получено качественное согласие между профилями электрического потенциала, измеренными с помощью HIBP, и теоретическими моделями, использующими стандартную величину эффективной винтовой гофрировки. Измеренные значения потенциала также близки к рассчитанным по дрейфово-кинетическому коду DKES. Показано, что рассчитанные коэффициенты переноса чувствительны к профилю эффективной винтовой гофрировки. Подбирая радиальный профиль эффективной винтовой гофрировки, можно улучшить согласие с экспериментальными данными.

Ключевые слова: стелларатор TJ-II, неоклассический перенос, моделирование, электрический потенциал, диагностика HIBP.

INTRODUCTION

As proven by several scalings, similar power dependencies of transport coefficients and fluxes are found for different current less devices despite their different design criteria. This is a strong indication for similar underlying transport processes. For example, the design of the TJ-II stellarator aimed at the magnetic flexibility in terms of rotational transform and magnetic well but not at transport optimization, while the W7-AS device aimed at reducing neoclassical losses. The two devices are very different in terms of neoclassical transport levels, but the dependencies of electron heat transport on input power are quite similar [1, 2]. Thus, neoclassical diffusion seems to explain transport in the core plasma, while a significant anomalous component is found as one approaches the plasma edge. In general, it can be said that transport in stellarator/heliotron devices follows the trends captured in the International Stellarator Scaling ISS04 [3], where it was suggested that the main differences in the transport levels reached by each device were related to the effective helical ripple. This is a measure of how the inhomogeneities of the magnetic field modulus on each flux surface affects transport losses in the low collisionality regimes.

There are many indications that the neoclassical (NC) theory of transport is adequate for current less devices as a component of transport fluxes of particles and heat, but there are not many systematic comparisons. Some attempts to use neoclassical approach for the modeling of the experimental observations [4—6] have shown that in selected plasma regimes neoclassical estimations reasonable concord to the observations [7]. In the TJ-II device, the characterization of plasma potential to date has been based on qualitative comparisons, like low/high density [8] and low/high electron cyclotron resonance heating (ECRH) power [9]. Numerical calculations of the neoclassical transport coefficients have been done with «prototype» profiles paying also attention to low/high density plasmas [10—13]. Some comparison between experiments and neoclassical calculations have been devoted to the formation of electron internal transport barriers (e-ITB) [14] or the so-called «core electron root confinement» (CERC) [15], which in the TJ-II case is too vague a description for the e-ITB phenomenon as will be shown also here. Other calculations and comparisons with the experiments have been included in the inter-machine benchmark [16—18] of neoclassical transport or in specific cases, like a comparison of the thresholds for transport barrier formation in NBI plasmas depending on the presence of magnetic resonances at the edge [19], and the comparisons between experimental particle flux and neoclassical simulations in plasmas perturbed with pellet injection [20]. As a basic general result, it could be said that it «looks like» neoclassical theory plays an important role in the core plasmas of stellarators and the corresponding radial electric fields are «reasonably close» to the experimental values when available. Disagreements in the comparison between theory and experiment, if properly estimated, would be very valuable as indications of physics not accounted for in the derivation of neoclassical formulations. A basic example would be that the departure of the distribution function of some plasma species from being Maxwellian is larger than expected, so the disagreements might depend on the plasma heating methods.

The confrontation of experimental and theoretical transport coefficients is generally difficult, often impossible, partly due to the uncertainties in the particle and heat source profiles. On the other hand, under the assumption that only the neoclassical fluxes are non-intrinsically ambipolar, the radial electric field offers a singular opportunity for the comparison between theory and experiments. The change of root in TJ-II plasmas agrees well with neoclassical expectations based on collisional transport fluxes [21, 22] and a reasonable agreement with analytical formulations has been found at the only expense of adjusting the effective helical ripple [23]. This last work has motivated going a step further, trying to refine the results based on more experimental data and adjusting also the transport coefficients that come out of the analytical formulae. If a reasonable degree of predictive capability can be obtained for the demanding TJ-II magnetic configurations, it is very likely that present neoclassical formulations can be adjusted for other devices and become reliable formulae for interpretative transport analyses, where a reasonable estimate of the neoclassical part can help in determining anomalous components. This might be especially useful when there are also measurements that can be related with some form of turbulence. On the other hand, any mismatch between theory and experiment should be the motivation for further research in order to uncover the reasons.

The present paper is a first step on the systematic confrontation between measured plasma electric potential profiles and theoretical estimates. We start this task in mid-density plasmas of the TJ-II heliac, i.e. plasmas with densities around the cut-off ($\sim 1.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) for the propagation of electron cyclotron waves: measurements of the plasma potential profiles obtained with a heavy-ion-beam probe diagnostic (HIBP) are compared with those obtained from the analytical model [24] used in a previous work [13] for the neoclassical transport coefficients, again taking the effective-ripple profile ε_{eff} as the knob to approach the TJ-II geometry; and also with more accurate neoclassical calculations performed with the DKES code [25].

Therefore, there are two levels of benchmarking: among experiment and models and among codes. This last aspect, already started in [13], has been taken a step further in order to exploit the convenience of the semi-analytical models based on neoclassical formulations for transport studies.

This paper is organized as follows. In the next Section, we describe the available experimental data for TJ-II used in this study. Then we explain the neoclassical modeling of the experimental data and compare modeling with experiments. Finally, we discuss the results and give some conclusions.

EXPERIMENTAL DATA

The experimental data to be compared with neoclassical modeling come from two different experiments with good reproducibility: (i) broad ECRH discharges with continuously varying density and (ii) on-axis ECRH dis-

charges with two stationary stages. Both experiments have line averaged densities $\bar{n}_e > 0.4 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ and central electron temperatures $\sim 1 \text{ keV}$. The core ion temperatures, around $\sim 0.1 \text{ keV}$, vary in these plasmas with a weak proportionality with the average density. The wall conditioning consists of lithiumization on a previously B-coated first wall. The working gas is hydrogen. The magnetic configurations have large volume and rotational transform profiles above the main resonance $\nu/2\pi = 3/2$, with the typical low magnetic shear of TJ-II vacuum configurations.

Discharges with broad ECRH. The discharges belong to an experiment on HIBP measurements where the plasma-facing mirrors of two gyrotrons delivering nominally 220 kW each, aim towards $\rho_{\text{ECH}} \gtrsim 0.6$. The heating deposition profile is expected to be very broad due to poor first pass absorption. The broad heat deposition has two main advantages for our purposes: (i) it eases approaching the density cut-off value for ECRH without \bar{n}_e losing control of the density evolution, and (ii) pump-out losses that might be significant in well-focused on-axis ECRH discharges are expected to be reduced. This second advantage should avoid that escaping high-perpendicular-velocity electrons contribute to the radial electric field, and consequently the neoclassical calculations based only on the ambipolarity condition for the collisional fluxes are more meaningful.

The plasmas were confined in two similar magnetic configurations, labeled 100_44_64 and 100_46_65 in the nomenclature of the TJ-II field-coils settings, which are equivalent in terms of effective helical ripple and neoclassical mono-energetic transport coefficients [12]. Different densities were obtained through pre-programmed gas puffing waveforms. Electron density and electron temperature profiles were obtained with the Thomson Scattering (TS) diagnostic and the line averaged densities were obtained from interferometry using two different methods to count the fringes with very similar results. Fig. 1 shows the time traces of line-averaged electron density and an approximate central electron temperature (the ECE diagnostic was not absolutely calibrated) for three discharges of the set, where the density increases during the final part due to the start of co-injected NBI. Data considered in this work correspond mostly to line-density values up to the ECE cut-off, conditions in which the NBI heat deposition is either zero or small ($< 50 \text{ kW}$) with respect to the ECRH. The highest densities are often reached quite rapidly, with values of the characteristic time $[(1/\bar{n}_e)d\bar{n}_e/dt]^{-1} \sim 20 \text{ ms}$, which is close to the slowest scanning HIBP time per profile (10 ms). Therefore, HIBP profiles corresponding to the highest densities are less reliable and more variability than at lower densities ($\bar{n} \lesssim 0.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$) is expected.

The density and electron temperature profiles were built based on a Bayesian approach [26] that allows for the combination of several diagnostics. Unfortunately, the ion temperature and edge values could not be obtained in this set of discharges. We have used another set of previous discharges also heated by ECRH with $\rho_{\text{ECH}} \gtrsim 0.6$ and similar densities (table). This set has been used to obtain the edge density and electron temperature, n_{ea} and T_{ea} respectively, and the core ion temperature, T_{i0} . The electron density and temperatures from the TS system are reliable up to $\rho \sim 0.7$ in these discharges due to the small densities in the outer plasma region. Helium-beam data have been used to have a better determination of the edge values.

Discharges from the 24-Nov-2016 experiment ($N_{\parallel} = 0$, $\rho_{\text{ECH}} = 0.64$, configuration 100_44_64, $P_{\text{ECH}} = 240 + 240 \text{ kW}$). Line densities (\bar{n}_e) and central ion temperatures (T_{i0}) are time averages during, respectively, 2 and 5 ms (see Fig. 2)

Discharge	Time, ms	\bar{n}_e 10^{19} m^{-3}	T_{i0} , eV	n_{ea} , 10^{19} m^{-3}	T_{ea} , eV
42 767	1118.5	1.11	—	0.12 ± 0.06	22 ± 8
42 772	1131.5	0.62	110	0.10 ± 0.04	45 ± 11
42 772	1157.0	1.30	143	0.25 ± 0.20	10 ± 5
42 775	1131.5	1.00	130	0.09 ± 0.05	38 ± 11
42 784	1111.5	0.59	110	0.09 ± 0.04	54 ± 11
42 784	1133.0	0.83	116	0.09 ± 0.04	51 ± 13

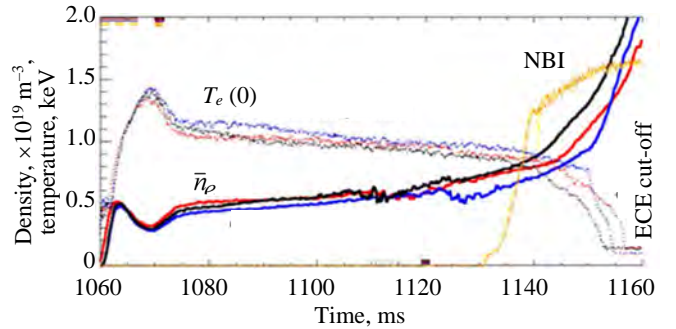


Fig. 1. Time traces of electron density (n_e) and approximate electron temperature (T_e) based on the central electron cyclotron emission (dashes) for three discharges (one color each) of experiments with broad ECRH

Since the bulk ion temperature in ECRH TJ-II plasmas increases with line density at fixed power, we have adjusted T_{i0} (Fig. 2) in order to obtain a fit that will be used to obtain the ion temperature for any of the densities in the experiment with broad ECRH. Based on the experience that the ion temperature profile $T_i(\rho)$ is similar to the density one, $n_e(\rho)$, when ECRH dominates [27], we have chosen a formula that is based on n_e but permits fixing the edge ion temperature to a fraction of the electron edge temperature, here set to 70%,

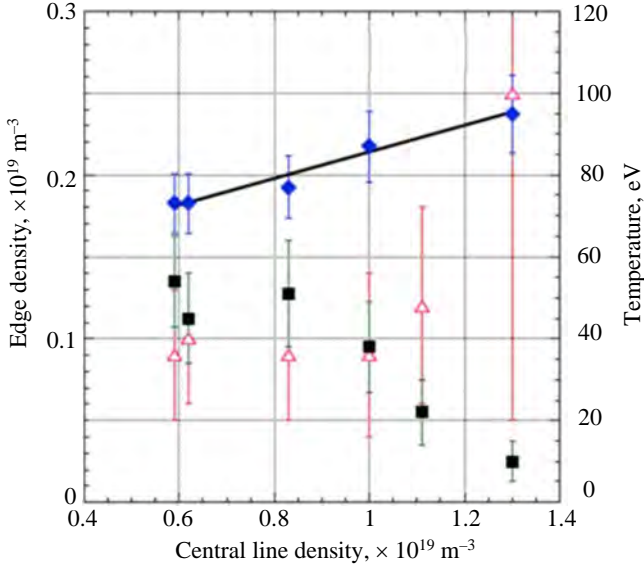


Fig. 2. Representation of the data in table 1. The error in T_{i0} is taken as $\pm 10\%$: \triangle — $n_e(a)$; \diamond — $T_i(0)$; \blacksquare — $T_e(a)$; $y = 52.763 + 32.532x$, $R = 0.98439$

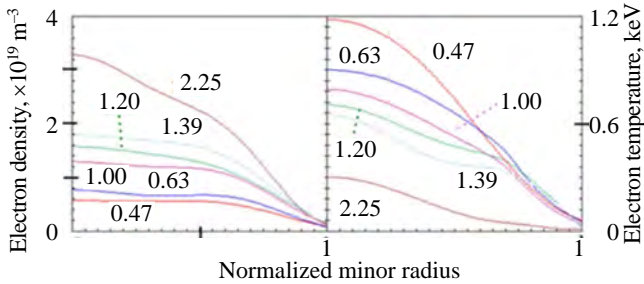


Fig. 3. Electron density and electron temperature profiles at different line averaged densities (labeled in 10^{19} m^{-3} units) taken at TS time from the set of discharges TJ-II № 46 964—46 979

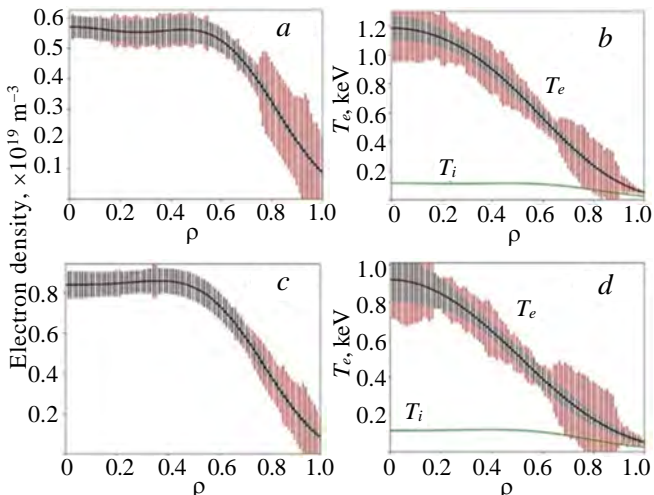


Fig. 4. Density (a, c) and temperature profiles for the two stages (a, b — 1st, c, d — 2nd stage). Error bars refer to: (red) the estimate from the Bayesian method, where the high uncertainties are due to the lack of Thomson Scattering data in the outer plasma region; and (black) the standard deviation from repetitions of discharges

$$T_i(\rho) = \frac{0.053 + 0.0325\bar{n}_e}{n_{e0}} \left[n_e(\rho) - \rho^a n_{ea} \right] + 0.7\rho^b T_{ea}, \quad (1)$$

where a and b (~ 1) are powers that serve occasionally to make $T_i < T_e$ near the edge. Observe also that the core value follows the fit in Fig. 2. The near-edge ion temperatures are thus compatible with the values found in [28, 29], but the profiles $T_i(\rho)$ are still not well determined and this is acknowledged as the main uncertainty in these experiments. Consequently, this is also a source of uncertainty in modeling the ambipolar electric potential.

Two variants of the input data will be used in Section «MODELING». Contour maps of the plasma potential calculated by the models will be compared with analogous maps from experimentally obtained plasma potential profiles. The calculations will be based either on profiles coming from individual discharges of different densities, or from averages. In the first case, and since there is only one bring of the TS laser per discharge, the electron density and electron temperature profiles are taken at different densities from similarly evolving discharges (see Fig. 1). Fig. 3 shows some of the profiles thus obtained (see Fig. 4 for uncertainties in the profiles, and also Fig. 2 in [13]). In the case of profiles coming from averages we group the discharges according to similar values of the line density at the relevant time so as to obtain representative TS profiles $n_e(\rho)$ and $T_e(\rho)$, and the corresponding neoclassical transport coefficients and electric fields from DKES. Using 10^{19} m^{-3} as density unit, we have the following groups of «density (discharges)»:

— configuration 100_44_64: 1.4 (46 979), 1.2 (46 966, 46 976—46 978), 1.0 (46 967—46 968), 0.8 (46 969—46 971) and 0.6 (46 972—46 975);

— configuration 100_46_65: 1.4 (46 992—46 993), 0.9 (46 994—46 995), 0.7 (46 996—46 997) and 0.6 (46 998—47 000).

All the previous discharges have HIBP data in scanning mode, i.e., plasma profiles are available for all the near-stationary phases of the plasma. Since the scanning times from low to high-held side range from 10 to 20 ms, each profile is obtained during half these times. Therefore, the scanning can be taken as corresponding to steady plasma, if the evolution is slow

enough. In the worst case (10 ms per profile) and taking the line density as proxy for the plasma evolution, we can set a limit at $\bar{n}_e / (d\bar{n}_e / dt) < 20$ ms.

Two-stage on-axis ECRH discharges. Another experimental set has been obtained from repetitions of two-stage discharges under on-axis ECRH only. In this case, the plasmas can be considered perfectly stationary for practical purposes. During a first stage, two ECRH lines are active delivering 220 + 240 kW and the gas-puffing waveform is set so as to keep the line averaged density constant for nearly 100 ms. Then the 240 kW gyrotron for ECRH is turned off, and the gas puff is changed in order to have an approximately constant but higher density during a second stage. Therefore, the two stages can be characterized by different collisionalities:

- 1st stage: lower collisionality, $\bar{n}_e \approx 0.45 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$; $T_e(0) \approx 1.2 \text{ keV}$;
- 2nd stage: higher collisionality, $\bar{n}_e \approx 0.75 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$; $T_e(0) \approx 0.9 \text{ keV}$.

The choices of densities and temperatures respond to the experience that, in the lower collisionality regime (1st stage), the radial electric field remains in the neoclassical electron root ($E_r > 0$) regime in all of the plasma volume; while in the higher collisionality regime (2nd stage) part of the plasma in the outer zone is in the ion root ($E_r < 0$).

Plasma profiles shown in Fig. 4 charge-exchange have been built for each one of the two stages of this set of discharges. Owing to repeatability, TS-profiles have been combined with interferometry and He-beam data for groups of discharges with line densities in the ranges 0.49 ± 0.03 (1st stage, 15 discharges) and 0.71 ± 0.05 (2nd stage, 13 discharges), always in units of 10^{19} m^{-3} . As in the previous experiment, the profiles have been adjusted with Bessel functions of 4th order (electron density) and 3rd order (electron temperature); but the ion temperature is not well determined. Measured core values are found around $0.09 \pm 0.01 \text{ keV}$ although the neutrals energy spectrum obtained by the charge-exchange (CX) diagnostic can hardly be explained with just one slope (one thermal velocity). Therefore, the experimental profiles have been defined again using Eq. 1, but exchanging the fitting value by $T_i(0)$ values compatible with the measured core temperatures.

Since in the two experimental sets $T_i(\rho)$ is poorly determined, the comparison with HIBP measurements of the plasma electric potential will be done also based on a self-consistent ion temperature profile as explained in Section «MODELING».

HIBP measurements. In what follows we use two sets of HIBP data. The diagnostics worked in scanning mode during the discharges with broad ECRH (see subsection «Discharges...») using periods of about 5 ms per profile (10 ms going from the extreme low to high field sides) and 7 ms per profile in some cases [30]. In the two-stage discharges (subsection «Two-stage...»), where plasmas were very steady, a larger scanning period was taken (≈ 15 ms per profile) in order to allow for local measurements of fluctuations with the purpose of elaborating a two-dimensional map of electrostatic data [31]. Here we are only interested on the data taken by the diagnostics following a scanning line that passes close to the magnetic axis in order to obtain the plasma electric potential $\phi(\rho)$.

MODELING

Experimental density and temperature profiles are taken as input to obtain the radial electric field according to the formulation given in [24, 32]. Here we briefly remind that the authors provided expressions for the mono-energetic particle fluxes in the three typical low-collisionality regimes of stellarators, $D_{1/v} \propto 1/v$, $D_{\sqrt{v}} \propto \sqrt{v}/E_r^3$ and $D_v \propto v/E_r^2$. We obtain numerically the convolution of these coefficients with the Maxwellian distributions associated with the input temperature profiles. The results converge if the convolution integrals extend to three or more thermal speeds [22]. Once the transport coefficients are obtained for the thermal species as functions of the radial electric field, the ambipolarity condition of null radial current is solved by equating the collisional radial fluxes of electrons and ions, $\Gamma_e(E_r) = \Gamma_i(E_r)$, and the radial electric field is obtained. This, in turn, is integrated radially to obtain the electric plasma potential in order to compare the results with the experimental profiles. The radial electric field and plasma potential are related through the flux-surface averaged gradient of the vacuum flux-surface radial coordinate, $E_r(\rho) = -\nabla\phi(\rho) = -\partial_\rho\phi\langle|\nabla\rho|\rangle(\rho)$.

As mentioned in the Introduction, we consider the neoclassical formulations as correct except for an undetermined effective ripple, $\varepsilon_{\text{eff}}(\rho)$, which will be adjusted in order to reproduce the experimental results. It must be

reminded that there is flexibility in the choice of ε_{eff} because the radial electric field is rather robust in this respect, while the changes in ripple have a stronger impact in the resulting transport coefficients.

Finally, as part of the study we have let the neoclassical modeling replace the uncertainties in the ion temperature profiles. Therefore, in the results that follow we show the calculated plasma potentials based on (i) all the experimental profiles or (ii) only the well-characterized electron density and electron temperature profiles with an evolving ion temperature profile given by the neoclassical model itself. How $T_i(\rho)$ is determined in case (ii) is explained next.

Transport calculations for TJ-II are commonly done using the ASTRA suite [33] where the geometry is represented by diagonal, flux-surface averaged metric coefficients like $\langle |\nabla \rho| \rangle(\rho)$. The calculations of the ambipolar electric field and corresponding neoclassical transport coefficients according to different models have been included in ASTRA [22]. The experimental density and temperature profiles are inputs for the evaluation of E_r , but in some cases we have substituted the ion temperature by its evolving profile under the following considerations.

The ion heat fluxes are due to a neoclassical thermal diffusivity, χ_i^{NC} , plus an anomalous contribution. To make things simpler, the latter is not based on a physical model but on a simple function that gives additional heat fluxes near the edge. Therefore, we set an ion heat transport coefficient

$$\chi = \chi_i^{\text{NC}} + 2\rho^4 \quad (2)$$

and a corresponding ion heat flux $\propto \chi_i n \partial_\rho T_i$. Since there is no direct ion heating mechanism in the present discharges, we set Coulomb collisions with the electrons and charge-exchange losses as the only ion heat sources,

$$P_i = P_{ea} - P_i^{\text{CX}}. \quad (3)$$

The term P_i^{CX} requires profiles of neutral density and temperature. Since this term is not dominant and, for our present purposes, we just need a reasonable ion energy sink, we have obtained such profiles from a calculation with EIRENE [34] assuming a typical particle confinement time of these discharges [2, 35]. Typical net CX power losses are at most a few kW in these plasmas, much smaller than electron-ion heat exchange. It will be seen, however, that predicted core ion temperatures are considerably higher than those obtained with the CX neutral particle analyzer.

As a comparison point, other neoclassical computations have been done using the kinetic equation through DKES code. In the integration of the monoenergetic diffusion coefficients over Maxwellian distributions the experimental profiles are used, but due to the uncertainties in $T_i(\rho)$, this profile was varied by a constant factor in order to achieve the convergence of the integrals in some cases. The well-known problem with DKES is the difficulty in converging at low collisionalities and thus this is an important source of inaccuracy in our results using this approach. Just as in the Astra computations, the radial electric field is obtained from the ambipolarity condition and the right root is determined by minimization of the heat production rate [17].

COMPARISON BETWEEN MODELS AND EXPERIMENTS

Experimental results. Fig. 5 shows contours of the measured plasma potential as a function of averaged line-density and normalized minor radius for three TJ-II discharges: № 46 969 (HIBP scanning at 7.5 ms/profile), № 46996 (10 ms/profile) and № 47000 (5 ms/profile). All of them correspond to the experiments with broad ECRH deposition and their density and temperature profiles are similar to those of Fig. 1.

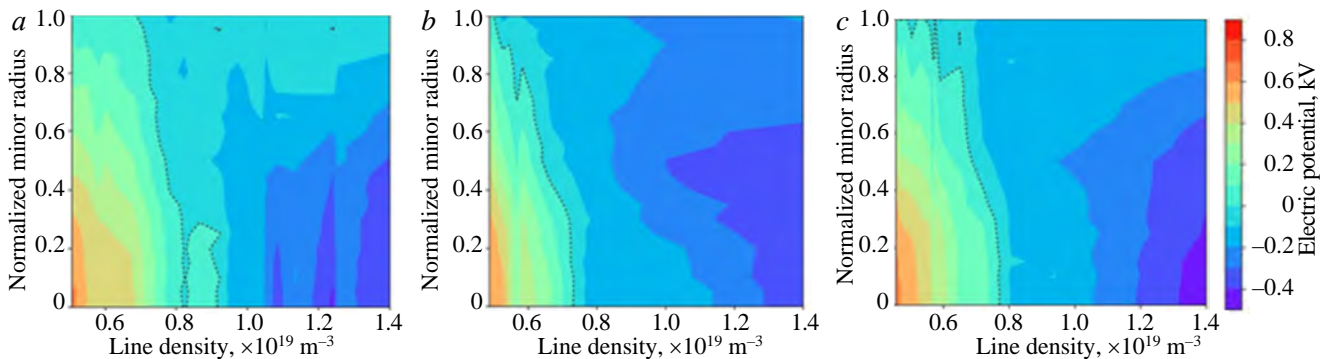


Fig. 5. Contours $\phi(\bar{n}_e, \rho)$ of the experimental plasma electric potential profiles as a function of the line-averaged density in three TJ-II discharges (a — № 46 969, b — № 46 996, c — № 47 000) with broad ECRH. Thin dashed lines mark $\phi = 0$

The variation of plasma potential with density is quite similar among discharges for $\bar{n}_e \lesssim 0.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Core values $\varphi(0) \approx 0.8 \text{ kV}$ are found at the smallest densities when the plasma potential is everywhere positive. Negative values start to appear with small increments of the density and the plasma central potential decays to null voltages around $\bar{n}_e = 0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

The variability is larger for higher densities. This could be due to the poorer stationarity mentioned in Subsection «Discharges...». Still, we can see that the voltages are very small at $0.8 \lesssim \bar{n}_e \lesssim 0.9 (\times 10^{19} \text{ m}^{-3})$ and negative voltages of a few hundred volts are reached in the core region when the density is further increased.

Plasma potential profiles obtained in one of the repetitions of the two-stage discharges are plotted in Fig. 6. The near-edge values from HIBP are found to be in agreement with the values obtained using a Langmuir probe, although the uncertainty of the HIBP profiles is larger in this plasma region. According to the measurements, there is no essential difference with the profiles obtained with broad ECRH: in the two-stage discharges we find $\varphi(0) \approx 0.8 \text{ kV}$ at $n_e(0) \approx 0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, similar to Fig. 5 where this central density value corresponds to average density $\approx 0.5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Actually, core temperatures are quite similar: $T_e(0) \approx 1.2 \text{ keV}$ in both types of experiments (see Figs. 3, 4).

Neoclassical calculations. The calculations to be compared with the experimental data of the previous subsection have been performed in two different ways. The analytical formulation [24] has been used to reproduce either (i) the experimental profiles or (ii) DKES results. In both cases we have used the effective ripple, $\varepsilon_{\text{eff}}(\rho)$, to modify the calculations. In case (i) we have simply searched for one effective ripple that allows us to approximate the experimental plasma potential profiles in all the data at once. In case (ii), we have imposed ε_{eff} profiles like those found in the literature for the TJ-II stellarator, which, as we shall see later, give E_r and diffusivity values on the order of those obtained numerically with DKES.

We begin by showing the results of the neoclassical formulation on different sets of data when ε_{eff} is adjusted in order to approximately match HIBP values. The four boxes in Fig. 7 illustrate the results in several variants of the calculations with an effective ripple of the form

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 0.003 \cdot 10^{1.2\rho^{0.6}}, \quad (4)$$

which is around ten times smaller than the ripple found numerically in the literature for TJ-II configurations [12, 17, 36]. The evaluation of $\varphi(\rho)$ is based on the integral of E_r from the plasma edge, where there is an unknown value $\varphi_a = \varphi(\rho = 1)$ not accounted for in the models. In order to make a comparison with experimental values we present the results of the calculated $\varphi(\rho)$ with an offset φ_a taken from the experimental data near the edge, φ_a^{HIBP} . In the top panels (see Figs. 7, *a*, *b*) we show the calculations based on averaged experimental profiles. The densities start at $\bar{n}_e = 0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ because this is the smallest one in the set of averages. In the first case (see Fig. 7, *a*), the experimental profiles have been used as explained in Subsection «Discharges...». Low-density potentials are in fairly good agreement with the

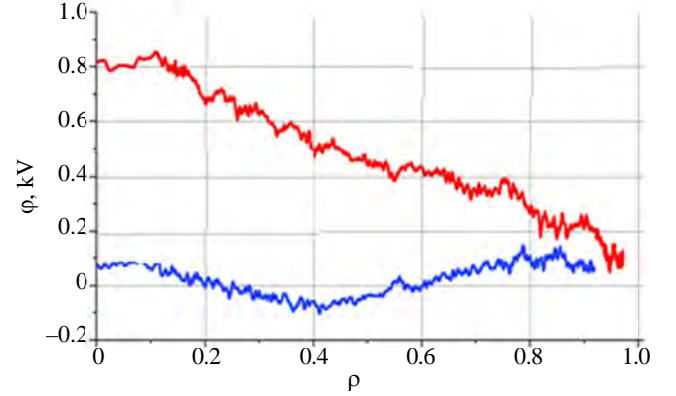


Fig. 6. HIBP profiles of the plasma electrostatic potential $\varphi(\rho)$ in each of the two stages of TJ-II discharges with on-axis ECRH: 1st stage, $T_{e0} \approx 1.2$, $T_{i0} \approx 0.08 \text{ keV}$, $n_{e0} \approx 0.6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (red); 2nd stage, $T_{e0} \approx 0.9$, $T_{i0} \approx 0.09 \text{ keV}$, $n_{e0} \approx 0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (blue)

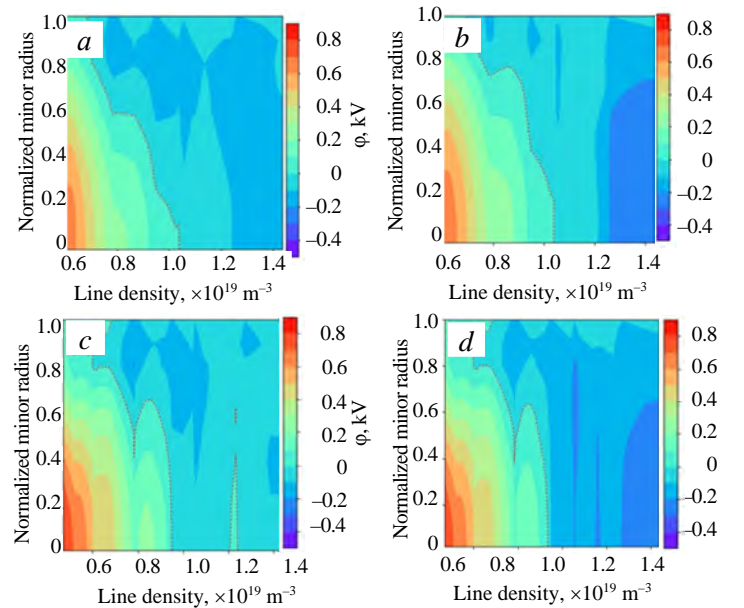


Fig. 7. Contours of the calculated plasma electric potential profiles in TJ-II discharges with broad ECRH using $\varphi(\bar{n}_e, \rho)$ small ripple Eq. 4: (*a*) averaged experimental profiles in groups of similar density; (*b*) the same except that $T_i(\rho)$ is obtained from ion energy balance; (*c*) individual experimental profiles from different discharges; (*d*) the same except $T_i(\rho)$ from ion energy balance. A thin dashed line marks $\varphi = 0$

measurements shown in Fig. 5, but high density values seem underestimated in magnitude. When the ion temperature is allowed to evolve using the diffusivity and heat sources of Eqs. 2 and 3 we obtain higher ion temperatures during the stage of higher densities and correspondingly lower core plasma potentials (see Fig. 7, *b*). The results from the neoclassical formulation are still acceptably similar to the measurements when profiles from single discharges at different densities are used instead of averages (bottom panels). The core values $\phi(0) \sim 0.7$ kV at the smallest density are somewhat larger than the experimental ones, $\phi(0)^{\text{HIBP}} \sim 0.6$ kV. Negative values also start to appear with small increments of the density but now the plasma center decays to null voltages at lower values of around $\bar{n}_e = 0.9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. As in the case with averaged density and temperature profiles in panels (see Figs. 7, *a, b*), the experimental T_i gives smaller magnitude of the negative plasma potential at the highest densities (see Fig. 7, *c*) than the evolving T_i case (see Fig. 7, *d*), but even this latter case yields core plasma potentials ~ -0.25 kV that are smaller in magnitude than the experimental values, ~ -0.40 kV.

The magnitude we are normally interested in is not the plasma potential, but the radial electric field. Radial derivatives amplify the uncertainties, which is the reason why we have made a comparison with the plasma potential so far. Despite this, we make the comparison of radial electric field profiles in what follows.

In the two-stage discharges where we can use averages of the profiles for the modeling of E_r , potential profiles $\phi(\rho)$ can be obtained with small errors, while the experimental ϕ^{HIBP} is quite accurate thus a fairly reliable $E_r(\rho)$ can be derived. Fig. 8 shows the comparison between experimental values and neoclassical model values using

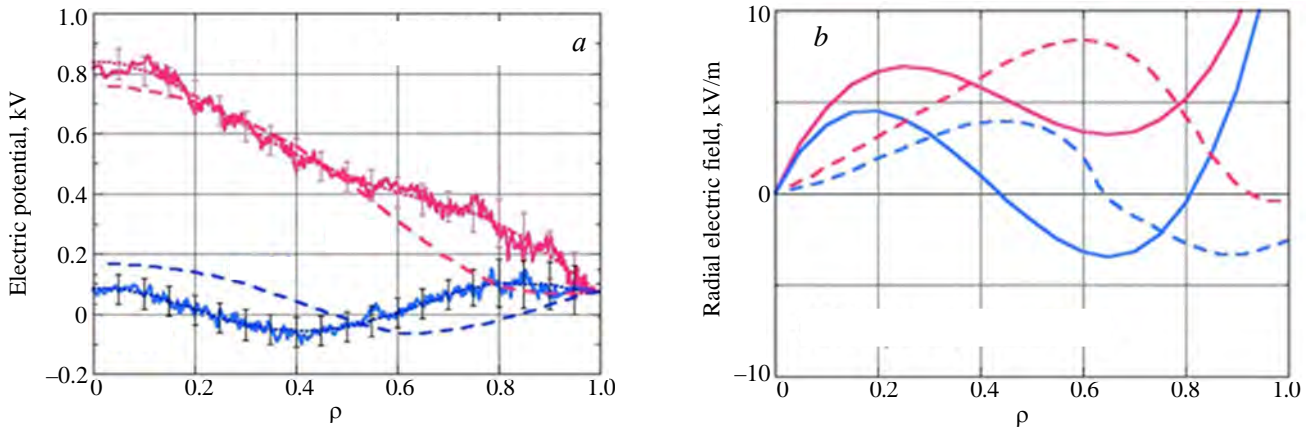


Fig. 8. Plasma potential profiles in the two-stage experiments (series #484-xy): lower collisionality (460 kW ECRH and line density $0.45 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, magenta) and higher collisionality (220 kW and $0.75 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$, blue). Solid lines are HIBP data and dotted lines are corresponding polynomial fits. Model calculations with the small ripple (Eq. 4) are shown by dashed lines (*a*). Radial electric field from the derivative of the fitted polynomials (—) and from modeling (---) (*b*)

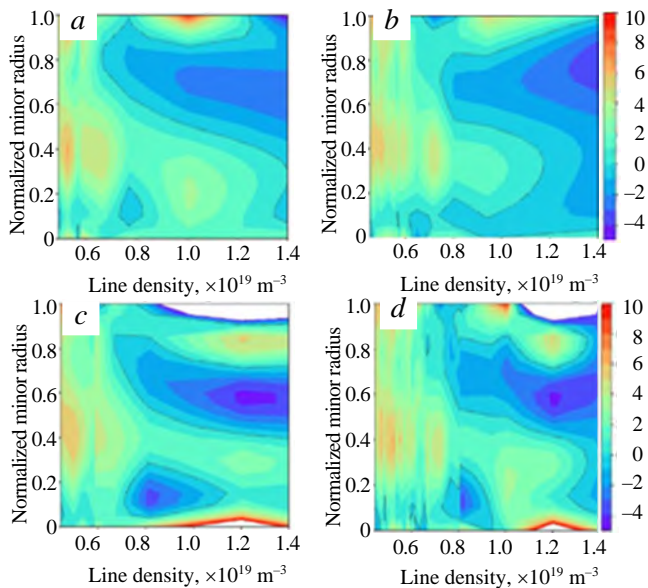


Fig. 9. Contour plots of the radial electric field, obtained from derivation of the spline-fits to HIBP plasma potential profiles, in the indicated discharges: № 46 996 (*a*), № 47 000 (*b*), № 46 992 (*c*), configuration 100-44-64 (*d*)

the same ripple as for the broad ECRH experiments. Fig. 8, *a* shows the plasma potential profiles and Fig. 8, *b* the corresponding radial electric fields. As expected, the differences in $E_r(\rho)$ are large despite the similar magnitudes of the bulk plasma potential. The large E_r from HIBP near the edge is an artifact of the fitting to polynomials; by inspection of Fig. 8, *a*, the near-edge HIBP electric field during the 2nd stage could be close to zero rather than growing.

Fig. 9 shows the contour plots obtained after obtaining the derivative of the HIBP plasma potential profiles measured during several discharges (see plot titles) of the broad-ECRH experiments, including also an ensemble of profiles from different discharges in the magnetic configuration 100-44-64 (bottom right plot). The $\phi^{\text{HIBP}}(\rho)$ profiles have been fit using a cubic spline, from which we have obtained the electric field as

$$E_r^{\text{HIBP}} \equiv -\frac{1.2}{a} \frac{d\phi^{\text{HIBP}}}{d\rho},$$

where the factor 1.2 is a good figure for the flux-surface average of $|\nabla\rho|$ in most of the plasma, and $a = 0.19$ m is the minor radius that corresponds to these magnetic configurations. This is a simplification that works very well for the present practical purposes. The figure aims at showing explicitly the variability of the multi-profile measurements, as well as to allow for a visual comparison with the calculated E_r . We present the whole range $0 \leq \rho \leq 1$ even though the values near the boundaries are affected, as before, by the polynomial fits. However, the latter are very good in the range, say, $0.1 \leq \rho \leq 0.9$, where we find consistency in the data from the different panels in Fig. 9:

- $E_r > 0$ (electron root) for line densities below, approximately, $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. The highest E_r values are found around $\rho = 0.4$;
- the ion root seems to appear inside the plasma, around $0.7 \leq \rho \leq 0.8$, in agreement with Doppler reflectometry [37];
- the plasma region with positive electric field moves towards the core as the density increases;
- the plasma goes through a stage of near null radial electric field in most of the plasma at line-densities around $\bar{n}_e \sim 0.8 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$;
- only at the highest densities does the plasma stay completely in the ion root, $\bar{n}_e > 1.2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

As expected after the results obtained for the two-stage discharges, these features are hardly obtained with the modeling based on the small ripple (Eq. 4), which we do not show for brevity: the electron root is found in the whole plasma (except at the very edge) for the lowest densities, but the maximum E_r is found around $0.6 \leq \rho \leq 0.8$ and the ion root often starts at the edge, although this last point is very sensitive to the boundary values.

The calculations shown in Fig. 7 have been repeated using effective ripple profiles like those published previously [12, 17, 36] for the same TJ-II magnetic configuration (remember that the two magnetic configurations used here are practically equivalent). In particular, the ε_{eff} profiles shown in references [12, 17] are very similar and give correspondingly similar results under the analytical model of Ref. [24] used in the present paper. We have taken a profile in between these two that can be expressed with a simple formula,

$$\varepsilon_{\text{eff}} = 0.054 \cdot 10^0. \quad (5)$$

As mentioned before, the values given by this effective ripple profile are approximately one order of magnitude larger than those of the profile that approximates HIBP data (Eq. 4) and, consequently, overestimate the plasma potential because electron transport is promoted: $\varphi(0)$ at low densities is larger than the experimental values, and it reaches less negative values at high densities. On the other hand, this effective ripple yields numerical results that are comparable to DKES calculations with the same plasma profiles. This can be appreciated in Fig. 10, where we show the comparison between the plasma potential values (with $\varphi_a = 0$ in all cases) obtained with DKES and the

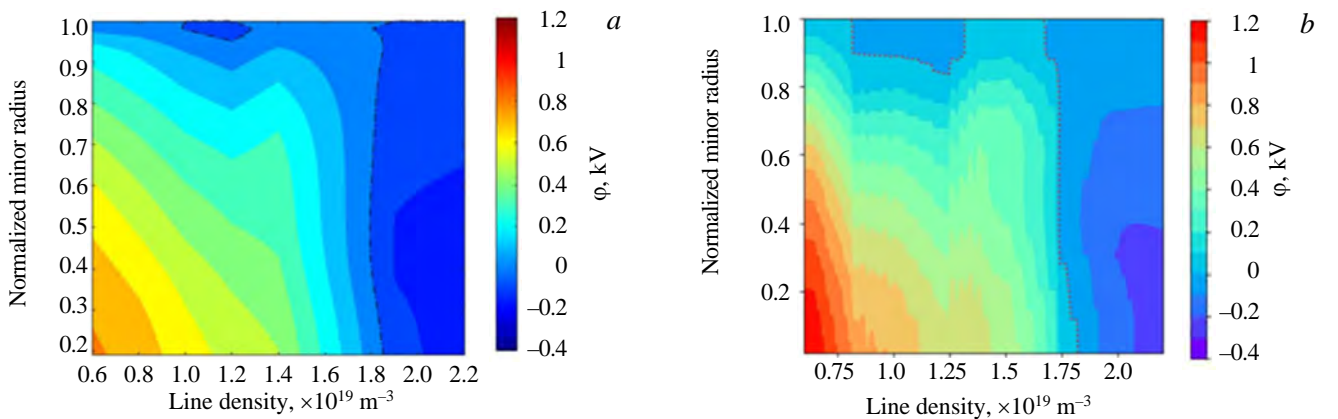


Fig. 10. Contour plots of the calculated plasma potential in density scans using (a); DKES and the neoclassical model with $\varepsilon_{\text{eff}} = 0.054 \cdot 10^0$ (b)

neoclassical model for the same given plasma profiles. In particular, we have taken the set of averaged discharges from configuration 100_44_64, to which we have added profiles from single discharges at densities 1.0, 1.2, 1.4, 1.9 and $2.2 (\times 10^{19} \text{ m}^{-3})$ in order to extend the scan. DKES results are quite similar to the results found with the semi-analytical formulation. This is not surprising because a similar result was obtained previously [13] using the same model formulation and a not too different effective ripple (around a 70% of the present one).

We ought to mention here that the calculations from DKES have also important uncertainties related to the lack of convergence of the monoenergetic diffusion coefficients (D_{11}) at low collisionalities and large radial electric fields. In order to set the values in this regime we used a criterion based on the interpolation to the expected analytical collisionality scalings ($\sim 1/\nu$, $\sim \sqrt{\nu}$ or $\sim \nu$) which still leaves some uncertainty in the values. Also, sometimes there is a significant variation in D_{11} from one flux surface to the next leading to «spiky» profiles for E_r and the particle fluxes.

As a further comparison between the numerical calculations with DKES and the analytical model, in Fig. 11 we compare the profiles of radial electric field and neoclassical electron diffusivity in the two stage experiments.

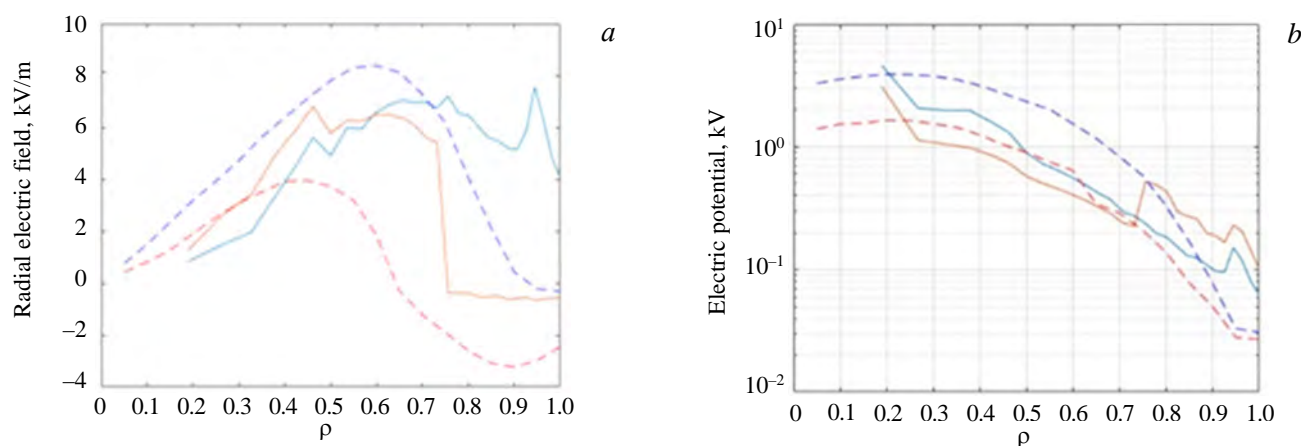


Fig. 11. Radial electric field from DKES calculations (lines) and from the analytical model (dashes) (a); corresponding electron diffusivity. Plasma profiles correspond to the stage 1 (blue) and stage 2 (red) of the two-stage experiments (see Fig. 4) (b): — DKES stage 1; — DKES stage 2; - - - Beidler stage 1; - - - Beidler stage 2

In agreement with Fig. 10, the magnitudes of E_r and D_e are more or less the same for the analytical model and DKES estimates although the radial profiles are not exactly the same. At larger radii, DKES produces E_r values that are more positive than the analytical model for both stages. On the other hand, the diffusivity has a better agreement near the edge region for the two calculations while the values in the plasma bulk from DKES

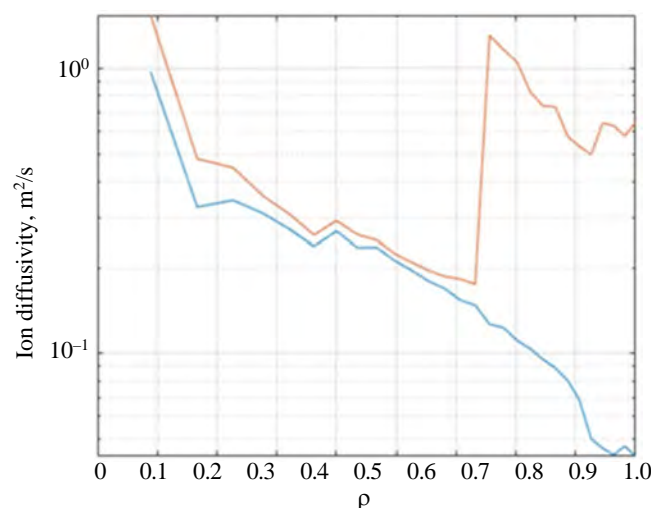


Fig. 12. Ion thermal diffusivity profiles from DKES calculations using the plasma profiles that correspond to stage 1 (blue) and stage 2 (red) of the two-stage experiments (see Fig. 4); — DKES stage 1; — DKES stage 2

tend to be lower than those from the analytical model of Ref. [24]. Our results from DKES for the diffusivities have the same trends found in previous works based on Monte Carlo simulations [17] and also on DKES computations [12], namely, the electron thermal diffusivity has an increment near the central plasma (see Fig. 11, b while the ion thermal diffusivity, shown in Fig. 12, has an increment in a region closer to the edge, especially seen here for stage 2. The well-known poor convergence of DKES at low collisionalities is responsible for the large fluctuations in the radial profiles. We also point out that the inaccuracy of the experimental ion temperature produces large uncertainties in E_r since it is quite sensitive to the relative values of the ion to electron temperatures, especially near the edge. The transition from the electron root (positive E_r) to the ion root (negative E_r) can change by modifying the edge T_i . At whole, the agreement between the two calculations can be reasonably good when the effective ripple is of the order of that used in the literature.

between the two calculations can be reasonably good when the effective ripple is of the order of that used in the literature.

We end the presentation of results showing the radial electric field obtained from the neoclassical model in an extended range of densities. Fig. 13 shows the pattern of variation $E_r(\rho, n_e)$ from the neoclassical estimate using the same color scale as in Fig. 9 to ease the comparison (white means out of range). The patterns in both figures are roughly similar except that the line-density values are not coincident (note the horizontal scales in Fig. 9 and 13). This fact moved us to play with the uncertain ion temperature up to twice the measured values, which has been found to be insufficient to explain the disagreement between measurements and model. We see that the trends and the order of magnitude of the E_r values are comparable between NC calculations and experiments, but the differences are significant enough to make a fine comparison and an assessment of the errors not worth it.

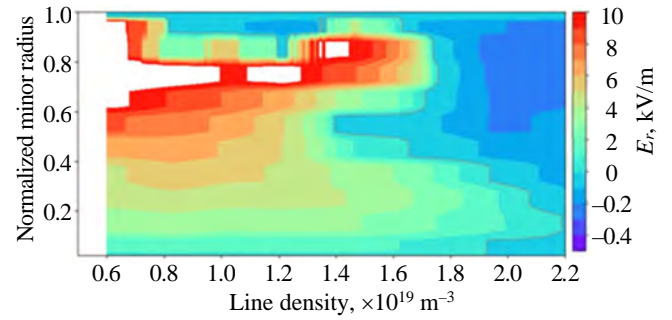


Fig. 13: Contour map of the neoclassical estimate of the radial electric field for the broad ECRH experiments extended to the beginning of the NBI phase (see Fig. 1). The inputs to the model are average profiles of similar density discharges (shown in subsection «Discharges...»). Zones in white are out of the range indicated in the color bar

DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this work, we have used experimental data from ECRH plasmas of the TJ-II heliac to make two comparisons: (i) experimental data versus neoclassical calculations and (ii) numerical kinetic calculations versus analytical formulae. Two sets of discharges were used, for which plasma profiles and the corresponding HIBP measurements of the electric potential are available and validated.

The analytical calculation captures the qualitative behavior of both, the experimental data (Figs. 5 and 7) and the numerical values obtained with the kinetic code DKES (Fig. 10). This means that neoclassical scalings and dependencies can explain to a good extent the radial electric field in TJ-II plasmas. The comparison between kinetic calculations (where the effective ripple is an output) and the analytical formulation using the same effective ripple indicates that the formulation reproduces quite well the dependencies and values of the neoclassical fluxes obtained numerically; and, consequently, the radial electric fields. With respect to the comparison with the experimental values of the plasma potential, we have found that quantitative agreement between the neoclassical formulation and the experimental data can be found to an acceptable level by adjusting the effective ripple, but the needed value is an order of magnitude smaller than the one used in DKES comparisons. Therefore, referring now to DKES or analytical calculations as, simply, neoclassical model, a main result of this study is that the quantitative differences between experiments and model are too large for an acceptable assessment of the latter with the assumed hypothesis (local fluxes, gyro-center approximation etc.). We have played with the most uncertain of our inputs, namely the ion temperature, in order to find out at what extent a systematic modification of the T_i profiles could make the neoclassical model approach the experimental values. As far as we have checked, quite high T_i profiles, around twice the typical measurements, are still not enough to «force» a similarity of theoretical and experimental data for the plasma potential in the scans here studied. It is acknowledged, at this respect, that the boundary and near-boundary values of all the main plasma profiles, especially the electron and ion temperatures, can give rise to large differences in the core plasma potential due to its integral nature, but the comparison of the experimental and estimated electric fields clearly indicates that a change of the edge temperature values is not enough either to explain the discrepancies.

If we reject T_i as the main source of discrepancy, it is in order mentioning other possibilities here. Supra thermal electrons related with ECRH in the TJ-II stellarator have been indeed identified [38], and their presence would increment the radial electron fluxes [39] which would tend to shift the electric field values to the positive side (electron root). For the present experiments, we reject this as a cause for discrepancy because supra thermal electrons would then take the neoclassical results further from the experiment and, additionally, we have chosen discharges where this effect is expected to be mitigated in most of the studied plasmas. More important might be the non-local effects on the particle fluxes, which have been found to be considerable in a large magnetic ripple machine as TJ-II is. In a previous study [40] the ion fluxes were found larger than those obtained using the local

ansatz (as is the case of DKES and the model calculations in the present work), which would tend to decrease the plasma potential in the estimates of collisional transport. In favor of this possibility we can argue that the TJ-II magnetic configurations used correspond to large magnetic ripple simply because they are large and, consequently, the plasma gets closer to the magnetic field coils; and also that the electrons are expected to have smaller drifts (aside from $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) than the ions so the nonlocal effects are expected to be less pronounced in them. In consequence, nonlocal effects in TJ-II are expected to increase the ion fluxes more than the electron fluxes promoting in this way a shift of the radial electric fields towards negative values, possibly improving the agreement with the measurements. Other effects can also affect the resulting electric fields, like the effective charge or the variations of the electric potential on a flux magnetic surface [41], but these effects would require dedicated studies before making any conjecture.

It is worth mentioning here that most ECRH TJ-II plasmas operate below line density $0.7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ and under ECRH power above 400 kW. In these cases, the radial electric field is positive in the central region, as seen in Figs. 8 and 11. This means that the concept of core electron root confinement (CERC) observed in some stellarators, which involves a transition from the ion to the electron root, should not be invoked for the TJ-II case as done in [15], because the phenomenon in the TJ-II case happens in plasma conditions, where the radial electric field must be positive in most or all of the plasma. Rather, the physics for the apparent enhancement of the electron heat confinement observed in TJ-II ECRH discharges includes two ingredients related with the radial electric field: (i) the neoclassical electric field in the core plasma, where the phenomenon occurs, is already in the electron root prior to the change in electron temperature profiles [14]; and (ii) the presence of a low-order rational number of the rotational transform near the ECRH deposition zone helps, if it is not necessary as it seems, to provoke the transition [42]. Many later experiments support these notions (see [43] and references therein). The CERC or CERC-like discharges were intensively explored in TJ-II with HIBP measurements of plasma potential. The initial data indicates the effect in the core plasma potential, accompanying the increase of the central electron temperature [44–46]. The detailed analysis of CERC plasma potential profiles presents the targeted future studies.

The present study explored the density variation, that is allowed in ECRH plasmas. This is relatively low-density case. The higher-density (high-collisionality) NBI plasmas also present an important issue for NC approach [4, 13]. The similar studies were done for higher density plasmas in tokamaks [5, 6]. However, the situation in such plasmas is in some sense simpler since the ion transport is dominated over electron one and E_r is not implicitly included in the transport coefficients. The observed negative electric field, resembling the one in higher density stellarator plasmas, was analyzed even for the 3D realistic case of the tokamak with toroidal ripple [47, 48]. For stellarators this topic deserves a separate study and it is planned for the future.

In conclusion, we have done a study based on measurements of plasma potential profiles in repetitive plasmas of the TJ-II stellarator with several densities on the order of 10^{19} m^{-3} under ECRH. We have found that:

- local neoclassical calculations of the electron and ion fluxes using the numerical code DKES and model formulae for the mono-energetic transport coefficients are found in fair agreement when the effective ripple obtained from the numerical calculations are used in the formulation (see Fig. 10). We call this «neoclassical estimates»;
- using the neoclassical formulation we can mimic acceptably the experimental plasma-potential profiles at the expense of reducing the effective ripple and increasing the ion temperature with respect to the values obtained from the CX-NPA diagnostic (compare Figs. 5 and 7). With the standard effective ripple, the neoclassical estimates of the plasma potential are considerably larger than the experimental values;
- the comparison of the radial electric fields between neoclassical estimates and measurements (Figs. 8 and 9 for HIBP data, and 13 for the calculations) is good within order of magnitude, but there are notable differences in the profiles for each line-density value in this study;
- the so called CERC phenomenon must be considered in TJ-II plasmas, as a phenomenon that happens in already electron-root plasmas. Therefore, the explanation must go beyond the mere passage from electron to ion-root conditions.

The research was funded by Russian Science Foundation, Project 19-12-00312, AVM was partly supported by the Competitiveness Program of NRNU MEPhI. Support from IAEA CRP F13019 «Network of Small and Medium Size Magnetic Confinement Fusion Devices for Fusion Research», Contract A1-S-24157 and PAPIIT-UNAM IN112118 projects is also acknowledged.

REFERENCES

1. Vargas V.I., Lopez-Bruna D., Herranz J., Castejon F. and the TJ-II Team. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 1367.
2. Tallents S., Lopez-Bruna D., Velasco J.L., Ochando M.A., van Milligen B.P., Vargas V.I., Martinell J.J., Tafalla D., Fontdecaba J.M., Herranz J., Blanco E., Tabares F.L., Estrada T., Pastor I. and the TJ-II Team. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2014, vol. 56, 075024.
3. Yamada H., Harris J., Dinklage A., Ascasibar E., Sano F., Okamura S., Talmadge J., Stroth U., Kus A., Murakami S., Yokoyama M., Beidler C., Tribaldos V., Watanabe K., Suzuki Y. — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 1684.
4. Мельников А.В., Дябилин К.С., Елисеев Л.Г., Лысенко С.Е., Днестровский Ю.Н. Измерения и моделирование электрического потенциала в стеллараторе TJ-II. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 3, с. 54—73.
5. Melnikov A., Hidalgo C., Eliseev L., Ascasibar E., Chmyga A., Dyabilin K., Krasilnikov I., Krupnik L., Khrebtov S., Komarov A., Kozachek A., Lopez-Bruna D., Lysenko S., Mavrin V., de Pablos J., Pastor I., Perfilov S., Pedrosa M., Shurygin R., Vershkov V. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, 083043.
6. Melnikov A., Hidalgo C., Ido T., Shimizu A., Fujisawa A., Dyabilin K., Lysenko S. — Plasma Fusion Research, 2012, vol. 7, 2402114.
7. Melnikov A.V. Electric Potential in Toroidal Plasmas (Springer Nature, Switzerland, AG, 2019) ISBN 978-3-030-03480-1.
8. Krupnik L., Alonso A., Ascasibar E., Estrada T., Hidalgo C., van Milligen B., Ochando M., Pedrosa M., de Pablos J.L., Tribaldos V., Chmyga A., Dreval N., Deshko G., Khrebtov S., Komarov A., Kozachok A., Tereshin V., Eliseev L., Melnikov A., Silva C. — Czech. J. Phys., 2005, vol. 55, p. 317—339.
9. Melnikov A., Eliseev L., Grashin S., Gudozhnik A., Lysenko S., Marvin V., Perfilov S., Vershkov V., Krupnik L., Chmyga A., Komarov A., Kozachok A., Hidalgo C., Alonso A., de Pablos J., Pedrosa M. — Czech. J. Phys., 2005, vol. 55, p. 1569.
10. Tribaldos V. — Phys. Plasmas, 2001, vol. 8, p. 1229.
11. Garcia J., Dies J., Castejon F., Yamazaki K. — Phys. Plasmas, 2007, vol. 14, 102511.
12. Velasco J.L., Castejon F. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2012, vol. 54, 015005.
13. Gutierrez-Tapia C., Martinell J.J., Lopez-Bruna D., Melnikov A.V., Eliseev L., Rodriguez C., Ochando M.A., Castejon F., Garcia J., van Milligen B.P., Fontdecaba J.M. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2015, vol. 57, 115004.
14. Castejon F., Tribaldos V., Garcia-Cortes I., de la Luna E., Herranz J., Pastor I., Estrada T. and TJ-II Team. — Nucl. Fusion, 2002, vol. 42, p. 271.
15. Yokoyama M., Maaßberg H., Beidler C., Tribaldos V., Ida K., Estrada T., Castejon F., Fujisawa A., Minami T., Shimosuma T., Takeiri Y., Dinklage A., Murakami S., Yamada H. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 1213.
16. Beidler C., Allmaier K., Isaev M., Kasilov S., Kernbichler W., Leitold G., Maaßberg H., Mikkelsen D., Murakami S., Schmidt M., Spong D., Tribaldos V., Wakasa A. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, 076001.
17. Turkin Y., Beidler C.D., Maaßberg H., Murakami S., Tribaldos V., Wakasa A. — Phys. Plasmas, 2011, vol. 18, 022505.
18. Dinklage A., Yokoyama M., Tanaka K., Velasco J., Lopez-Bruna D., Beidler C., Satake S., Ascasibar E., Arevalo J., Baldzuhn J., Feng Y., Gates D., Geiger J., Ida K., Isaev M., Jakubowski M., Lopez-Fraguas A., Maaßberg H., Miyazawa J., Morisaki T., Murakami S., Pablant N., Kobayashi S., Seki R., Suzuki C., Suzuki Y., Turkin Y., Wakasa A., Wolf R., Yamada H., Yoshinuma M., LHD Group, TJ-II Team and W7-AS Team. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, 063022.
19. Lopez-Bruna D., Velasco J.L., Ochando M., Guasp J., Lopez-Fraguas A., van Milligen B.P., Ascasibar E., Liniers M., Estrada T., Fontdecaba J.M., Pastor I., Tafalla D., Medina F., Eliseev L., Melnikov A., Perfilov S., Herranz J., Zurro B., McCarthy K.J., Tabares F. and the TJ-II Team. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2013, vol. 55, 015001.
20. Velasco J.L., McCarthy K.J., Panadero N., Satake S., Lopez-Bruna D., Alonso A., Calvo I., Dinklage A., Estrada T., Fontdecaba J.M., Hernandez J., Garcia R., Medina F., Ochando M., Pastor I., Perfilov S., Sanchez E., Soletto A., van Milligen B.P., Zhezhera A. and the TJ-II Team. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2016, vol. 58, 084004.
21. Zurro B., Baciero A., Rapisarda D., Tribaldos V. and TJ-II team. — Fusion Sci. Technol., 2006, vol. 50, p. 419—427.
22. Lopez-Bruna D., Reynolds J.M., Cappa A., Martinell J., Garcia J., Gutierrez-Tapia C. Programas perifericos de ASTRA para el TJ-II, 2010, Informes Tecnicos Ciemat № 1201, CIEMAT, URLhttp://documenta.ciemat.es/bitstream/123456789/114/1/40921_IC1201.pdf.
23. Gutierrez-Tapia C., Martinell J.J., Lopez-Bruna D., Melnikov A.V. — J. Phys.: Conf. Series, 2015, vol. 591, 012011.
24. Beidler C.D. Neoclassical Transport Properties of HSR. Report 2/331, 1996, IPP-Garching.
25. Hirshman S.P., Shaing K.C., van Rij W.L., Beasley C.O. Jr., Crume E.C. — Phys. Fluids, 1986, vol. 29, p. 2951.
26. Van Milligen B.P., Estrada T., Ascasibar E., Tafalla D., Lopez-Bruna D., Fraguas A.L., Jimenez J.A., Garcia-Cortes I., Dinklage A., Fischer R. — Rev. Sci. Instrum., 2011, vol. 82, 073503.
27. Fontdecaba J.M., Pastor I., Arevalo J., Herranz J., McCarthy K.J., Sanchez-Burillo G. — Plasma Fusion Res., 2010, vol. 5, S2085.
28. Guzman F., Tabares F.L., Tafalla D., Garcia-Cortes I., Balbin R. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 390—391, p. 1127—1130.
29. Pelaez R.J., Zurro B., Baciero A., Rapisarda D., Clark C.J. — Phys. B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2010, vol. 43, 144016.
30. Melnikov A., Krupnik L., Eliseev L., Barcala J., Bravo A., Chmyga A., Deshko G., Drabinskij M., Hidalgo C., Khabanov P., Khrebtov S., Kharchev N., Komarov A., Kozachek A., Lopez J., Lysenko S., Martin G., Molinero A., de Pablos J., Soletto A., Ufimtsev M., Zenin V., Zhezhera A. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, 072004.
31. Sharma R., Khabanov P., Melnikov A., Hidalgo C., Cappa A., Chmyga A., Eliseev L.G., Estrada T., Kharchev N.K., Kozachek A.S., Krupnik L.I., Malaquias A., van Milligen B., Molinero A., de Pablos J.L., Pastor I., Zenin V.N. — Phys. Plasmas, 2020, vol. 27, 062502.

32. Maaßberg H., Beidler C.D., Simmet E.E. — Plasma Phys. Control. Fusion, 1999, vol. 41, p. 1135.
33. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. ASTRA Automated System for TRansport Analysis. Tech. Rep. IPP 5/98, Max Plank Institut für Plasmaphysik, Garching, 2002.
34. Reiter D. The EIRENE code user manual (including: B2-EIRENE interface), 2005; URL <http://www.eirene.de/html/manual.html>.
35. Vargas V.I., Lopez-Bruna D., Guasp J., Herranz J., Estrada T., Medina F., Ochando M., Velasco J.L., Reynolds J.M., Ferreira J.A., Tafalla D., Castejon F., Salas A. Density dependence of particle transport in ECH plasmas of the TJ-II stellarator. Tech. Rep. № 1162. Ciemat, Madrid, Spain, 2009.
36. Seiwald B., Kasilov S., Kernbichler W., Kalyuzhnyj V., Nemov V., Tribaldos V., Jimenez J. — J. Comput. Phys., 2008, vol. 227, p. 6165—6183.
37. Happel T., Estrada T., Hidalgo C. — Europhys. Lett., 2008, vol. 84, p. 65001.
38. Ochando M.A., Medina F. and the TJ-II Team. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2003, vol. 45, p. 221.
39. Martinell J.J. — Radiat. Eff. Defect. S., 2016, vol. 171, p. 103—108.
40. Tribaldos V., Guasp J. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, p. 545—559.
41. Calvo I., Parra F.I., Velasco J.L., Alonso J.A. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2017, vol. 59, 055014.
42. Castejon F., Lopez-Bruna D., Estrada T., Ascasibar E., Zurro B., Baciero A. — Nucl. Fusion, 2004, vol. 44, p. 593.
43. Estrada T., Medina F., Lopez-Bruna D., Ascasibar E., Balbin R., Cappa A., Castejon F., Eguilior S., Fernandez A., Guasp J., Hidalgo C., Petrov S. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 305.
44. Estrada T., Krupnik L., Dreval N., Melnikov A.V., Khrebtov S.M., Hidalgo C., van Milligen B., Castejón F., Ascasíbar E., Eliseev L., Chmyga A.A., Komarov A.D., Kozachok A.S., Tereshin V. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2004, vol 46, № 1, p. 277—286.
45. Estrada T., Alonso A., Chmyga A.A., Dreval N., Eliseev L., Hidalgo C., Komarov A.D., Kozachok A.S., Krupnik L., Melnikov A.V., Nedzelskiy I.S., de Pablos J.L., Pereira L.A., Tashev Yu., Tereshin V., Vargas I. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2005, vol. 47, № 11, p. L57—L63.
46. Estrada T., López-Bruna D., Alonso A., Ascasíbar E., Baciero A., Cappa A., Castejón F., Fernández A., Herranz J., Hidalgo C., de Pablos J.L., Pastor I., Sánchez E., Sánchez J., Krupnik L., Chmyga A., Dreval N., Khrebtov S.M., Komarov A.D., Kozachok A.S., Tereshin V., Melnikov A.V., Eliseev L. — Fusion Science and Technology, 2006, vol. 50, № 2, p. 127—135.
47. Isaev M.Yu., Beidler C.D., Chudnovskiy A.N., Dyabilin K.S., Maassberg H., Melnikov A.V., Perfilov S.V., Turkin Y. — In: Proc. 39th EPS Conference & 16th Intern. Congress on Plasma Physics. Stockholm, Sweden (2—6 July 2012), ECA, vol. 36A, Rep. P2.077; <http://ocs.ciemat.es/epsicpp2012pap/html/>.
48. Melnikov A.V., Eliseev L.G., Perfilov S.V., Andreev V.F., Grashin S.A., Dyabilin K.S., Isaev M.Yu., Chudnovskiy A.N., Ly-senko S.E., Mavrin V.A., Mikhailov M.I., Ryzhakov D.V., Shurygin R.V., Zenin V.N. and the T-10 Team. — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 093019.



D. Lopez-Bruna, Ph.D. Researcher; Laboratorio Nacional de Fusion, CIEMAT, 28040-Madrid, Spain

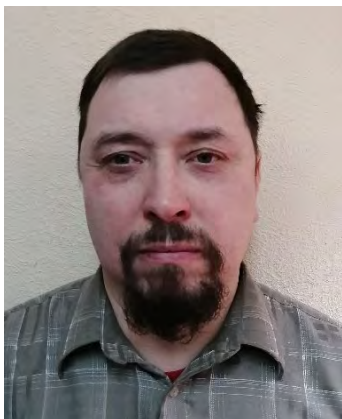
C. Gutierrez-Tapia, Ph.D. Researcher; Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares, 52045 Ocoyoacac, Edo. de Mexico, Mexico



J.J. Martinell, Ph.D. Professor; Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autonoma Mexico, Mexico D.F., Mexico



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



Леонид Геннадьевич Елисеев, с.н.с., трижды лауреат премии им. И.В. Курчатова, лауреат премии РАН им. Л.А. Арцимовича; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Eliseev_LG@nrcki.ru



Филипп Олегович Хабанов, м.н.с., к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Khabanov_PO@nrcki.ru



I. Pastor, Ph.D. Researcher; Laboratorio Nacional de Fusion, CIEMAT, 28040-Madrid, Spain

D. Tafalla, Ph.D. Researcher; Laboratorio Nacional de Fusion, CIEMAT, 28040-Madrid, Spain

Статья поступила в редакцию 2 января 2021 г.

После доработки 12 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 94—105.

УДК 544.022.341, 544.022.382

ДИФФУЗИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОБСТВЕННЫХ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕДИ: МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

А.Б. Сивак, Д.Н. Демидов, П.А. Сивак

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Методами молекулярной статики (МС) и молекулярной динамики (МД) получены энергетические, кристаллографические и диффузионные характеристики вакансий и собственных межузельных атомов (СМА) в гранецентрированном кубическом (ГЦК) кристалле меди. Температурные зависимости коэффициентов диффузии и самодиффузии в расчёте на один собственный точечный дефект (СТД) вычислены в температурных диапазонах 750—1300 и 300—1300 К для вакансий и СМА соответственно. Температурные зависимости коэффициентов диффузии вакансий во всём рассмотренном температурном диапазоне хорошо описываются зависимостью Аррениуса с энергией активации миграции 0,73 эВ, а соответствующие зависимости для СМА в температурном диапазоне 300—800 К — с энергией активации миграции 0,08 эВ. Диффузия СТД имеет существенно трёхмерный характер при всех температурах. Полученные МД-результаты хорошо согласуются с известными экспериментальными данными.

Ключевые слова: медь, молекулярная динамика, потенциал межатомного взаимодействия, объёмные свойства кристалла, радиационные дефекты, диффузия.

DIFFUSION CHARACTERISTICS OF SELF-POINT DEFECTS IN COPPER: MOLECULAR DYNAMICS STUDY

A.B. Sivak, D.N. Demidov, P.A. Sivak

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The energetic, crystallographic and diffusion characteristics of vacancies and self-interstitial atoms (SIAs) in fcc copper crystal have been obtained by molecular statics (MS) and molecular dynamics (MD). The temperature dependences of the diffusion and self-diffusion coefficients per a self-point defect (SPD) have been calculated in the temperature ranges 750—1300 and 300—1300 K for vacancies and SIAs, respectively. Arrhenius-type dependences describe well the temperature dependences of the vacancy diffusivities in the considered temperature range with migration activation energy of 0.73 eV and the corresponding dependences for SIAs in the temperature range 300—800 K with migration activation energy of 0.08 eV. Diffusion of SPDs has an essentially three-dimensional character at all the temperatures. The obtained MD results are in good agreement with the known experimental data.

Key words: copper, molecular dynamics, interatomic interaction potential, crystal bulk properties, radiation defects, diffusion.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-106-118

ВВЕДЕНИЕ

Медь и сплавы на её основе (например, хромциркониевая бронза) планируются к использованию в качестве функциональных материалов термоядерных реакторов [1—3], так как эти материалы обладают прекрасными тепло- и электропроводящими свойствами. В процессе работы перспективных термоядерных установок материалы активной зоны будут подвергаться значительным радиационным нагрузкам [3, 4]. Полностью воспроизвести рабочие условия материалов (температура, нейтронный спектр, повреждающая доза, др.) не всегда возможно в радиационных экспериментах, проводимых в реакторах деления, что вносит неопределённость в определение эксплуатационного ресурса материалов. Одним из путей, направленных на уменьшение разрыва между имеющимися и необходимыми знаниями о радиационных свойствах материалов, является использование физически обоснованных моделей изменения свойств материалов под повреждающим облучением (например, радиационное вакансионное распухание, радиационная ползучесть). Их предсказательная способность зависит от надёжности знания характеристик радиационных дефектов — собственных точечных дефектов (СТД) и их кластеров, которые являются параметрами таких моделей. В связи со значительными трудностями в определении характеристик радиационных дефектов экспериментальными методами существует востребованность методов компьютерного моделирования на основе атомистических моделей.

Достоверность результатов атомистических моделей определяется точностью описания межатомных взаимодействий. Поэтому используемый потенциал межатомного взаимодействия (ПМВ) в моделирующих исследованиях обязательно должен быть подвергнут критическому анализу на

предмет воспроизведения известных из экспериментов свойств кристалла и его дефектов. В [5, 6] проводились проверка точности опубликованного в [7] потенциала EAM1 и разработка новых потенциалов (потенциал Cu1, разработанный в [5], его несколько модифицированный в [6] вариант Cu2, разработанный в [8] и модифицированный в [5] потенциал AVCHM) для исследования кинетики кристаллизации из глубоко переохлаждённых расплавов меди [5] и взаимодействий собственных межузельных атомов (СМА) с двойниковыми границами [6]. Потенциалы, разработанные в [5, 6], лучше описывают свойства жидкой фазы, но потенциал EAM1 лучше согласуется с экспериментальными данными относительно свойств дефектов кристаллической решётки (например, в отношении энергии миграции вакансии). В [9] имеются данные о температурных зависимостях диффузионных характеристик СМА в меди, рассчитанных методом молекулярной динамики (МД) с помощью ПМВ [10, 11], менее точно описывающих экспериментальные данные о свойствах кристалла меди и его дефектов по сравнению с ПМВ EAM1. МД-данных по диффузии вакансий в меди в публикациях обнаружить не удалось. В настоящей работе для моделирования СТД в меди используется ПМВ EAM1, разработанный в [7]. Его параметризация проводилась так, чтобы некоторый набор модельных свойств кристалла и его дефектов максимально хорошо воспроизводил соответствующий набор экспериментальных данных. Затем этот ПМВ был протестирован в отношении описания известных свойств кристалла, которые не использовались при его параметризации, при этом вновь было получено хорошее согласие в отношении описания таких свойств. В настоящей работе проводится дополнительное тестирование данного ПМВ на предмет сравнения с рядом иных экспериментальных данных и с его помощью исследуются диффузионные характеристики СТД-методом МД в температурных диапазонах 750—1300 и 250—1300 К для вакансий и СМА соответственно.

ПОТЕНЦИАЛ МЕЖАТОМНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

ПМВ EAM1 для Cu [7] разработан в рамках метода погружённого атома (МПА) [12], в котором полная потенциальная энергия системы частиц записывается как $E_{\text{tot}} = \frac{1}{2} \sum_{ij} U(r_{ij}) + \sum_i F(\bar{\rho}_i)$, где $U(r_{ij})$ — парный потенциал как функция расстояния r_{ij} между атомами i и j , F — энергия погружения как функция электронной плотности, создаваемой в положении i всеми остальными атомами системы. Последняя записывается как $\bar{\rho}_i = \sum_{j \neq i} \rho(r_{ij})$, где $\rho(r)$ — функция электронной плотности.

При создании ПМВ EAM1 его параметры оптимизировались путём минимизации взвешенного среднеквадратического отклонения выбранных свойств меди от их целевых величин, взятых из эксперимента или полученных расчётами в рамках теории функционала электронной плотности (ТФП). Помимо параметра решётки при 0 К a_0 , энергии когезии E_0 и объёмного модуля B , экспериментальная часть базы данных, к которой подгонялись параметры ПМВ, содержала упругие постоянные второго порядка (УПВП) c_{ij} , фононные частоты в точке X на границе зоны Бриллюэна, энергию образования E^F и энергию миграции E^M вакансии и энергию дефекта упаковки вычитания. Также с небольшим весом учитывались значения температурного расширения при некоторых температурах и равновесная энергия связи димера (двух атомов) меди. Дополнительно требовалось, чтобы энергия идеального кристалла с ГЦК-решёткой следовала уравнению состояния Розе [13] так точно, как возможно. ТФП-часть подгоночной базы данных содержала избыточную энергию ГПУ- и ОЦК-структур относительно ГЦК-структуры. Короткодействующая часть потенциала оптимизировалась отдельно, чтобы воспроизвести ТФП-значения энергий ГЦК-структуры и димера при сильных сжатиях. Чтобы убедиться в надёжности используемого ПМВ, необходимо протестировать его в отношении описания свойств решётки и её дефектов, которые не использовались при разработке потенциала, а также убедиться в том, что в области малых r парный потенциал $U(r)$ близок к универсальному экранированному потенциалу ZBL [14] для Cu, что позволяет обоснованно использовать ПМВ для моделирования каскадов атомных столкновений.

Короткодействующая часть $U(r)$. Функция $U(r)$ для $r < 200$ пм показана на рис. 1 вместе с универсальным экранированным кулоновским потенциалом ZBL для Cu. Видно, что с уменьшением r потенциал

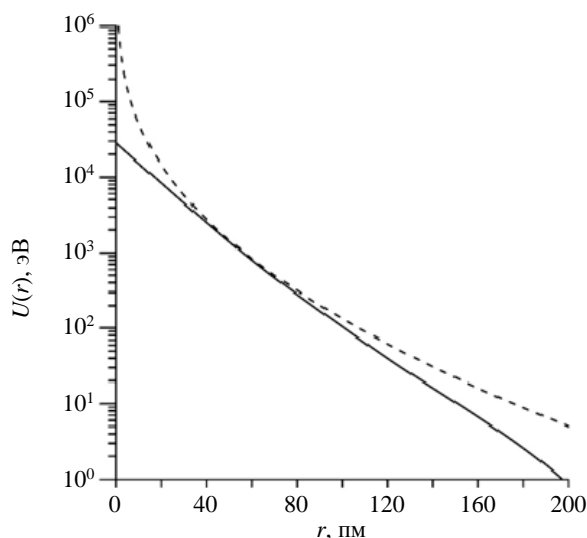


Рис. 1. Отталкивательная ветвь парной части потенциала взаимодействий EAM1 [7] (—) и универсальный экранированный кулоновский потенциал ZBL [14] (- - -)

EAM1 стремится к потенциалу ZBL, практически соприкасаясь с ним при $r \approx 50$ пм. При дальнейшем уменьшении r потенциалы быстро расходятся. Короткодействующая часть $U(r)$ важна при моделировании каскадов атомных столкновений. На рис. 1 видно, что потенциал EAM1 пригоден для моделирования каскадов с повреждающей энергией до ~ 1 кэВ, так как при данной энергии потенциалы EAM1 и ZBL близки. Для более высокоэнергетических каскадов необходимо модифицировать функцию $U(r)$, чтобы она плавно переходила в потенциал ZBL, что несложно сделать, так как значения этих потенциалов и их первых производных близки при $r \approx 50$ пм, как уже было сказано.

Равновесный параметр решётки и упругие постоянные при 0 К. В табл. 1 сведены объёмные свойства ГЦК-кристалла меди, рассчитанные с использованием ПМВ EAM1 при 0 К в [5] и в настоящей работе, а также результаты экспериментальных измерений этих же свойств (температуры, при которых проводились измерения, указаны в примечании к таблице). Погрешность экспериментального определения упругих постоянных c_{11} , c_{12} , c_{44} не превышает 0,5%, а их производных по давлению — нескольких процентов.

Т а б л и ц а 1. Объёмные свойства меди, рассчитанные с использованием ПМВ EAM1 [5], для 0 К в сравнении с экспериментальными данными

Параметр	Мишин Ю. и др. [7]	Настоящая работа	Эксперимент
a_0 , пм	361,5	361,493	$361,491 \pm 0,002^a$
E_0 , эВ/атом	-3,54	-3,54022	-3,54 ^b
B , ГПа	138,3	138,35	$142,0^b, 133,2^g, 141,1^d$
c_{11} , ГПа	169,9	169,88	$176,2^b, 164,5^g$
c_{12} , ГПа	122,6	122,59	$124,9^b, 117,5^g$
c' , ГПа	23,65	23,65	$25,6^b, 23,5^g, 25,9^d$
c_{44} , ГПа	76,2	76,21	$81,8^b, 75,4^g, 82,6^d$
$\partial B / \partial P$	—	3,345	$5,280^a, 5,137^e, 3,910^*, 5,590^z, 5,80^u, 3,040^k$
$\partial c_{11} / \partial P$	—	4,249	$5,993^a, 5,733^e, 4,660^*, 6,363^z, 6,40^u$
$\partial c_{12} / \partial P$	—	2,894	$4,923^a, 4,839^e, 3,530^*, 5,203^z, 5,50^u$
$\partial c_{44} / \partial P$	—	1,937	$2,344^a, 2,664^e, 0,830^*, 2,350^z, 2,50^u$
$\partial c' / \partial P$	—	0,677	$0,535^a, 0,447^e, 0,566^*, 0,580^z, 0,45^u$

Примечание: ^a 298 К, [15]; ^b [16]; ^c экстраполированные к 0 К экспериментальные значения (10—300 К) [17]; ^d 300 К, [17]; ^e 79 К, [18]; ^f 300 К, [19], пояснения в тексте; ^g 300 К, [20]; ^h 300 К, [21]; ⁱ 300 К, [22]; ^k 300 К, [23], пояснения в тексте.

Параметры решётки a_0 , указанный в [7] и рассчитанный в настоящей работе (см. табл. 1), различаются на 0,002%, но это различие обусловлено использованием округления в [7]. Это подтверждается согласием упругих постоянных второго порядка (УПВП), рассчитанных в [7] и настоящей работе (см. табл. 1). При разработке потенциала EAM1 в [7] использовались экспериментальные значения параметра решётки и УПВП для параметризации потенциала, поэтому расчётные и экспериментальные значения практически совпадают между собой. Отметим, что в [7] были взяты экспериментальные значения параметра решётки и УПВП для комнатной температуры, так как при более низкой температуре начинают сказываться квантовые эффекты, которые классическая МД-модель не в состоянии воспроизвести. Поскольку используются значения УПВП при отличной от абсолютного нуля температуре, необходимо проводить различие между адиабатическими и изотермическими УПВП. В [7] были взяты экспериментальные адиабатические значения УПВП, а не изотермические (что было бы идеологически правильной при разработке потенциала). С одной стороны, это привело к отклонению в 4% расчётного значения объёмного модуля B от экспериментального значения изотермического объёмного модуля для 300 К, с

другой, приблизило расчётное значение к экспериментальным для 0 и 79 К (см. табл. 1). В целом имеет хорошее согласие расчётных значений УПВП с экспериментальными.

Прежде чем сравнивать вычисленные производные УПВП по давлению с соответствующими экспериментальными данными, необходимо сделать несколько ремарок относительно последних:

— из результатов [18] видно, что производные по давлению УПВП слабо зависят от температуры в диапазоне от 79 до 298 К (различие не более 1%) и что их адиабатические и изотермические значения также различаются не более, чем на 1%. Поэтому далее в обсуждении экспериментальных работ [18—23] не будет акцентироваться внимание на температуру проведения экспериментов и на том, адиабатические или изотермические эти величины (значение температуры указано в примечании к табл. 1);

— в [19] были определены упругие постоянные третьего порядка (УПТП) для 300 К: $c_{111} = -1271 \pm \pm 22$ ГПа, $c_{112} = -814 \pm 9$ ГПа, $c_{123} = -50 \pm 18$ ГПа, $c_{144} = -3 \pm 9$ ГПа, $c_{166} = -780 \pm 5$ ГПа, $c_{456} = -95 \pm \pm 87$ ГПа. Используя эти значения, в [19] рассчитаны значения производных по давлению УПВП: $\partial B/\partial P = 5,44$, $\partial c_{44}/\partial P = 2,63$, $\partial c'/\partial P = 0,375$. При этом в [19] не приведены формулы, использованные для пересчёта. Связь между УПТП и производными по давлению УПВП определяется соотношениями [24]

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial p} &= -\frac{c_{111} + 6c_{112} + 2c_{123}}{9B}, \\ \frac{\partial c'}{\partial p} &= -\frac{3c_{11} + 3c_{12} + c_{111} - c_{123}}{6B}, \\ \frac{\partial c_{44}}{\partial p} &= -\frac{c_{11} + 2c_{12} + c_{44} + c_{144} + 2c_{166}}{3B}. \end{aligned} \quad (1)$$

Проведённый нами пересчёт по формулам (1) с использованием значений УПТП [19] дал отличающиеся значения для производных по давлению УПВП от приведённых в [19]. При этом новые значения, полученные нами, заметно лучше согласуются с данными [18] (см. табл. 1);

— значение величины $\partial B/\partial P$, приведённое в [23], основано на экспериментальных результатах [19], но без указания в явном виде соотношений, по которым производился пересчёт.

Как видно из табл. 1, экспериментальные значения $\partial B/\partial P$ [18—23] имеют значительный разброс от 3,04 [23] до 5,8 [22] со средним значением 4,793. Расчётное значение 3,345 лежит внутри диапазона экспериментальных значений, отклоняясь на 30% от среднего значения. Экспериментальные значения $\partial c_{44}/\partial P$ [18—22] также имеют значительный разброс от 0,83 [20] до 2,66 [19] со средним значением 2,138. Расчётное значение 1,937 лежит внутри диапазона экспериментальных значений, отклонение от среднего значения составляет 9%. Экспериментальные значения $\partial c'/\partial P$ [18—22] имеют заметно меньший разброс от 0,45 [22] до 0,58 [21] со средним значением 0,516. Расчётное значение 0,677 лежит внутри диапазона экспериментальных значений, отклоняясь на 31% от среднего значения. Таким образом, отклонение расчётных значений $\partial B/\partial P$, $\partial c_{44}/\partial P$, $\partial c'/\partial P$ от средних экспериментальных составляет 30, 31, 9% соответственно. С учётом значительного разброса экспериментальных значений согласие расчётных значений с экспериментальными можно считать хорошим.

Температурные зависимости параметра решётки и объёмного модуля. Рассчитанная в настоящей работе МД-методом температурная зависимость параметра решётки меди в диапазоне 0—1300 К показана на рис. 2. Там же для сравнения приведены МК-данные, полученные для потенциала EAM1 в [7]. Наблюдается полное согласие МД- и МК-данных. На этом же рисунке показаны экспериментальные данные

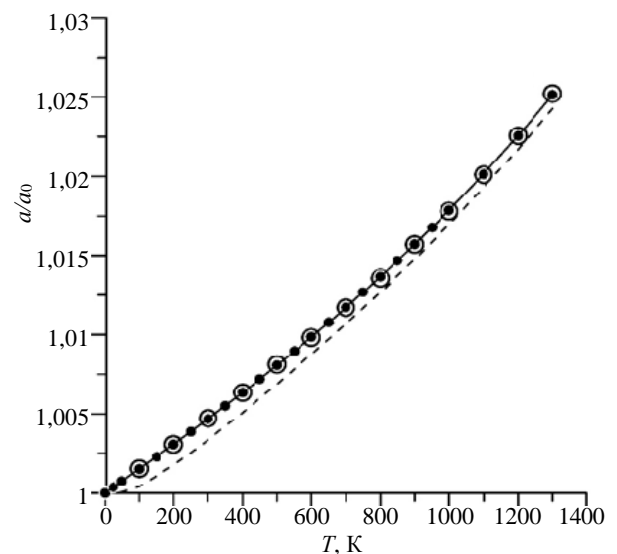


Рис. 2. Сравнение температурных зависимостей параметра решётки меди, определённых МД-методом в настоящей работе (•; — — аппроксимация (2)), с результатами МК-метода, полученными в [7] (○), и с экспериментальными данными [26] (- - -)

[26]. Наблюдается хорошее согласие расчётных и экспериментальных результатов. МД-данные температурной зависимости параметра решётки с высокой точностью аппроксимируются зависимостью

$$\frac{a(T)}{a_0} = 1 + 1,51907 \cdot 10^{-5} T + 1,06004 \cdot 10^{-9} T^2 + 1,6276 \cdot 10^{-12} T^3 \quad (2)$$

где a_0 — параметр решётки при 0 К.

На рис. 3 показано сравнение зависимостей температурного коэффициента линейного расширения решётки α , полученных из эксперимента [26] и с помощью (2). Видно, что при температуре выше дебаевской (344,5 К), при которой отсутствует влияние квантовых эффектов, наблюдается замечательное согласие расчётных и экспериментальных данных.

Температурная зависимость изотермического объёмного модуля B^T меди в диапазоне 0—1300 К, определённая МД-методом, показана на рис. 4. Полученные МД-данные хорошо аппроксимируются зависимостью

$$B^T(T) = B_0 - 5,85839 \cdot 10^{-5} T^2 + 4,48192 \cdot 10^{-8} T^3 - 1,63227 \cdot 10^{-11} T^4, \quad (3)$$

где $B_0 = 138,34944$ ГПа — объёмный модуль, определённый молекулярным методом (МС), для 0 К. На рис. 4 также показаны для сравнения экспериментальные данные по зависимости объёмного модуля от температуры. Расчётные данные хорошо согласуются с экспериментальными [17, 18, 27].

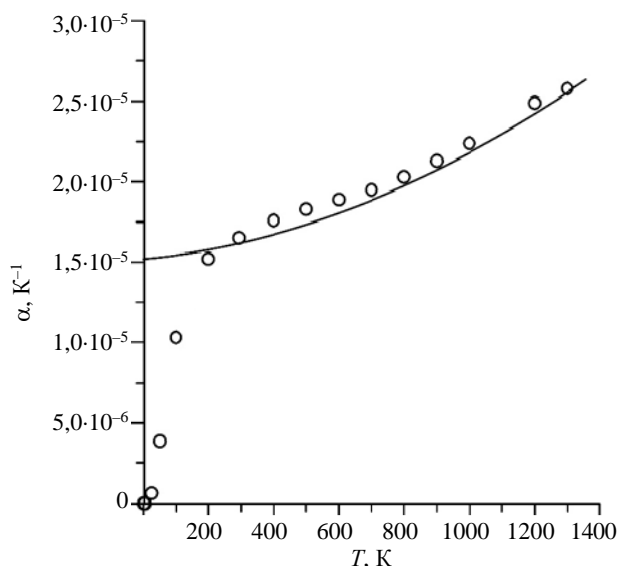


Рис. 3. Сравнение зависимости температурного коэффициента линейного расширения решётки меди, определённого с помощью аппроксимации МД-данных соотношением (2) (—), с экспериментальными данными [26] (○)

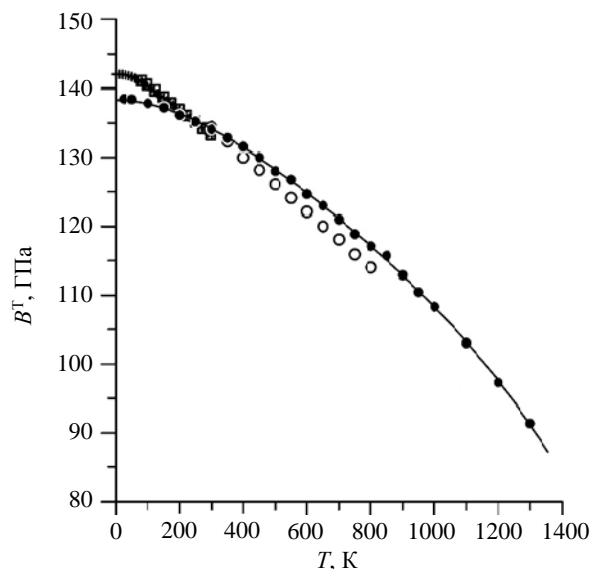


Рис. 4. Сравнение температурной зависимости изотермического объёмного модуля, определённой с помощью МД-метода (●; — — аппроксимация (3)), с экспериментальными данными [17] (□), [18] (+), [27] (○)

Свойства собственных точечных дефектов. Компиляция оцененных экспериментальных данных о свойствах СТД в меди содержится в [28]. В табл. 2 сведены для сравнения полученные МС-методом в [7] и в настоящей работе модельные результаты и соответствующие экспериментальные результаты [28] для энергий образования E^F , энергий миграции E^M , релаксационного объёма V^R , объёма миграции V^M , дипольного тензора P_{ij} . С учётом имеющихся значительных экспериментальных погрешностей (особенно для энергии образования пар Френкеля, релаксационного объёма СМА и, как следствие, компонент дипольного тензора СМА) для всех представленных в таблице свойств наблюдается согласие между модельными и экспериментальными результатами. Заметим, что при параметризации используемого в настоящей работе потенциала из свойств СТД использовались только экспериментальные данные об энергии образования и энергии миграции вакансии. Поэтому совпадение прочих расчётных значений характеристик СТД с экспериментальными данными свидетельствует о надёжности используемого потенциала межатомных взаимодействий.

Т а б л и ц а 2. Экспериментально измеренные и рассчитанные характеристики СТД в меди

Параметр	Мишин Ю. и др. [7]	Настоящая работа	Эксперимент
Пары Френкеля			
E^F , эВ	4,335	4,346	4,1—5,4
Вакансии			
V^R , Ω	-0,299	-0,299	-0,25
E^F , эВ	1,272	1,272	$1,28 \pm 0,05$
E^M , эВ	0,689	0,690	$0,70 \pm 0,02$
V^M , Ω	0,107	0,109	0,145*
СМА			
Структура	$\langle 100 \rangle$ гантель	$\langle 100 \rangle$ гантель	$\langle 100 \rangle$ гантель
P_{ij} , эВ	—	$\begin{pmatrix} 18,49 & 0 & 0 \\ 0 & 18,94 & 0 \\ 0 & 0 & 18,94 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 15,0 & 0 & 0 \\ 0 & 16,5 & 0 \\ 0 & 0 & 16,5 \end{pmatrix}$
V^R , Ω	1,834	1,843	$1,55 \pm 0,2$
E^M , эВ	0,098	0,098	0,117

*Рассчитано как $V^{SD} - V^R - \Omega_0$, где $V^{SD} = 0,895 \Omega_0$ [29] и $V^R = -0,25 \Omega_0$ [28] — экспериментальные значения объёма активации самодиффузии и релаксационного объёма вакансии.

МЕТОДИКА МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИФФУЗИИ СТД

Для МД-моделирования диффузии СТД использовался кубический модельный кристаллит с периодическими граничными условиями, представляющий собой микроканонический ансамбль. Значение a задавалось в соответствии с (2). Длина стороны кристаллита выбиралась так, чтобы размер кристаллита оказался достаточен для исключения влияния граничных условий на определяемые величины.

Интегрирование уравнений движения выполняли методом Верле [30]. Величину временного шага выбирали таким образом, чтобы атомы с наиболее вероятной скоростью (распределение Максвелла) за одну итерацию перемещались на расстояние $0,01a$. Такой временной шаг в 3—4 раза больше обычно выбираемых для расчётов такого типа. Поэтому осуществлялся контроль текущей температуры в модельном кристаллите, чтобы вычислительные погрешности не приводили к его разогреву. Нужная температура T поддерживалась с помощью следующей процедуры. Текущая температура T_c определялась как средняя кинетическая температура за 5000 предыдущих итераций (под кинетической температурой T_k понимается мгновенное значение температуры, определяемое по скоростям атомов). Через каждые 5000 итераций проводилась перенормировка скоростей атомов так, чтобы кинетическая температура T_k стала равной поддерживаемой температуре T . Для этого мгновенные значения скоростей умножались на корень отношения T/T_c . Такая процедура позволила значительно снизить временные затраты на МД-вычисления без внесения систематической погрешности в вычисляемые диффузионные характеристики СТД. Для того чтобы в этом убедиться, были проделаны тестовые расчёты для указанного значения временного шага интегрирования и для значения, уменьшенного в 10 раз. Сравнение результатов таких расчётов показало, что рассчитываемые значения диффузионных характеристик имеют разбросы в пределах случайных погрешностей.

Положение СТД определялось путём анализа заселённости атомами ячеек Вигнера—Зейтца (ЯВЗ) модельного кристаллита. Если в ЯВЗ находится 0 атомов, считалось, что в этой ЯВЗ расположена вакансия, если два атома — то СМА, если три — то два СМА, и т.д. При расчётах диффузии СТД в модельном кристаллите создавался всегда один дефект — вакансия или СМА. Однако в процессе моделирования при высоких температурах иногда возникают ситуации, когда в кристаллите обнаруживаются дополнительные пары «вакансия—СМА», так как из-за больших амплитуд тепловых колебаний атомов один из атомов может случайно пересечь поверхность ЯВЗ и спустя несколь-

ко шагов интегрирования траектории вернуться обратно в свою ЯВЗ. Такие дополнительные «виртуальные» пары дефектов быстро исчезают после возникновения (время жизни, как правило, много меньше пс), но их возникновение осложняет отслеживание траектории «реального» дефекта, так как возникает необходимость отличать «реальный» дефект от «виртуального». В случае возникновения виртуальных дефектов в качестве реального дефекта принимался тот, который находился ближе всего к положению реального дефекта на предыдущем шаге интегрирования траектории, все остальные полагались виртуальными.

Для определения диффузионных характеристик вакансий для каждой рассмотренной температуры моделировалась одна траектория вакансии. Коэффициент диффузии дефекта D^d рассчитывался по алгоритму [9, 31]

$$D^d = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} D_i = \frac{1}{N_s} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} \frac{R_{i,j}^2}{6\tau_i}, \quad (4)$$

где N_s — полное число серий разбиений траектории на изохронные отрезки длительностью τ_i ; n_i — число отрезков в i -й серии; $R_{i,j}$ — модуль вектора смещения дефекта на j -м отрезке в i -й серии. Анализ сходимости коэффициента диффузии и его статистической погрешности в зависимости от числа отрезков показал, что оптимальными диапазонами для числа отрезков являются $n_i \in [1950, 2050]$ для вакансии.

Коэффициент диффузии меченых атомов D^{tr} (коэффициент самодиффузии в расчёте на один дефект) рассчитывался с использованием соотношения Эйнштейна для случая диффузии в трёхмерном пространстве

$$D^{tr} = \frac{1}{c_d} \frac{\langle R^2(t) \rangle}{6t}, \quad (5)$$

где $\langle R^2(t) \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_i(0)]^2$ — среднеквадратичное смещение меченых атомов; N — число атомов в

модельном кристаллите (все атомы кристаллита рассматривались как меченые); $\mathbf{r}_i(0)$ и $\mathbf{r}_i(t)$ — начальные и текущие позиции атома i ; $c_d = 1/N$ — концентрация дефектов (один дефект на модельный кристаллит); t — длительность траектории.

Корреляционный фактор дефекта f^d определялся как отношение его коэффициентов диффузии D^d и D^{RW} , рассчитанный в приближении случайных блужданий дефекта:

$$f^d = \frac{D^d}{D^{RW}}, \quad (6)$$

где

$$D^{RW} = \sum_i \frac{v_i \lambda_i^2}{6}, \quad (7)$$

где v_i — частота скачков дефекта с длиной скачка λ_i .

Корреляционный фактор меченых атомов f^{tr} определялся как отношение коэффициентов D^{tr} и D^d :

$$f^{tr} = \frac{D^{tr}}{D^d}. \quad (8)$$

Для определения диффузионных характеристик СМА для каждой рассмотренной температуры моделировалось 100 траекторий СМА. Для каждой траектории СМА рассчитывались диффузионные характеристики как для вакансий по соотношениям (4)—(8), которые затем усреднялись.

В табл. 3 сведены данные о суммарной длительности всех траекторий, рассчитанных для вакансий и СМА при каждой из рассмотренных температур.

Таблица 3. Суммарная длительность всех рассчитанных траекторий дефектов (t_v для вакансий и t_{SIA} для СМА) при каждой из рассмотренных температур

T, K	t_v, MKS	t_{SIA}, MKS
300	—	65
400	—	36
500	—	26
600	—	20
700	—	17
750	3	—
800	2	15
850	1	—
900	0,5	13
1000	0,2	12
1100	0,08	10
1200	0,04	—
1300	0,02	10

Для получения статистически надёжных данных о диффузии STD желательнее моделировать как можно более длительные отрезки времени. В рамках классической молекулярной динамики зависимость скорости расчётов от числа атомов в расчётной ячейке близка к линейной. В связи с этим возникает необходимость в нахождении минимального размера модельного кристаллита, для которого влияние граничных условий на результаты расчётов было бы пренебрежимо мало. Для поиска такого минимального размера были рассчитаны зависимости коэффициентов диффузии D^d и D^tr для вакансии и СМА от линейного размера кристаллита L . Для вакансий данные для кристаллитов с линейным размером от $6a$ до $9a$ оказались в пределах статистической погрешности, поэтому дальнейшие расчёты для вакансий проводились для кристаллитов с $L = 6a$. Рассмотрение аналогичных зависимостей для СМА выявило наличие связи расчётных данных с размером расчётной ячейки при $L < 8a$, поэтому дальнейшие расчёты для СМА проводились для $L = 8a$.

ДИФФУЗИЯ ВАКАНСИЙ

Анализ траекторий показал, что вакансия, в основном, движется путём скачков в первые ближайшие соседи (БС). Скачки во вторые БС не наблюдались, однако наблюдалось относительно небольшое количество скачков в третьи и четвёртые БС. Механизм скачков в третьи и четвёртые БС нуждается в пояснении, так как у ЯВЗ, в которой находится вакансия, есть общие поверхности только с ЯВЗ, относящимся к узлам кристаллической решётки на 1-й и 2-й координационных сферах (КС), но не с ЯВЗ узлов на 3-й и 4-й КС. Анализ МД-данных показал, что для скачков вакансии в третьи и четвёртые БС реализуется следующий механизм диффузии. Атом, находящийся в ЯВЗ узла 3-й или 4-й КС, заходит в ЯВЗ узла 1-й КС, где уже был свой атом (обозначим его как атом 0). Алгоритм распознавания положений STD трактует это событие как образование пары виртуальных дефектов (СМА в узле 1-й КС и вакансии в узле 3-й или 4-й КС) в дополнение к реальной вакансии, расположенной в центре кристаллита. Затем атом 0 выходит за пределы своей ЯВЗ, попадая в ЯВЗ, в которой находилась реальная вакансия.

Алгоритм трактует это событие как исчезновение вакансии в центре кристаллита и СМА в ЯВЗ узла 1-й КС. Остаётся только один дефект — вакансия в ЯВЗ узла 3-й или 4-й КС, которую алгоритм считает реальной, так как теперь именно эта вакансия находится ближе всего к центру кристаллита. Таким образом, реальная вакансия совершает скачок в 3-и или 4-е БС.

Температурные зависимости частот скачков вакансии в 1-е, 3-и и 4-е БС показаны на рис. 5. Зависимости в

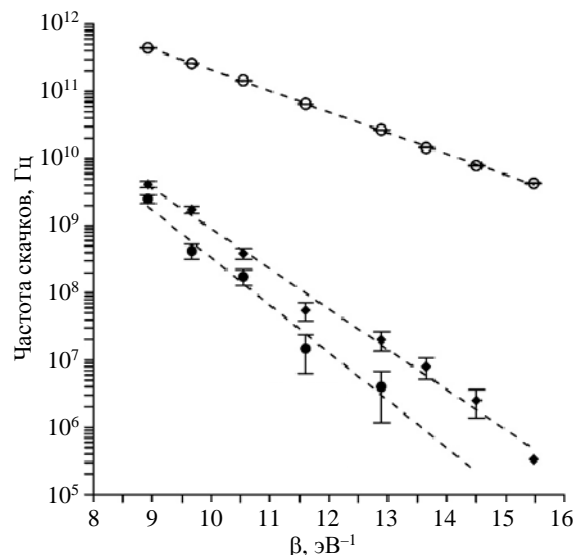


Рис. 5. Частоты скачков вакансии в 1-е (○), 3-и (●), 4-е БС (◆) в аррениусовских координатах в меди

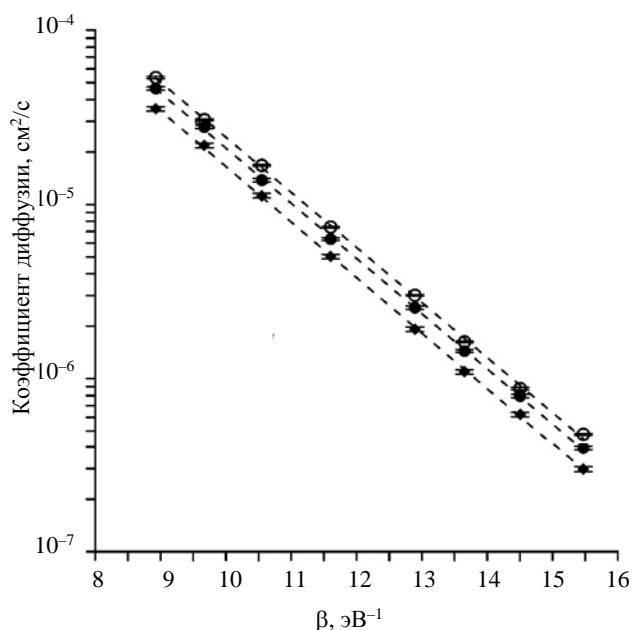


Рис. 6. Коэффициенты диффузии вакансии D^{RW} (○), D^d (●) и коэффициент самодиффузии в расчёте на одну вакансию D^{tr} (◆) в меди

$3,51 \cdot 10^{-2}$, $3,10 \cdot 10^{-2}$, $2,56 \cdot 10^{-2}$ см²/с соответственно. Указанные три энергии активации практически совпадают между собой и слегка отличаются от энергии активации 0,717 эВ, полученной из температурной зависимости частоты скачков вакансии, так как коэффициенты диффузии зависят не только от частоты скачков дефекта, но и от длины его скачков, а последние сами обладают температурной зависимостью (2), хоть и небольшой по сравнению с аррениусовской.

Температурные зависимости корреляционных множителей f^d и f^{tr} показаны на рис. 7. Величина f^{tr} практически не зависит от температуры и в пределах погрешности совпадает с теоретическим значением для механизма диффузии вакансии в 1-е БС в ГЦК-кристаллах 0,78145 [32]. Величина f^d также практически не зависит от температуры. Неизменность корреляционных факторов показывает, что во всём рассмотренном диапазоне температур преимущественно действует один и тот же механизм диффузии — скачки в 1-е БС и этому механизму диффузии соответствует всего один энергетический барьер величиной ~0,7 эВ, как следует из МС-данных [7] и МД-данных настоящей работы.

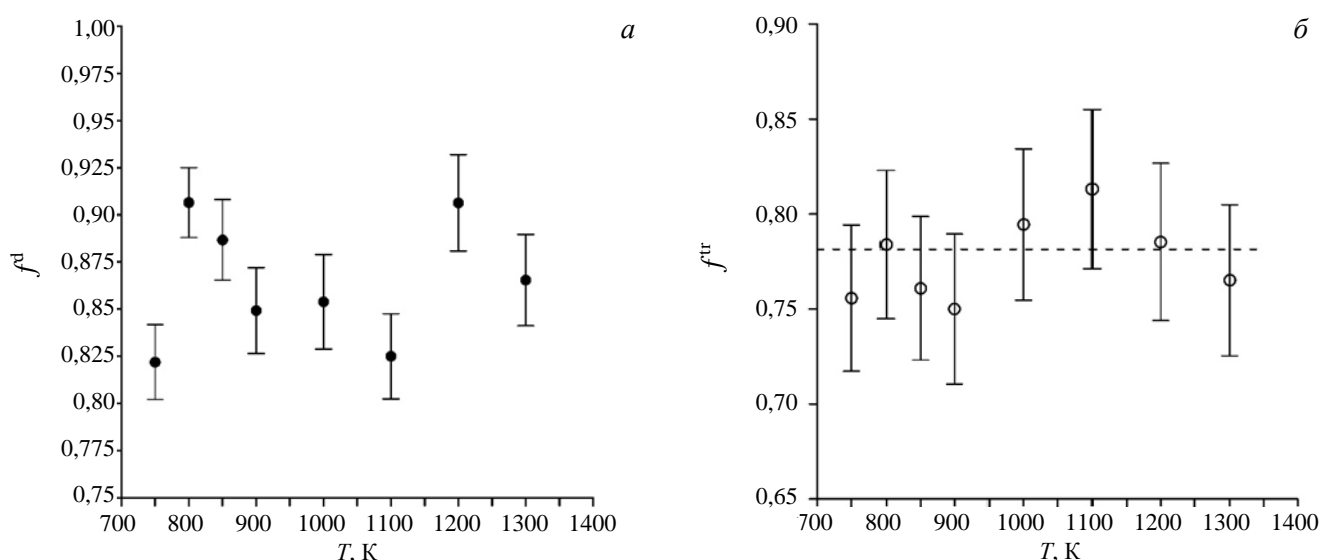


Рис. 7. Корреляционные факторы для вакансии в меди: а — f^d ; б — f^{tr} ; - - - теоретическое значение 0,78145 [32] для вакансионного механизма диффузии в ГЦК-решётке

аррениусовских координатах имеют линейный вид с разным наклоном, соответствующим энергиям активации скачков в 1-е, 3-и и 4-е БС 0,717, 1,63 и 1,38 эВ соответственно. Предэкспоненциальные множители этих аррениусовских зависимостей имеют значения 270,7, 4021 и 878,7 ТГц. Видно, что частота скачков в 3-и и 4-е БС не превышает 1% от частоты скачков в 1-е БС при самой высокой рассмотренной температуре (1300 К). При самых низких рассмотренных температурах (750 К) различие частот достигает четырёх порядков величины.

Температурные зависимости коэффициентов D^{RW} , D^d и D^{tr} показаны на рис. 6. Зависимости для коэффициентов диффузии в аррениусовских координатах являются линейными, как и аналогичные зависимости для частот скачков. Значения энергии активации, определённые по зависимостям для D^{RW} , D^d и D^{tr} , составляют 0,728, 0,730, 0,734 эВ соответственно, а значения предэкспоненциальных множителей —

ДИФФУЗИЯ СМА

Анализ траекторий СМА показал, что наблюдаются скачки не только в 1-е БС, но и в следующие координационные сферы, вплоть до 7-х БС. Температурные зависимости частот таких событий (ν_k , $k = 1—7$) показаны на рис. 8. Подавляющее количество скачков происходит в 1-е БС: при температуре ниже 1000 К различие частоты скачков в 1-е БС от суммарной частоты всех прочих типов скачков составляет три порядка и более. Величина ν_1 имеет аррениусовский характер во всём рассмотренном температурном диапазоне: ν_1 (Гц) = $12,55 \exp(-\beta 0,0716 \text{ эВ})$. Энергия активации близка к величине энергетического барьера, определённого МС-методом (0,098 эВ). Скачки с большей длиной связаны с возникновением виртуальных пар дефектов, полностью аналогично тому, как это было описано в предыдущем разделе для вакансий.

Температурные зависимости коэффициентов D^{RW} , D^d и D^{tr} показаны на рис. 9. Зависимости для коэффициентов диффузии в аррениусовских координатах имеют линейный характер при $T \leq 800$ К. Значения энергии активации, определённые по зависимостям для D^{RW} , D^d и D^{tr} , составляют 0,0753, 0,0832, 0,0818 эВ соответственно, а значения предэкспоненциальных множителей — $1,387 \cdot 10^{-3}$, $7,927 \cdot 10^{-4}$, $3,669 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$ соответственно. В [33] приведена оценка величины предэкспоненциального множителя, полученная из анализа кинетики стадии I отжига облучённых электронами образцов: $2 \cdot 10^{-4}—2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$. Полученное в настоящей работе значение $7,927 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ согласуется с этой оценкой. Энергия активации, определённая по температурной зависимости D^{RW} , почти совпадает с энергией активации 0,0716 эВ, полученной из температурной зависимости частоты скачков СМА, небольшое различие обусловлено температурной зависимостью длины скачков (2). Энергии активации, определённые по температурным зависимостям D^d и D^{RW} , несколько выше значения, определённого по температурной зависимости D^{RW} . Это различие связано с зависимостью корреляционных множителей f^d и f^{tr} от температуры (рис. 10).

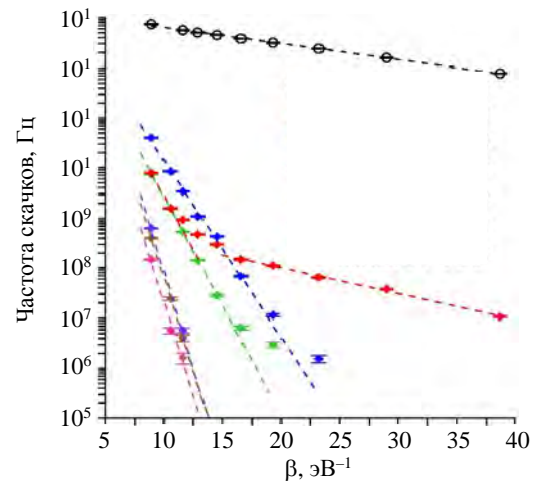


Рис. 8. Частоты скачков СМА в k -е БС в аррениусовских координатах в меди: $k = 1$ (○), 2 (◆), 3 (◆), 4 (◆), 5 (◆), 6 (◆), 7 (◆)

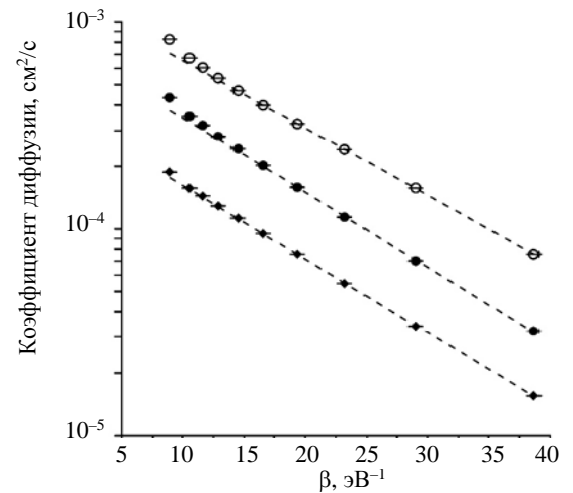


Рис. 9. Коэффициенты диффузии СМА D^{RW} (○), D^d (●) и коэффициент самодиффузии в расчёте на один СМА D^{tr} (◆) в меди: - - - - аррениусовские аппроксимации по данным для температур ниже 800 К

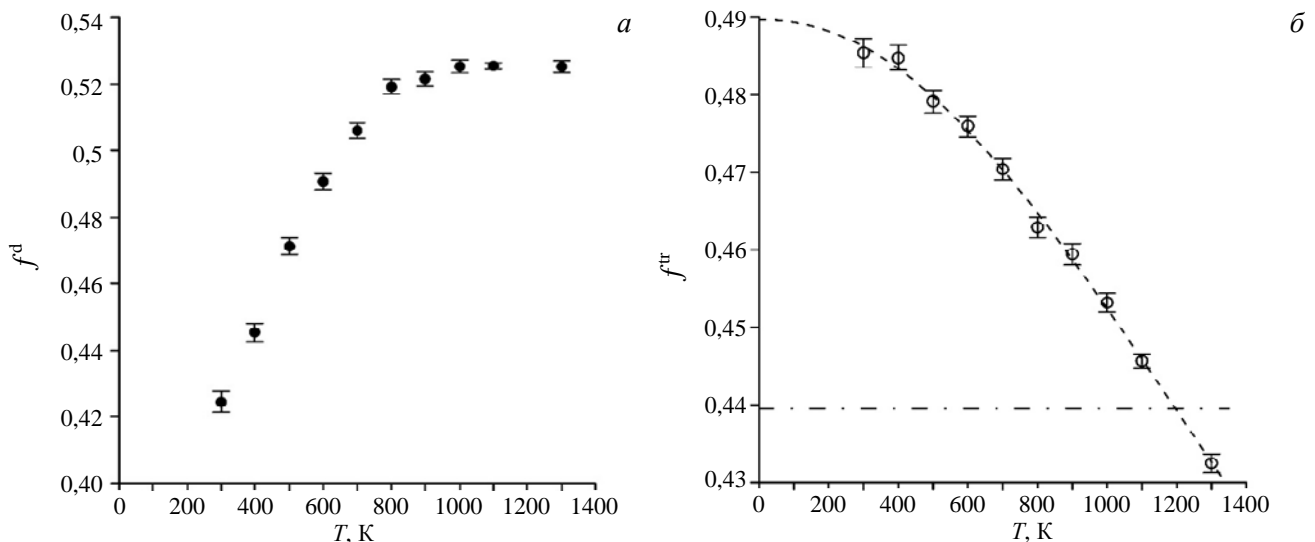


Рис. 10. Корреляционные факторы для СМА в меди: $a — f^d$; $b — f^{tr}$; - - - - аппроксимация (4); - · - · - теоретическое значение 0,43945 [32] для джонсоновского механизма диффузии $\langle 100 \rangle$ гантели в ГЦК-решётке [35]

В [34] полученные с помощью МД температурные зависимости f^{tr} для различных материалов и ПМВ хорошо аппроксимировались зависимостью

$$f^{tr}(T) = f^{tr}(0) - b[1 + (T'/T)^m]^{-1}, \quad (9)$$

где $f^{tr}(0)$, b , T' и m (величине m разрешалось принимать только целочисленные значения) — подгоночные параметры. МД-данные настоящей работы также были аппроксимированы выражением (4). Подгонка дала следующие значения для параметров $f^{tr}(0) = 0,49$, $b = 0,2673$, $T' = 2479$ К и $m = 2$. При максимальной рассмотренной температуре 1300 К $f^{tr} = 0,432$, с уменьшением температуры f^{tr} растёт, стремясь к величине 0,49. Теоретическое значение корреляционного множителя для миграции $\langle 100 \rangle$ гантели по механизму Джонсона [35] в ГЦК-решётке (скачок в соседний узел с поворотом оси гантели на 90°) составляет 0,43945 [32]. В настоящей работе не отслеживалась смена ориентаций $\langle 100 \rangle$ гантелей в процессе диффузии, поэтому нельзя сказать однозначно, чем обусловлено различие в значениях f^{tr} , полученных в настоящей работе и [32]. Наиболее простое объяснение состоит в том, что при низкой температуре, помимо миграции СМА по механизму Джонсона, дополнительно происходят изменения ориентации СМА без перемещения в соседний узел решётки. Таким образом, диффузия СМА становится более трёхмерной, что приводит к более высокому значению f^{tr} по сравнению с теоретическим значением. С ростом температуры к механизму Джонсона подключается краудионный механизм, что несколько снижает трёхмерность диффузии, приводя к уменьшению корреляционного множителя до величины 0,432 при 1300 К.

Значения корреляционного множителя f^d зависят от температуры, увеличиваясь от 0,424 при 300 К до 0,525 при 1000 К. При более высоких температурах f^d перестаёт зависеть от температуры. Отличие f^d от единицы в меньшую сторону служит показателем того, что существует повышенная вероятность возвращения прыгнувшего дефекта обратно в исходный узел решётки, откуда был совершён скачок. Понижение f^d с понижением температуры, возможно, связано с тем, что атомы в среднем двигаются медленнее при низкой температуре и, как следствие, решётка при низких температурах медленней релаксирует в ответ на изменение СМА своей позиции, что приводит к более сильной её реакции — не успевшая подстроиться решётка стремится вытеснить СМА обратно в тот узел, из которого он совершил скачок в соседний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для моделирования радиационных дефектов в ГЦК-кристалле меди из имеющихся в литературе потенциалов межатомного взаимодействия выбран потенциал ЕАМ1 [7], наилучшим образом описывающий набор известных экспериментальных данных в отношении объёмных свойств кристалла меди и его дефектов. Проведено тестирование данного потенциала на предмет сравнения расчётных свойств кристалла (производные упругих постоянных по давлению, температурная зависимость объёмного модуля сжатия), которые не использовались ранее при его валидации, с экспериментальными данными. Показано, что в отношении этих свойств потенциал ЕАМ1 также обеспечивает хорошее согласие с экспериментальными данными.

Коэффициенты диффузии собственных точечных дефектов в температурных диапазонах 750—1300 К (вакансия) и 300—1300 К (СМА) рассчитаны МД-методом с использованием потенциала ЕАМ1. Получены аналитические выражения, аппроксимирующие расчётные значения коэффициентов диффузии СТД. Рассчитанные характеристики для вакансий и СМА хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными, что свидетельствует о надёжности используемого потенциала межатомных взаимодействий.

Рассчитанная МД-методом энергия активации диффузии вакансии 0,73 эВ близка к энергии миграции 0,69 эВ, рассчитанной методом молекулярной статики. Рассчитанные значения корреляционного множителя меченых атомов для вакансионного механизма диффузии не зависят от температуры. Их среднее значение $0,78 \pm 0,02$ согласуется с теоретической величиной для ГЦК-решётки 0,78145 [32].

Стабильной конфигурацией СМА является $\langle 100 \rangle$ гантель, что согласуется с экспериментом [28]. Механизм диффузии СМА является трёхмерным во всём рассмотренном температурном диапазоне с значе-

ниями корреляционного множителя меченых атомов несколько выше теоретического значения 0,43945 [32] для механизма Джонсона (миграция $\langle 100 \rangle$ гантели в ближайшие соседние узлы с поворотом оси гантели на 90°). Рассчитанная МД-методом энергия активации миграции СМА (0,083 эВ) согласуется с энергией миграции 0,099 эВ, полученной МС-методом, и с экспериментальным значением 0,117 эВ [28].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-01205 и с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

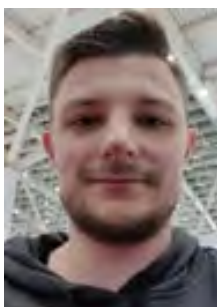
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Merola M., Loesser D., Martin A., Chappuis P., Mitteau R., Komarov V., Pitts R.A., Gicquel S., Barabash V., Giancarli L., Palmer J., Nakahira M., Loarte A., Campbell D., Eaton R., Kukushkin A., Sugihara M., Zhang F., Kim C.S., Raffray R., Ferrand L., Yao D., Sadakov S., Furmanek A., Rozov V., Hirai T., Escourbiac F., Jokinen T., Calcagno B., Mori S. ITER plasma-facing components. — *Fusion Eng. Des.*, 2010, vol. 85, p. 2312—2322; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2010.09.013>.
2. Norajitra P., Giniyatulin R., Ihli T., Janeschitz G., Krauss W., Kruessmann R., Kuznetsov V., Mazul I., Widak V., Ovchinnikov I., Ruprecht R., Zeep B. He-cooled divertor development for DEMO. — *Fusion Eng. Des.*, 2007, vol. 82, p. 2740—2744; <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2007.05.027>.
3. Shpanskiy Yu.S. and the DEMO-FNS Project Team. Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — *Nucl. Fusion*, 2019, vol. 59, p. 076014; <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab14a8>.
4. Stork D., Agostini P., Boutard J.L., Buckthorpe D., Diegele E., Dudarev S.L., English C., Federici G., Gilbert M.R., Gonzalez S., Ibarra A., Linsmeier Ch., Li Puma A., Marbach G., Morris P.F., Packer L.W., Raj B., Rieth M., Tran M.Q., Ward D.J., Zinkle S.J. Developing structural, high-heat flux and plasma facing materials for a near-term DEMO fusion power plant: the EU assessment. — *J. Nucl. Mater.*, 2014, vol. 455, p. 277—291; <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2014.06.014>.
5. Mendelev M.I., Kramer M.J., Becker C.A., Asta M. Analysis of semi-empirical interatomic potentials appropriate for simulation of crystalline and liquid Al and Cu. — *Philos. Mag.*, 2008, vol. 88, p. 1723—1750; <https://doi.org/10.1080/14786430802206482>.
6. Mendelev M.I., King A.H. The interactions of self-interstitials with twin boundaries. — *Philos. Mag.*, 2013, vol. 93, p. 1268—1278; <https://doi.org/10.1080/14786435.2012.747012>.
7. Mishin Y., Mehl M.J., Papaconstantopoulos D.A., Voter A.F., Kress J.D. Structural stability and lattice defects in copper: Ab initio, tight-binding, and embedded-atom calculations. — *Phys. Rev. B*, 2001, vol. 63, p. 224106; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.224106>.
8. Ackland G.J., Bacon D.J., Calder A.F., Harry T. Computer simulation of point defect properties in dilute Fe—Cu alloy using a many-body interatomic potential. — *Philos. Mag. A*, 1997, vol. 75, p. 713—732; <https://doi.org/10.1080/01418619708207198>.
9. Osetsky Yu.N. Atomistic study of diffusional mass transport in metals. — *Defect and Diffusion Forum*, 2001, vol. 188—190, p. 71—92; <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/DDF.188-190.71>.
10. Ackland G.J., Tichy G., Vitek V., Finnis M.W. Simple N-body potentials for the noble metals and nickel. — *Philos. Mag. A*, 1987, vol. 56, p. 735—756; <https://doi.org/10.1080/01418618708204485>.
11. Osetsky Yu.N., Mikhlin A.G., Serra A. Study of copper precipitates in α -iron by computer simulation I. Interatomic potentials and properties of Fe and Cu. — *Philos. Mag. A*, 1995, vol. 72, p. 361—381; <https://doi.org/10.1080/01418619508239930>.
12. Daw M.S., Baskes M.I. Embedded-atom method: derivation and application to impurities, surfaces, and other defects in metals. — *Phys. Rev. B*, 1984, vol. 29, p. 6443—6453; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.29.6443>.
13. Rose J.H., Smith J.R., Guinea F., Ferrante J. Universal features of the equation of state of metals. — *Phys. Rev. B*, 1984, vol. 29, p. 2963—2969; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.29.2963>.
14. Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U. *The Stopping and Range of Ions in Matter*. — New York: Pergamon, 1985.
15. Straumanis M.E., Yu L.S. Lattice parameters, densities, expansion coefficients and perfection of structure of Cu and of Cu—In α phase. — *Acta Cryst. A*, 1969, vol. 25, p. 676—682; <https://doi.org/10.1107/S0567739469001549>.
16. Kittel C. *Introduction to Solid State Physics*. — New York: Wiley-Interscience, 1986.
17. Overton W.C. Jr., Gaffney J. Temperature variation of the elastic constants of cubic elements. I. Copper. — *Phys. Rev.*, 1955, vol. 98, p. 969—977; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.969>.
18. Van't Klooster P., Trappeniers N.J., Biswas S.N. Effect of pressure on the elastic constants of noble metals from -196 to $+25^\circ\text{C}$ and up to 2500 bar. I. Copper. — *Physica B*, 1979, vol. 97, p. 65—75; [https://doi.org/10.1016/0378-4363\(79\)90008-1](https://doi.org/10.1016/0378-4363(79)90008-1).
19. Hiki Y., Granato A.V. Anharmonicity in noble metals; higher order elastic constants. — *Phys. Rev.*, 1966, vol. 144, p. 411—419; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.144.411>.
20. Lazarus D. The variation of the adiabatic elastic constants of KCl, NaCl, CuZn, Cu, and Al with pressure to 10,000 bars. — *Phys. Rev.*, 1949, vol. 76, p. 545—553; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.76.545>.
21. Daniels W.B., Smith C.S. Pressure derivatives of the elastic constants of copper, silver, and gold to 10 000 bars. — *Phys. Rev.*, 1958, vol. 111, p. 713—721; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.111.713>.
22. Salama K., Alers G.A. Third-order elastic constants of copper at low temperature. — *Phys. Rev.*, 1967, vol. 161, p. 673—680; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.161.673>.

23. **Hofmeister A.M.** Pressure derivatives of the bulk modulus. — *J. Geophys. Res.*, 1991, vol. 96, p. 21893—21907; <https://doi.org/10.1029/91jb02157>.
24. **Ghate P.B.** Third-order elastic constants of alkali halide crystals. — *Phys. Rev.*, 1965, vol. 139, p. A1666—A1674; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.139.A1666>.
25. **Gerlich D., Kennedy G.C.** Second pressure derivatives of the elastic moduli of copper. — *J. Appl. Phys.*, 1979, vol. 50, p. 5038—5039; <https://doi.org/10.1063/1.325601>.
26. **Touloukian Y.S., Kirby R.K., Taylor R.E., Desai P.D.** Thermal—expansion: metallic elements and alloys. — In: *Thermophysical Properties of Matter*, Plenum. New York—Washington, 1975, vol. 12.
27. **Chang Y.A., Himmel L.** Temperature dependence of the elastic constants of Cu, Ag, and Au above room temperature. — *J. Appl. Phys.*, 1966, vol. 37, p. 3567—3572; <https://doi.org/10.1063/1.1708903>.
28. **Ehrhart P.** Atomic defects in metals Cu. — In: Ullmaier H. (ed.). *Atomic Defects in Metals*. Landolt-Börnstein — Group III Condensed Matter. Berlin: Springer-Verlag; 1991, vol. 25, p. 231—241; https://doi.org/10.1007/10011948_61.
29. **Wolfer W.G.** 1.01 — Fundamental properties of defects in metals. — In: Konings R.J.M. (ed.). *Comprehensive Nuclear Materials*, Elsevier, 2012, vol. 1, p. 1—45; <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-056033-5.00001-X>.
30. **Verlet L.** Computer «experiments» on classical fluids. I. Thermodynamical properties of Lennard—Jones molecules. — *Phys. Rev.*, 1967, vol. 159, p. 98—103; <https://doi.org/10.1103/PhysRev.159.98>.
31. **Guinan M.W., Stuart R.N., Borg R.J.** Fully dynamic computer simulation of self-interstitial diffusion in tungsten. — *Phys. Rev. B*, 1977, vol. 15, p. 699—710; <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.15.699>.
32. **Benoist P., Bocquet J.-L., Lafore P.** La corrélation entre sauts atomiques: une nouvelle méthode de calcul. — *Acta Metallurgica*, 1977, vol. 25, p. 265—275; [https://doi.org/10.1016/0001-6160\(77\)90145-6](https://doi.org/10.1016/0001-6160(77)90145-6).
33. **Young F.W. Jr.** Interstitial mobility and interactions. — *J. Nucl. Mater.*, 1978, vol. 69—70, p. 310—330; [https://doi.org/10.1016/0022-3115\(78\)90250-7](https://doi.org/10.1016/0022-3115(78)90250-7).
34. **Сивак А.Б., Демидов Д.Н., Зольников К.П., Корчуганов А.В., Сивак П.А., Романов В.А., Чернов В.М.** Первичная радиационная повреждаемость в ОЦК-металлах Fe и V: анализ молекулярно-динамических данных. — *ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы*, 2019, т. 4(100), с. 25—57; <https://www.elibrary.ru/item.asp?id=44630371>.
35. **Johnson R.A.** Point-defect calculations for an fcc lattice. — *Phys. Rev.*, 1966, vol. 145, p. 423—433; <https://doi.org/10.1103/physrev.145.423>.



Александр Борисович Сивак, к.ф.-м.н., начальник лаборатории; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sivak_AB@nrcki.ru



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



Полина Александровна Сивак, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Sivak_PA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2020 г.

После доработки 12 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 106—118.

УДК 544.022.341, 544.022.38

УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВАКАНСИОННОЙ ПОРЫ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ В ОЦК-МЕТАЛЛАХ Fe и V — МЕТОДЫ РАСЧЁТА

А.Б. Сивак, П.А. Сивак

НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Расчёт сил стоков вакансионных пор для радиационных дефектов, являющихся параметрами феноменологических моделей радиационной повреждаемости материалов, требует знания энергии взаимодействия радиационных дефектов с упругими полями, создаваемыми вакансионными порами в объёме материала. Прямой расчёт энергии взаимодействия методом молекулярной статики требует огромных вычислительных ресурсов и поэтому не пригоден для использования в расчётах сил стоков. В настоящей статье предложен вычислительно эффективный подход к расчёту энергии взаимодействия, который при этом не вносит значительной погрешности в расчёты. Данный подход основан на совместном использовании разных методов: метод молекулярной статики используется для расчёта дипольных тензоров радиационных дефектов и создаваемых вакансионными порами полей упругих деформаций, а взаимодействие пор с радиационными дефектами (упругими диполями) рассчитывается с помощью анизотропной линейной теории упругости. Обоснованность применения такого подхода демонстрируется путём прямого сравнения его результатов с результатами применения только метода молекулярной статики, в котором используется в качестве тестовой задачи расчёт взаимодействия сферических вакансионных пор с значениями диаметра 2 и 20 параметров решётки и собственных точечных дефектов для ОЦК-металла Fe. Методом молекулярной статики рассчитаны поля упругих деформаций сферических вакансионных пор диаметром от 2 до 20 параметров решётки в ОЦК-металлах Fe и V.

Ключевые слова: вакансионные поры, упругие поля, энергия взаимодействия, радиационные дефекты, железо, ванадий, молекулярная статика, анизотропная теория упругости.

ELASTIC FIELDS OF VACANCY VOIDS AND THEIR INTERACTION WITH RADIATION DEFECTS IN BCC METALS Fe AND V — CALCULATION METHODS

A.B. Sivak, P.A. Sivak

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The calculation of the sink strengths of vacancy voids for radiation defects, which are the parameters of phenomenological models of radiation damage of materials, requires knowledge of the energy of interaction of the radiation defects with the elastic fields created by vacancy voids in the bulk of the material. Direct calculation of the interaction energy by the molecular statics method demands huge computational resources and, therefore, is not suitable for the sink strength calculations. Here we propose a computationally efficient approach to the calculations of the interaction energy, which does not introduce a significant error in the calculations. This approach is based on the joint use of different methods: the molecular statics method is used to calculate the elastic strain fields created by vacancy voids, and their interaction with radiation defects is calculated using the anisotropic linear theory of elasticity (radiation defects are treated as elastic dipoles). The validity of using this approach is demonstrated by the direct comparison of its results with the results obtained by the molecular static method solely using as a test problem the calculation of the interaction between spherical vacancy voids with diameter values 2 and 20 lattice parameters and self-point defects for bcc metal Fe. Elastic deformation fields of the spherical vacancy voids with the diameter in the range from 2 to 20 lattice constants for Fe and V metals are calculated by molecular statics.

Key words: vacancy voids, elastic fields, interaction energy, radiation defects, iron, vanadium, molecular statics, anisotropic theory of elasticity.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-119-135

ВВЕДЕНИЕ

В теории радиационных повреждений металлов ключевыми параметрами являются силы стоков радиационных дефектов (стоками являются дефекты кристаллической решётки: внешние поверхности, межзёренные границы, дислокации, вакансионные поры и т.д.) [1]. Для определения влияния упругих полей стоков радиационных дефектов на их силы стока необходимо иметь возможность рассчитывать пространственную зависимость энергии взаимодействия упругого поля стока с радиационным дефектом (РД). Наиболее удобным способом расчёта силы стока с учётом его взаимодействия с РД является кинетический метод Монте-Карло (КМК) [2]. Расчёт энергии взаимодействия с использованием метода молекулярной статики (МС) требует огромных вычислительных ресурсов и потому непригоден. Нужен

более вычислительно эффективный подход к расчёту энергии взаимодействия, который при этом не вносил бы существенной погрешности. В теории упругости используется представление о точечных дефектах как упругих диполях [3—5], с помощью которого можно рассчитать их энергию взаимодействия с упругими полями, создаваемыми другими дефектами микроструктуры или внешними нагружениями. Описанный способ учёта упругого взаимодействия между стоком и РД в расчётах сил стоков КМК-методом впервые был предложен в [6] и использован для определения сил стоков прямолинейных дислокаций в ОЦК- и ГЦК-металлах (Fe, V, Cu, Pu) [6—12]. В этих работах упругие поля дислокаций рассчитывались в рамках анизотропной линейной теории упругости (АЛТУ). В [6] на примере Fe было показано, что энергия взаимодействия собственных точечных дефектов с дислокацией, рассчитанная с помощью континуального подхода, прекрасно согласуется прямыми атомистическими расчётами МС-методом за пределами дислокационного ядра, чей размер был найден равным $\sim 3a$, где a — параметр решётки. Схожие КМК-модели использовались для расчётов влияния упругого взаимодействия РД со стоками на силы стоков для прямолинейных дислокаций [13, 14], пор [14], а также полугогерентных межфазных границ [15].

В теории радиационных повреждений металлов (например, [1, 16, 17]) обычно полагается, что вакансионные поры (ВП) являются нейтральными стоками РД, т.е. силы стока ВП одинаковы для собственных межузельных атомов (СМА) и вакансий. Предположение это делается на основе того, что поля деформаций, создаваемых порами, являются короткодействующими относительно дальнедействующих дислокационных, и поэтому взаимодействием этих полей с РД можно пренебречь. Если же взаимодействием упругого поля поры с РД не пренебрегают (например, [14, 18]), упругое поле сферических ВП определяется с помощью континуальных упругоизотропных моделей (задача Эшелби [5, 19, 20]). Однако реальные материалы, во-первых, упругоанизотропны, а во-вторых, поверхность пор представляет собой сложный объект, для которого упругие модели [19, 20] могут оказаться слишком наивными. Конкретные атомистические расчёты, подтверждающие обоснованность перечисленных упрощений, насколько известно авторам, ранее не проводились.

В настоящей работе рассчитываются упругие поля сферических ВП диаметром от $2a$ до $20a$ в ОЦК-металлах Fe и V с помощью атомистического подхода (МС). Взаимодействие сферических ВП с РД (вакансия, СМА) рассчитывается путём совместного использования МС-метода и АЛТУ: МС-метод используется для расчёта дипольных тензоров РД и создаваемых ВП полей упругих деформаций (на основе массива координат атомов модельного кристаллита, содержащего пору), а взаимодействие упругих полей ВП с РД как упругим диполем рассчитывается в рамках АЛТУ. Обоснованность применения такого комбинированного подхода к расчёту энергий взаимодействия ВП с РД демонстрируется путём непосредственного сравнения с результатами применения только МС-метода на примере расчётов для сферических ВП различных размеров ($2a$ и $20a$) для ОЦК-металла Fe.

МЕТОДИКА РАСЧЁТОВ

Геометрические и энергетические характеристики ВП. Размер сферической ВП можно характеризовать объёмом и/или диаметром. Объём поры V удобно определить как

$$V = n_v \Omega, \quad (1)$$

где n_v — количество вакантных узлов решётки, содержащихся в ВП; Ω — атомный объём. Тогда диаметр ВП D можно определить с использованием известного соотношения между объёмом и диаметром сферы как

$$D = a \sqrt[3]{3n_v/\pi}. \quad (2)$$

По мере увеличения размера ВП формируется свободная поверхность внутри кристалла. Поверхностную энергию поры γ можно рассчитать как

$$\gamma = E^F/S = E^F/(\pi D^2), \quad (3)$$

где E^F — энергия образования поры; $S = \pi D^2$ — площадь поверхности поры. Энергия образования поры рассчитывалась как

$$E^F = U_{ВП} - U + n_V E_c, \quad (4)$$

где U — потенциальная энергия идеального бездефектного кристаллита; $U_{ВП}$ — потенциальная энергия кристаллита того же размера с ВП, содержащей n_V вакантных узлов решётки, после релаксации; E_c — энергия когезии (ВП образуется как объединение n_V дефектов Шоттки).

Для расчётов использовались потенциалы межатомного взаимодействия, разработанные в рамках метода погружённого атома: потенциал M07 из [21] и потенциал [22] для ОЦК-металлов Fe и V соответственно, достаточно точно описывающие объёмные и поверхностные свойства кристаллов.

Расчёты энергетических и кристаллографических характеристик ВП осуществлялись МС-методом (минимизация потенциальной энергии кристаллита после формирования стартовой конфигурации дефекта осуществлялась методом градиентного спуска до тех пор, пока максимальная действующая на атомы сила в кристаллите не становилась менее 10^{-7} эВ/нм) в кубических модельных кристаллитах (рёбра вдоль $\langle 100 \rangle$ кристаллографических направлений) с жёсткими граничными условиями. Размер модельных кристаллитов выбирался достаточно большим, чтобы не оказывать заметного влияния на рассчитываемые величины (табл. 1).

Т а б л и ц а 1. Обозначения и геометрические характеристики (количество вакантных узлов решётки n_V , содержащихся в ВП, диаметр ВП D) рассмотренных сферических ВП и размеры кубических модельных кристаллитов (длина стороны кристаллита L , число подвижных атомов кристаллита $n_{св}$, число содержащихся в жёсткой границе атомов $n_{гр}$), использовавшихся для расчётов их энергетических характеристик в ОЦК-металлах Fe и V

ВП	n_V	D, a	L, a	$n_{св}$	$n_{гр}$
V ₁	1	0,985	29	25 991 — n_V	25 398
V ₉	9	2,05	29	25 991 — n_V	25 398
V ₁₅	15	2,43	29	25 991 — n_V	25 398
V ₂₇	27	2,95	29	25 991 — n_V	25 398
V ₅₉	59	3,83	29	25 991 — n_V	25 398
V ₁₃₇	137	5,08	69	512 191 — n_V	159 318
V ₂₂₉	229	6,02	69	512 191 — n_V	159 318
V ₁₀₃₇	1037	9,97	69	512 191 — n_V	159 318
V ₂₂₇₇	2277	13,0	69	512 191 — n_V	159 318
V ₃₅₂₇	3527	15,0	79	794 241 — n_V	210 798
V ₅₀₆₅	5065	16,9	79	794 241 — n_V	210 798
V ₈₃₆₃	8363	20,0	99	1 634 941 — n_V	335 358

Упругие поля пор. Упругое поле деформаций, создаваемых в кристаллите порой, рассчитывалось из значений координат атомов модельного кристаллита после окончания процесса минимизации потенциальной энергии кристаллита, описанного ранее. Используемая для этого методика описана в [23], где она применялась для расчёта упругих полей деформаций, создаваемых межзельными дислокационными петлями в ОЦК Fe.

Взаимодействие ВП с РД. Энергия взаимодействия ВП с РД может быть рассчитана как

$$E^{int} = E_{ВП\&РД}^F - E_{ВП}^F - E_{РД}^F, \quad (5)$$

где $E_{ВП\&РД}^F$, $E_{ВП}^F$, $E_{РД}^F$ — энергии образования комплекса ВП—РД, ВП и РД соответственно. Значения E^{int} могут быть на порядки меньше, чем значения энергий образований в (5), поэтому энергии образования необходимо вычислять с высокой точностью. Основной вклад в погрешность определения энергий образования вносят граничные эффекты (размер модельного кристаллита, тип граничных условий) и допускаемая величина погрешности определения минимума потенциальной энергии кристаллита в процессе его релаксации. Для минимизации первой составляющей погрешности расчёты E^{int} проводились для модельных кристаллитов разных размеров, чтобы определить размер, для которого граничные эффекты практически отсутствуют. Для исключения второй составляющей погрешности проводилась глубокая релаксация модельных кристаллитов (до тех пор, пока максимальная действующая на атомы сила в кристаллите не становилась менее 10^{-8} эВ/нм).

Тестовые расчёты с использованием кубических кристаллитов с жёсткими граничными условиями, содержащими в своём центре пору V_9 или V_{8363} , показали, что для расчёта E^{int} с точностью не хуже 10^{-5} эВ необходимо, чтобы вакансии и СМА находились не ближе $10a$ и $25a$ к жёсткой границе кристаллита соответственно. Исходя из этих требований, для расчётов взаимодействия поры V_9 с вакансией и СМА выбраны кристаллиты с длиной стороны $39a$ и $69a$ соответственно, а для расчётов взаимодействия поры V_{8363} с вакансией и СМА выбраны кристаллиты размером $69a$ и $99a$ соответственно.

В рамках АЛТУ упругое взаимодействие между РД (упругим диполем) и упругим полем деформаций ВП в первом приближении (размерное взаимодействие первого порядка) может быть записано как [3—5]

$$E_{\text{size}}^{\text{int}} = -P_{ij}\varepsilon_{ij}, \quad (6)$$

где P_{ij} — дипольный тензор РД; ε_{ij} — тензор упругих деформаций ВП. Дипольные тензоры РД, рассчитанные МС-методом в настоящей работе для Fe, приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2. Компоненты дипольных тензоров (в эВ) вакансии и $\langle 110 \rangle$ гантельного СМА (расщепление гантели вдоль $[110]$) в Fe в кристаллографической системе координат (оси вдоль направлений $\langle 100 \rangle$)

Дефект	P_{11}	P_{22}	P_{33}	P_{12}	P_{13}	P_{23}
Вакансия	1,248	1,248	1,248	0	0	0
Гантель $[110]$	17,273	17,273	22,816	6,200	0	0

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Энергетические характеристики ВП. В табл. 3 сведены результаты расчётов МС-методом энергии образования сферических ВП различных размеров. Из приведённых результатов видно, что при размерах пор больше $\sim 10a$ их поверхностная энергия практически перестаёт зависеть от размера поры и имеет значение $\sim 2,1$ Дж/м² для Fe и V. В [24] путём сопоставления экспериментальных данных для разных металлов была получена корреляционная зависимость, позволяющая оценить их поверхностную энергию: $\gamma = 0,25 H(0)/A$, где $H(0)$ — когезионная энергия при абсолютном нуле температуры, $A = 1,612 N_A^{1/3} V^{2/3}$, N_A — число Авогадро, V — молярный объём. Пользуясь данным соотношением и экспериментальными значениями $H(0)$ для Fe и V из [25], в [24, 26] получены значения γ , равные 2,06 и 2,28 Дж/м² для Fe и V соответственно. Как видно, эти значения и расчётные значения γ (см. табл. 3) согласуются между собой. Для Fe при использовании потенциала M07 поверхностная энергия плоских поверхностей $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ составляет 2,012, 1,869 и 2,316 Дж/м² соответственно по данным [21]. Усредняя приведённые значения для плоских поверхностей, получим величину 2,07 Дж/м², которая практически совпадает с полученной здесь величиной для сферической поверхности (2,1 Дж/м²).

Т а б л и ц а 3. Энергия образования E^F , поверхностная энергия γ и релаксационный объём V^R сферических вакансионных пор разных диаметров D в ОЦК-металлах Fe и V

ВП	D, a	Fe			V		
		$E^F, \text{эВ}$	$\gamma, \text{Дж/м}^2$	V^R, Ω	$E^F, \text{эВ}$	$\gamma, \text{Дж/м}^2$	V^R, Ω
V_1	1,0	2,104	1,36	-0,10	2,488	1,43	-0,20
V_9	2,0	13,18	1,96	-1,60	16,47	2,18	-1,47
V_{15}	2,4	17,88	1,90	-1,11	19,21	1,81	-0,62
V_{27}	3,0	29,30	2,10	-2,62	33,89	2,16	-1,89
V_{59}	3,8	45,47	1,94	-2,79	50,33	1,90	-2,95
V_{137}	5,1	85,14	2,07	-6,36	96,76	2,09	-5,95
V_{229}	6,0	129,56	2,23	-10,77	147,40	2,26	-4,31
V_{1037}	10,0	333,08	2,10	-21,22	371,43	2,08	-19,27
V_{2277}	13,0	576,61	2,15	-35,43	638,38	2,11	-22,46
V_{3527}	15,0	771,26	2,15	-43,44	853,45	2,11	-27,55
V_{5065}	16,9	959,42	2,10	-52,51	1057,98	2,06	-39,94
V_{8363}	20,0	1361,26	2,13	-75,83	1499,57	2,09	-51,60

Упругие поля деформаций ВП. Полученные в результате обработки МС-данных (координаты атомов) поля деформаций, создаваемые сферическими ВП, сведены в базу данных. В качестве примера на

рис. 1, 2 показаны виды на изоповерхности $\varepsilon_{ij} = \pm 0,02\%$, где $i, j = 1, 2, 3$ и $\text{Tr } \varepsilon = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33} = \pm 0,02\%$ для ВП диаметром $5a$ (V_{137}) и $20a$ (V_{8363}) в ОЦК-металлах Fe и V. Координатные оси X, Y и Z направлены вдоль кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$, начало координат совпадает с центром поры. Из шести компонент тензора деформаций на рис. 1, 2 представлены только две (ε_{11} и ε_{23}), так как из-за высокой точечной симметрии кристалла относительно центра поры изоповерхности для ε_{22} и ε_{33} могут быть получены из ε_{11} с помощью поворотов на 90° вокруг осей Z и Y соответственно, а изоповерхности для ε_{13} и ε_{12} — из ε_{23} с помощью поворотов на 90° вокруг оси Z по часовой стрелке и оси Y против часовой стрелки соответственно.

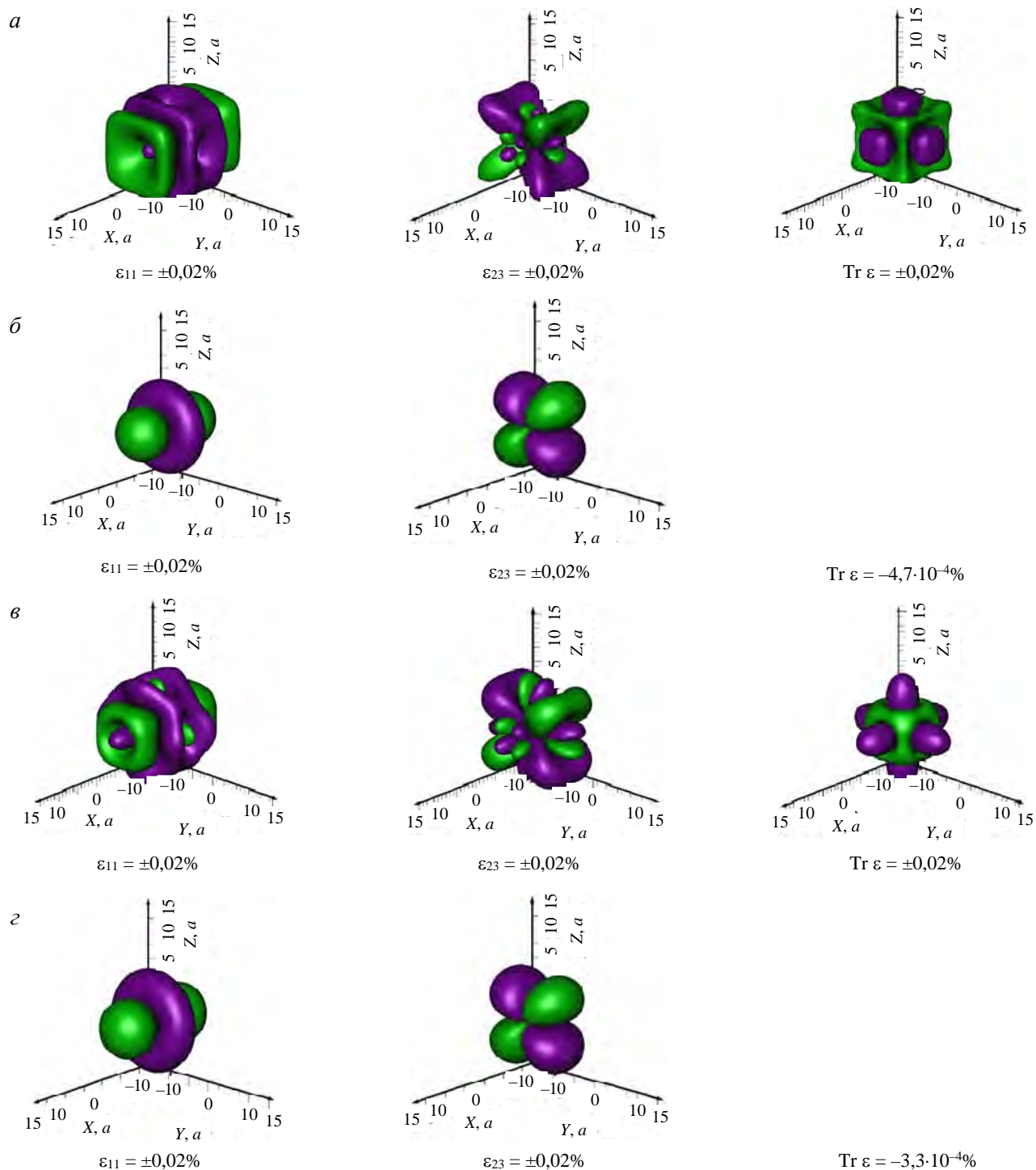


Рис. 1. Поле деформаций, создаваемое сферической порой V_{137} ($D = 5a$) в атомистической модели (а, в) и в упругоизотропной континуальной модели Эшелби (б, г) в Fe (а, б) и V (в, г): вид на изоповерхности $\varepsilon_{ij} = \pm 0,02\%$ ($i, j = 1, 2, 3$) и $\text{Tr } \varepsilon = \pm 0,02\%$ ($\text{Tr } \varepsilon = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$); зелёный и фиолетовый цвета относятся к значениям $+0,02\%$ и $-0,02\%$ соответственно

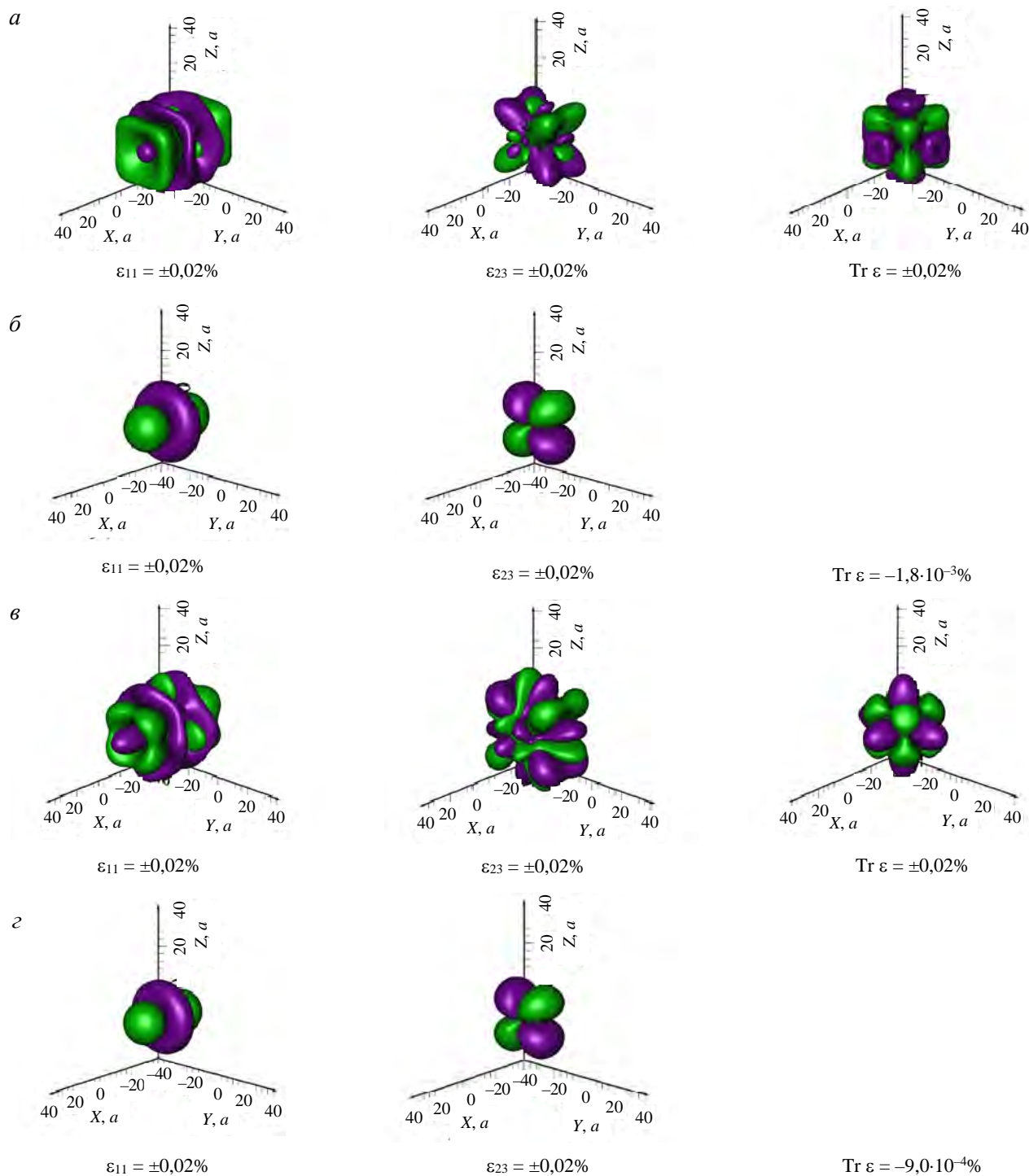


Рис. 2. Поле деформаций, создаваемое сферической порой V_{8363} ($D = 20a$) в атомистической модели (а, в) и в упругоизотропной континуальной модели Эшелби (б, г) в Fe (а, б) и V (в, г): вид на изоповерхности $\varepsilon_{ij} = \pm 0,02\%$ ($i, j = 1, 2, 3$) и $\text{Tr } \varepsilon = \pm 0,02\%$ ($\text{Tr } \varepsilon = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$); зелёный и фиолетовый цвета относятся к значениям $+0,02\%$ и $-0,02\%$ соответственно

На рис. 3, 4 показаны зависимости собственных значений $\varepsilon^{(1)}$, $\varepsilon^{(2)}$, $\varepsilon^{(3)}$ и $\text{Tr } \varepsilon$ от расстояния до поверхности поры для кристаллографических направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, проходящих через центр ВП диаметром $2a$ (V_9) и $20a$ (V_{8363}) в ОЦК-металлах Fe и V (данные для всех рассмотренных в работе ВП приведены в Приложении А). На рис. 1—4 также приведены соответствующие данные в упругоизотропном приближении, базирующемся на модели Эшелби [5, 19, 20] (Приложение Б).

Как видно на рис. 1—4, результаты расчётов по атомистической модели и по упругоизотропной континуальной модели Эшелби не согласуются друг с другом не только количественно, но и качественно: изоповерхности $\varepsilon_{ij} = \text{const}$ в атомистической модели и континуальной модели Эшелби топологически различны; в атомистической модели объёмная деформация не мала и имеет координатную зависимость в отличие

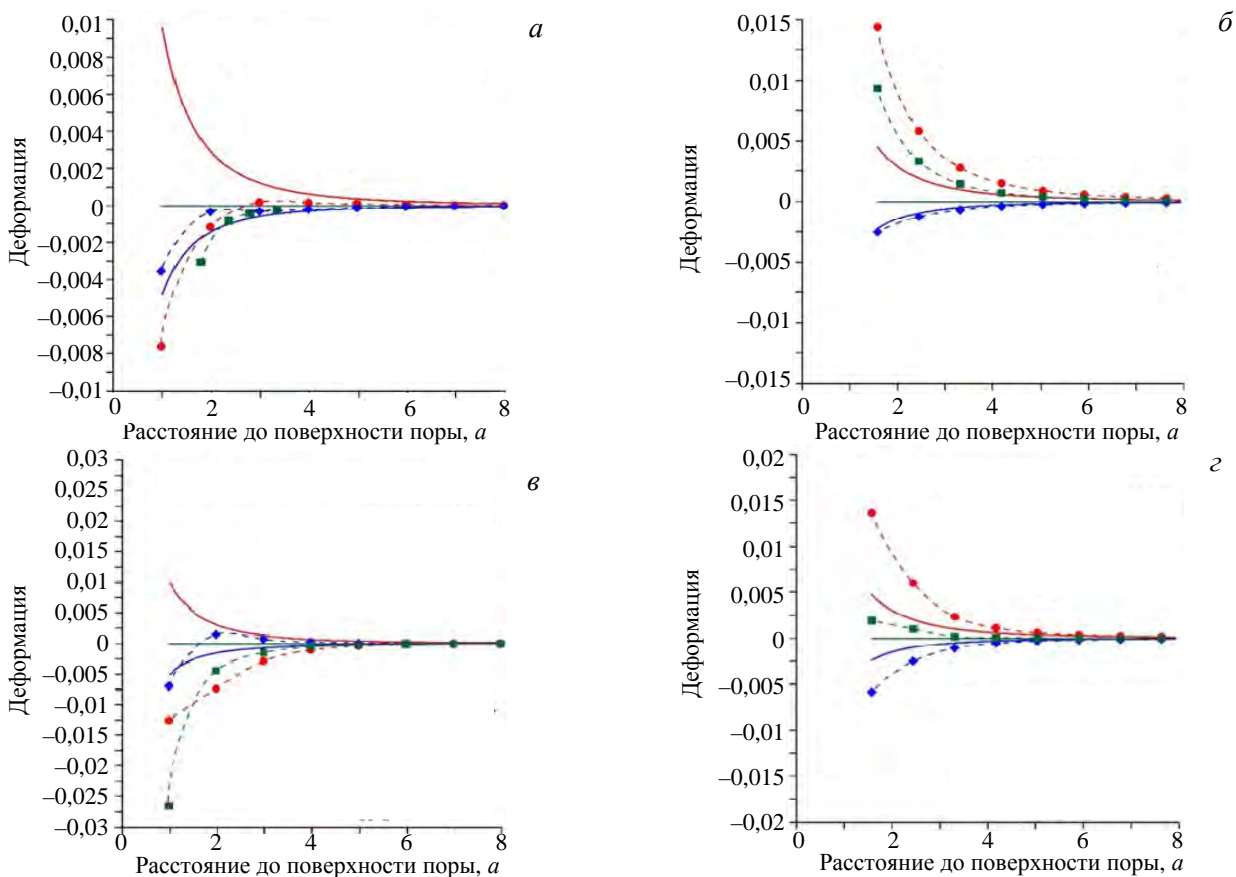


Рис. 3. Зависимости собственных значений $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)} = \epsilon^{(3)}$ и следа тензора упругих деформаций $\text{Tr } \epsilon = \epsilon^{(1)} + \epsilon^{(2)} + \epsilon^{(3)}$, создаваемых сферической порой V_9 (диаметр $2a$), от расстояния до поверхности ВП в направлении $\langle 100 \rangle$ или $\langle 111 \rangle$ в Fe и V. Собственный вектор, соответствующий $\epsilon^{(1)}$, параллелен рассматриваемому конкретному направлению: a — Fe, направление $\langle 100 \rangle$; $б$ — Fe, направление $\langle 111 \rangle$; $в$ — V, направление $\langle 100 \rangle$; $з$ — V, направление $\langle 111 \rangle$; атомистическая модель — $\epsilon^{(1)}$ (●), $\epsilon^{(2)} = \epsilon^{(3)}$ (◆), $\text{Tr } \epsilon$ (■), континуальная модель Эшелби — $\epsilon^{(1)}$ (—), $\epsilon^{(2)} = \epsilon^{(3)}$ (—), $\text{Tr } \epsilon$ (—)

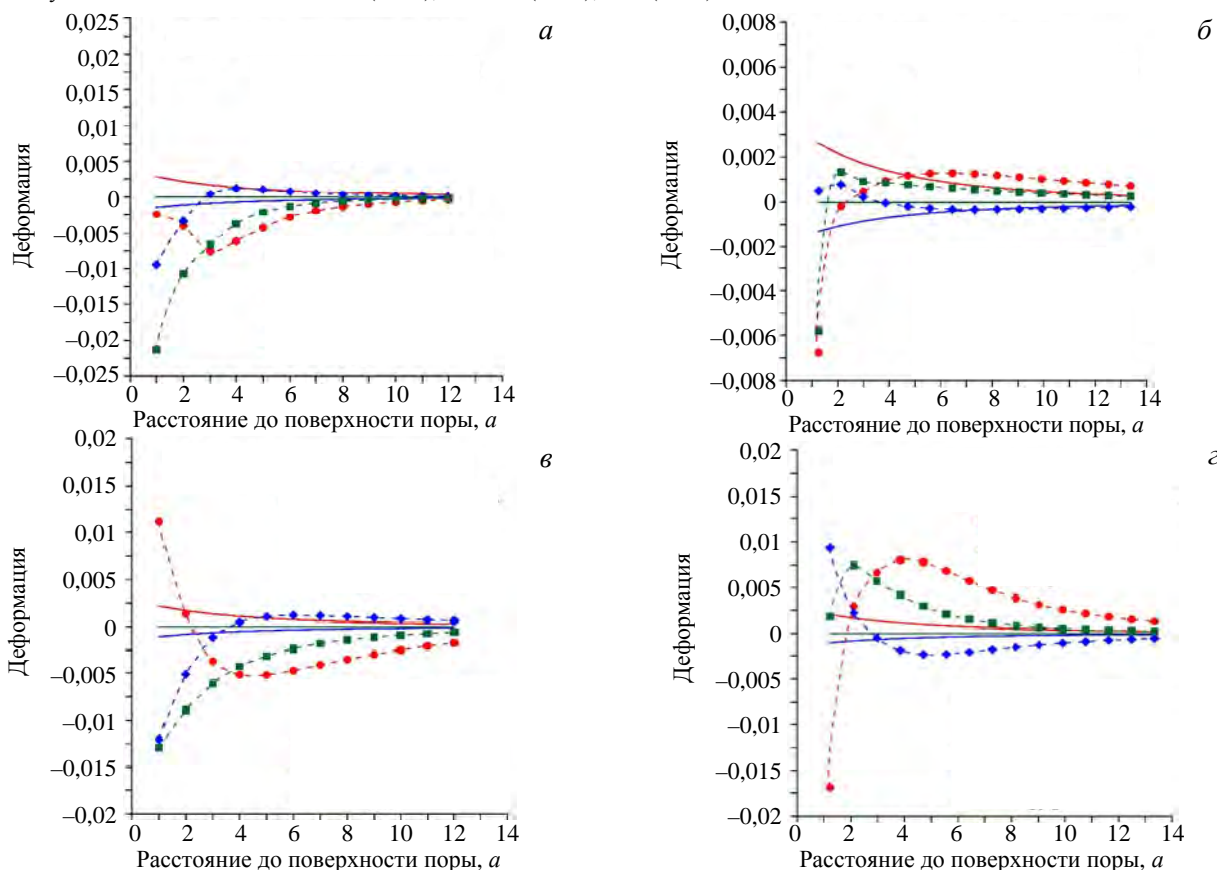


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для сферической поры V_{8363} (диаметр $20a$)

от континуальной модели Эшелби. Качественные различия не могут быть объяснены только использованием изотропного приближения в континуальной модели Эшелби, так как значение показателя упругой анизотропии A в кристалле V равно 0,78, что довольно близко к значению $A = 1$ в случае упругой изотропии, а топологически изоповерхности компонент тензора деформаций в атомистической модели в Fe и V схожи, несмотря на сильно различающиеся значения A (2,36 и 0,78 для Fe и V соответственно). Причиной качественных различий является принятое в континуальной модели Эшелби предположение о том, что силы, приложенные к внутренней поверхности поры, имеют равномерное распределение и направлены к центру поры (Приложение Б). В атомистических же моделях силы, возникающие в кристаллите после удаления атомов из его центра при формировании поры, имеют сложное пространственное распределение, могут быть направлены как к центру поры, так и от него (рис. 5).

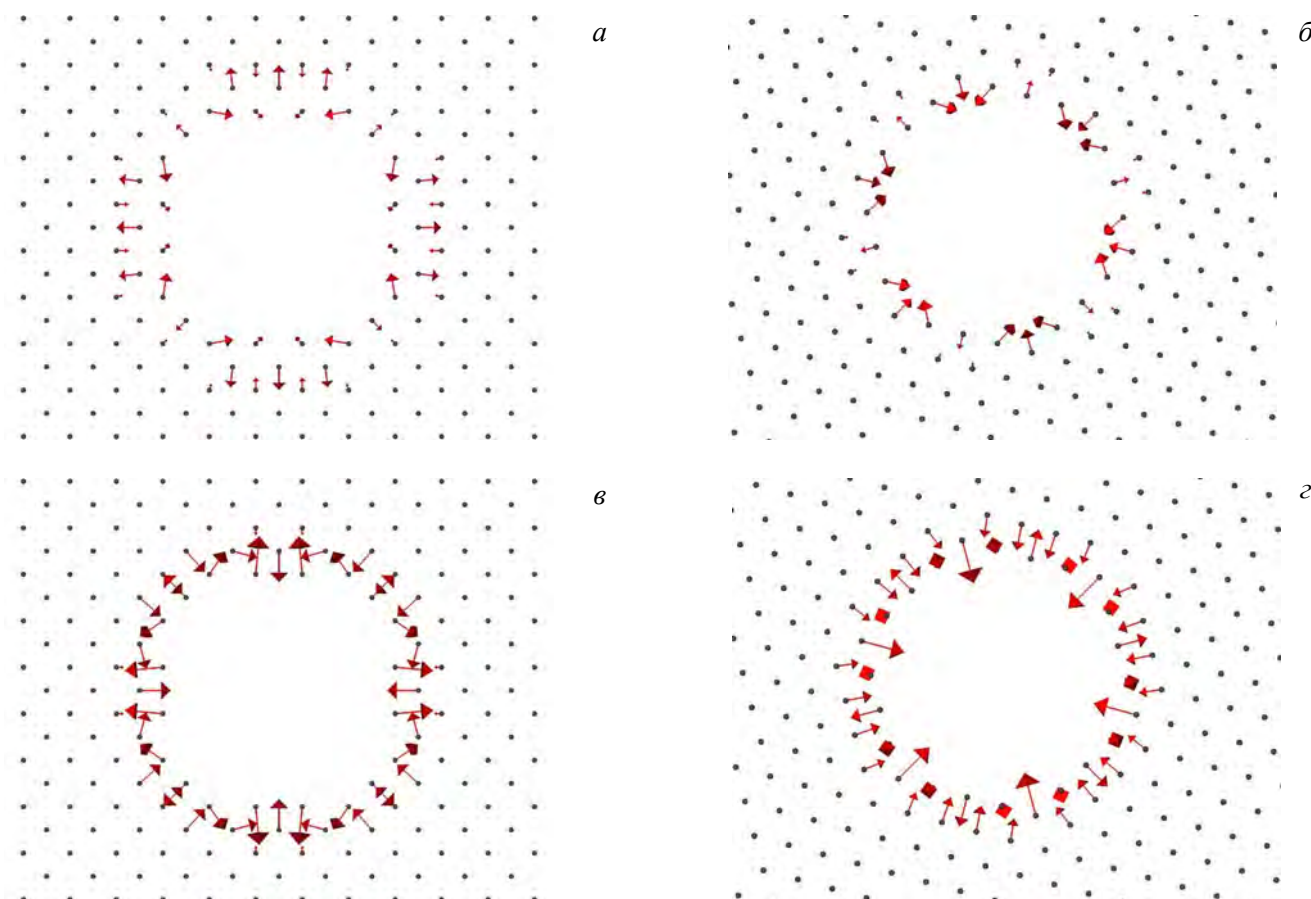


Рис. 5. Силы, возникающие в кристаллите после удаления атомов из его центра при формировании сферической поры V_{137} : a — Fe , плоскость (100); $б$ — Fe , плоскость (111); $в$ — V , плоскость (100); $г$ — V , плоскость (111); \bullet — атомы; \rightarrow — силы, действующие на атомы. Показан вид на сечение кристаллита толщиной в один параметр решётки, проходящее через центр кристаллита

В связи с этим при определении влияния упругих полей ВП на их силы стока для радиационных дефектов необходимо использовать упругие поля ВП, полученные либо с использованием атомистических моделей, либо гибридных атомистическо-континуальных моделей (например, модель, в которой рассчитывается реакция упругой среды на поле объёмных сил, возникающих при формировании поры в кристалле, определяемых с помощью атомистического подхода).

Создаваемые порами поля упругих деформаций являются значительно менее дальнедействующими по сравнению с дислокационными полями. Например, в Fe и V для пор диаметром $2a$ и $20a$ абсолютные значения компонент тензора деформаций становятся меньше 0,02% на расстояниях от поверхности ВП больше $\sim 9a$ и $\sim 26a$ соответственно. Значения компонент тензора деформаций, создаваемых прямолинейными дислокациями, могут достигать подобных значений на расстояниях от дислокации на один-два порядка больше в зависимости от типа дислокации [6].

Взаимодействие РД с ВП. Положение СТД относительно поверхности поры будем характеризовать указанием ячейки Вигнера—Зейтца (ЯВЗ), в которой он расположен. Для этого введём последовательную нумерацию ЯВЗ, образующих цепочку ячеек вдоль рассматриваемых направлений $\langle 100 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$, начиная её с единицы от ЯВЗ, граничащей с вакантными ЯВЗ, образующими пору. В табл. 4 приведено соответствие координат X, Y, Z и номеров ЯВЗ для рассматриваемых пор и направлений. За расстояние от поверхности поры до СТД будем принимать величину $r_s = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} - 0,5D$, где X, Y, Z — координаты ЯВЗ, содержащей в себе СТД, D — диаметр поры (см. табл. 1).

Т а б л и ц а 4. Соответствие координат X, Y, Z (в $a/2$) и номеров ЯВЗ для рассматриваемых пор и направлений

Пора	Направление	Номер ЯВЗ					
		1	2	3	4	5	6
V ₉	[001]	(0 0 2)	(0 0 4)	(0 0 6)	(0 0 8)	(0 0 10)	(0 0 12)
	[111]	(2 2 2)	(3 3 3)	(4 4 4)	(5 5 5)	(6 6 6)	(7 7 7)
V ₈₃₆₃	[001]	(0 0 20)	(0 0 22)	(0 0 24)	(0 0 26)	(0 0 28)	(0 0 30)
	[111]	(12 12 12)	(13 13 13)	(14 14 14)	(15 15 15)	(16 16 16)	(17 17 17)

Энергия взаимодействия ВП с РД E^{int} рассчитывалась для РД (вакансия и $\langle 110 \rangle$ гантельные конфигурации СМА в ориентациях $[110]$ и $[\bar{1}10]$ в различных положениях относительно ВП V₉ и V₈₃₆₃, находящихся на проходящих через центр ВП прямых вдоль направлений $[001]$ и $[111]$ (рис. 6). Значение E^{int} для

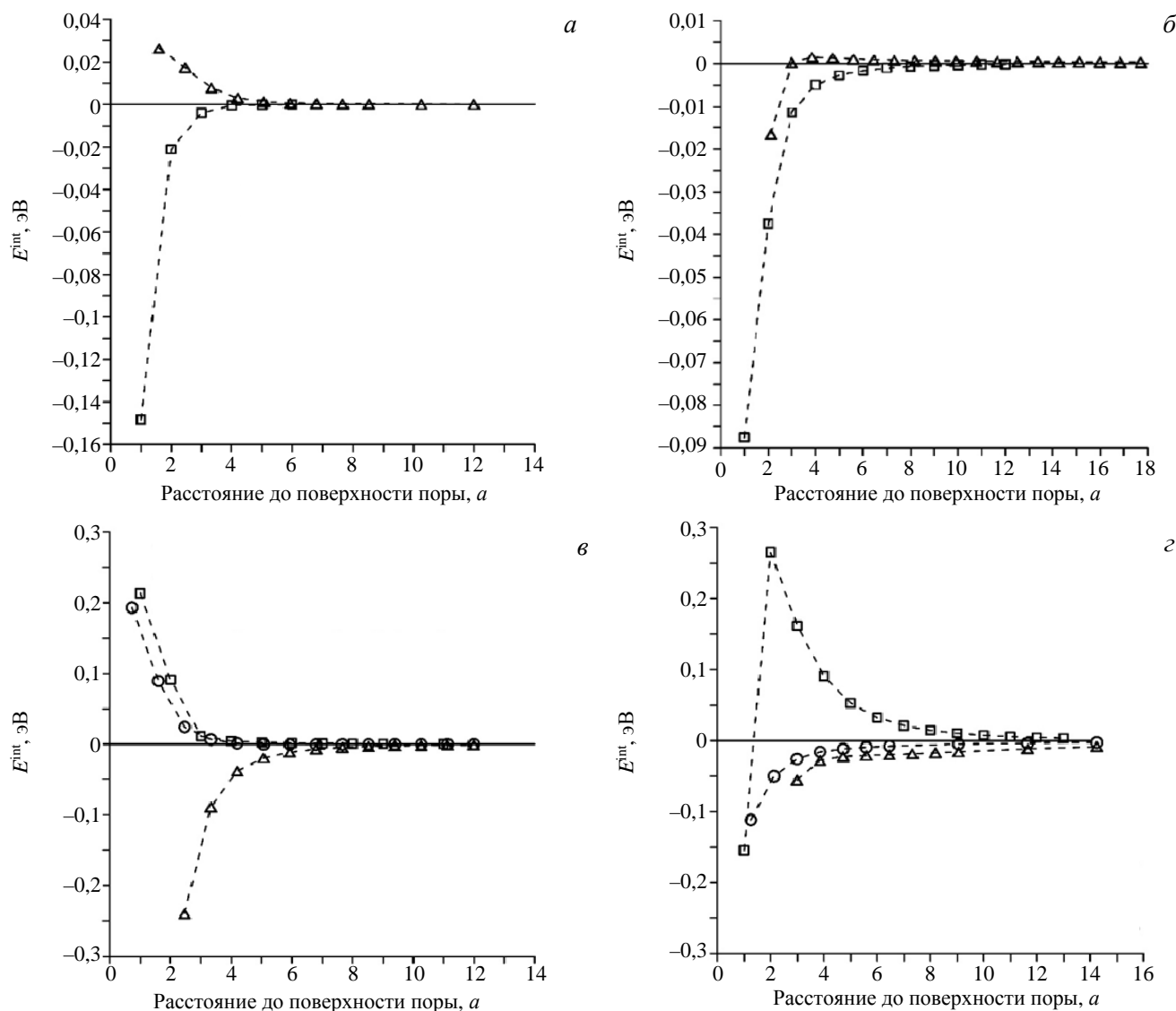


Рис. 6. Зависимости рассчитанной МС-методом энергии взаимодействия ВП с вакансией (а, б, □ — направление $\langle 100 \rangle$, Δ — направление $\langle 111 \rangle$) и СМА (в, г, □ — направление $[100]$, гантель $[110]$, Δ — направление $[111]$, гантель $[\bar{1}10]$) от расстояния между СТД и поверхностью ВП в Fe: а, в — V₉; б, г — V₈₃₆₃

вакансий превышает по модулю среднюю энергию тепловых колебаний атомов ($|E^{int}| > 1,5k_B T$), когда вакансии находятся в ЯВЗ с номерами, не превышающими 2 при $20\text{ }^\circ\text{C} < T < 700\text{ }^\circ\text{C}$ (табл. 5). Значения E^{int} для СМА, как правило, на порядок больше, чем для вакансии при одинаковом их расположении относительно ВП (см. рис. 6). Как следствие, взаимодействие СМА с ВП является более дальнедействующим: $|E^{int}| > 1,5k_B T$ для ЯВЗ, содержащих СМА, с номерами до 6 и 4 при 20 и 750 °C соответственно (см. табл. 5).

Т а б л и ц а 5. Максимальные номера ЯВЗ в направлениях [001] и [111], для которых $|E^{int}| > 1,5k_B T$ при T , равных 20, 350, 700 °C в Fe

Пора	Направление	СТД		
		Вакансия	СМА	
			Гантель [110]	Гантель [$\bar{1}10$]
V ₉	[001]	2 / 2 / 2	3 / 3 / 2	3 / 3 / 2
	[111]	1 / 1 / 1	5 / 4 / 3	2 / 2 / 1
V ₈₃₆₃	[001]	2 / 2 / 1	6 / 5 / 4	6 / 5 / 4
	[111]	2 / 2 / 2	4 / 3 / 3	3 / 2 / 1

Если вакансия находится вплотную к поверхности поры (номер её ЯВЗ равен 1), то фактически пора с вакансией представляет собой единый объект — пора, содержащая на одну вакансию больше, чем исходная. Энергия связи вакансии с порой при этом может быть довольно значительной. Значения энергии связи поры с вакансией, находящейся на полюсе поры $\langle 100 \rangle$, составляет 1,26 и 1,43 эВ для пор V₉ и V₈₃₆₃ соответственно. Энергии связи поры с вакансией, находящейся на полюсе $\langle 111 \rangle$, меньше (особенно для V₉) и составляет 0,16 и 1,13 эВ для пор V₉ и V₈₃₆₃ соответственно. Энергия связи поры V₉ с СМА, вышедшим на её поверхность, составляет 4,5 эВ, соответствующее значение для поры V₈₃₆₃ находится в диапазоне 2,3—2,5 эВ в зависимости от точки выхода на поверхность поры.

В процессе релаксации модельного кристаллита созданный вблизи поверхности поры СТД может терять устойчивость и двигаться к поверхности поры, изменяя её размер: вакансия присоединяется к поре, увеличивая её размер, а СМА, выходя на поверхность поры, уменьшает её размер. В табл. 6 приведены максимальные номера ЯВЗ в направлениях [001] и [111], находящиеся в которых СТД в процессе релаксации теряют устойчивость и выходят на поверхность поры.

Т а б л и ц а 6. Максимальные номера ЯВЗ в направлениях [001] и [111], в которых находящиеся СТД в процессе релаксации теряют устойчивость и выходят на поверхность поры в Fe

Пора	Направление	СТД		
		Вакансия	СМА	
			Гантель [110]	Гантель [$\bar{1}10$]
V ₉	[001]	—	1	1
	[111]	—	2	—
V ₈₃₆₃	[001]	—	1	1
	[111]	2	3	1

Представим рассчитываемую МС-методом энергию взаимодействия в виде суммы двух слагаемых: $E^{int} = E_{size}^{int} + E_X^{int}$, где E_{size}^{int} — размерная энергия взаимодействия (6), а под E_X^{int} будем понимать все прочие вклады в полную энергию взаимодействия. В случае, когда вклад размерного взаимодействия по модулю больше всех прочих вкладов ($|E_{size}^{int}| > |E_X^{int}|$), выполняется двойное неравенство $0 < E^{int}/E_{size}^{int} < 2$. Если $|E_{size}^{int}| \gg |E_X^{int}|$, $E^{int}/E_{size}^{int} \approx 1$. Рассчитанные зависимости величины E^{int}/E_{size}^{int} от расстояния между СТД и поверхностью ВП в направлениях [100] и [111] для рассматриваемых СТД и ВП в Fe приведены на рис. 7.

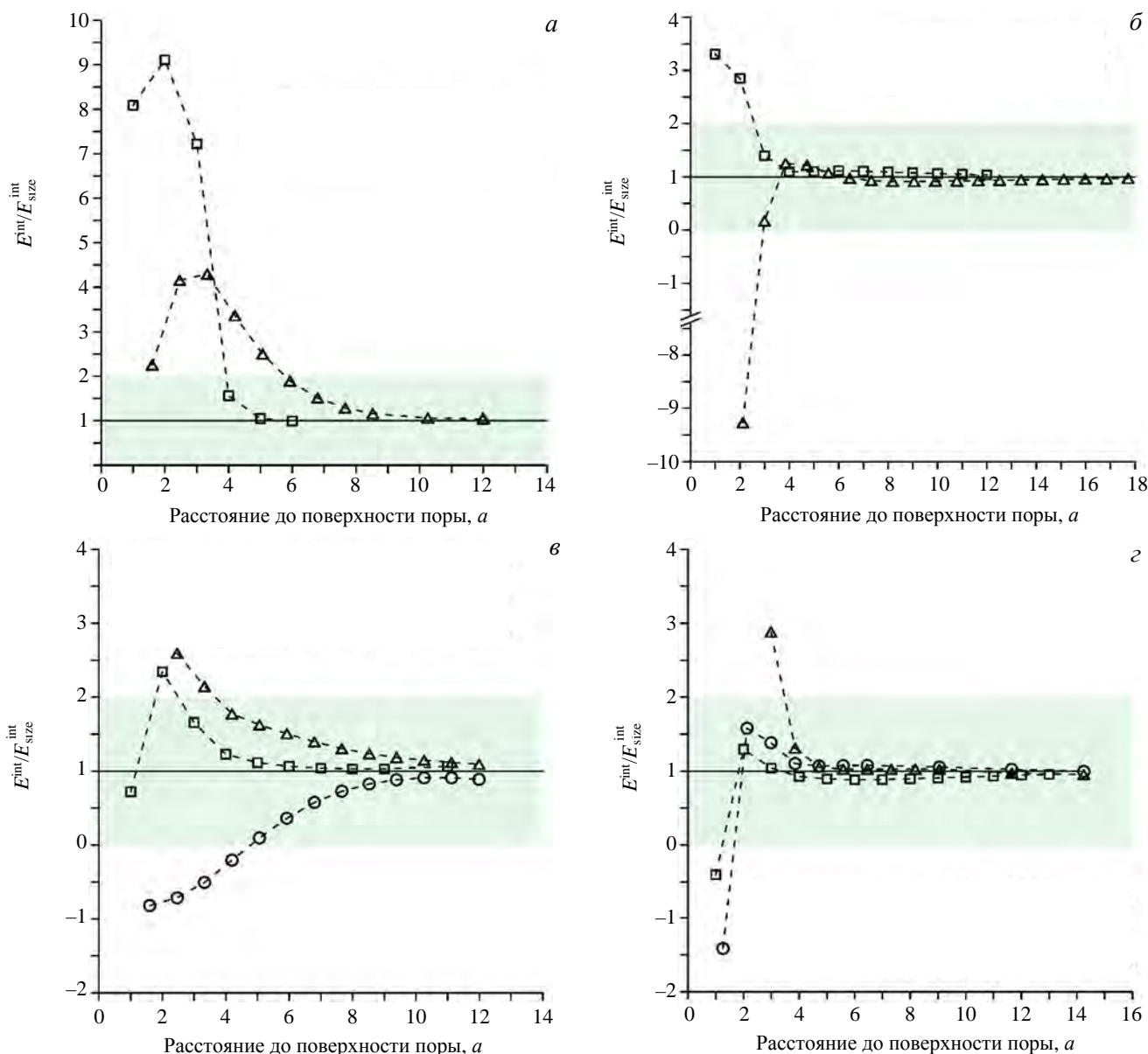


Рис. 7. Зависимости рассчитанной МС-методом энергии взаимодействия ВП с вакансией (а, б, □ — направление $\langle 100 \rangle$, Δ — направление $\langle 111 \rangle$) и СМА (в, г, □ — направление $[100]$, гантель $[110]$, Δ — направление $[111]$, гантель $[\bar{1}10]$), нормированной на величину размерной энергии взаимодействия, от расстояния между СТД и поверхностью ВП в Fe: а, в — V_9 ; б, г — V_{8363}

На рис. 7 видно, что на расстояниях от поверхности ВП V_9 и V_{8363} , превышающих $8a$ и $4a$ соответственно, размерное взаимодействие практически целиком определяет полную энергию взаимодействия ($E^{int} / E_{size}^{int} \approx 1$). На самых коротких расстояниях r_S наблюдаются значительные расхождения между E^{int} и E_{size}^{int} . В табл. 7 приведены максимальные номера ЯВЗ в направлениях $[001]$ и $[111]$, для которых размерное взаимодействие СТД, находящихся в них, с ВП не вносит основной вклад в полную энергию взаимодействия. Видно, что прочие вклады в энергию взаимодействия доминируют на довольно значитель-

Т а б л и ц а 7. Максимальные номера ЯВЗ, содержащих СТД, для которых $0 > E^{int} / E_{size}^{int} > 2$ в Fe

Пора	Направление	СТД		
		Вакансия	СМА	
			Гантель $[110]$	Гантель $[\bar{1}10]$
V_9	$[001]$	4	3	3
	$[111]$	6	4	5
V_{8363}	$[001]$	3	2	2
	$[111]$	3	4	2

ных расстояниях от поверхности поры для вакансий (V_9 , направление [111]), но, как уже было отмечено ранее, значения E^{int} малы сами по себе (см. рис. 6, а, б, табл. 5), поэтому учёт одного только размерного взаимодействия при решении диффузионных задач для вакансий не приведёт к заметному влиянию на результаты. Вклад размерного взаимодействия в полное взаимодействие для СМА становится основным на заметно более близких расстояниях от поверхностей пор, чем для вакансий.

Различия между двумя способами определения энергии взаимодействия (МС-расчёт или учёт только упругого (размерного) взаимодействия) существенны для расчётов сил стоков, если по величине эти различия превосходят энергию тепловых флуктуаций $1,5k_B T$ в пространственной области, сравнимой по объёму с объёмом стока. В табл. 8 приведены максимальные значения номеров ЯВЗ, для которых $|E^{\text{int}} - E_{\text{size}}^{\text{int}}| > 1,5k_B T$ при $T = 20, 350, 700$ °С, в направлениях [001] и [111]. Видно, что для вакансий различия несутельственны вплоть до самых малых расстояний вакансии до поверхности пор при всех рассматриваемых температурах — усреднённое по всем направлениям максимальное значение номеров ЯВЗ составляет 1,75 при 20 °С и 1,5 при более высоких температурах. При комнатной температуре усреднённые максимальные номера ЯВЗ для СМА (3,25) заметно выше, чем для вакансий. С ростом температуры средние значения снижаются, приближаясь к соответствующим значениям для вакансий: 2,25 и 2,0 при 350 и 700 °С соответственно.

Таблица 8. Максимальные значения номеров ЯВЗ, в которых $|E^{\text{int}} - E_{\text{size}}^{\text{int}}| > 1,5k_B T$ при T , равных 20, 350, 700 °С, для направлений [001] и [111]

Пора	Направление	СТД		
		Вакансия	СМА	
			Гантель [110]	Гантель [$\bar{1}10$]
V_9	[001]	2 / 2 / 2	4 / 2 / 1	4 / 2 / 1
	[111]	1 / 1 / 1	4 / 3 / 3	3 / 2 / 2
V_{8363}	[001]	2 / 1 / 1	3 / 2 / 2	3 / 2 / 2
	[111]	2 / 2 / 2	3 / 3 / 3	2 / 2 / 2

Проведённые оценки позволяют обоснованно надеяться на корректность предлагаемого подхода к учёту влияния взаимодействия ВП с СТД путём определения только размерного вклада в задаче определения сил стока вакансионных пор при температурах выше 20 и 350 °С для вакансий и СМА соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ОЦК-металлах Fe и V с помощью атомистического подхода (молекулярная статика) рассчитаны поля упругих деформаций, создаваемых сферическими вакансионными порами диаметром от $2a$ до $20a$. Сравнение с результатами расчётов по упругоизотропной континуальной модели Эшелби показало, что результаты расчётов по атомистической модели и модели Эшелби не согласуются друг с другом не только количественно, но и качественно. Причиной этого является чрезмерно упрощающее предположение в модели Эшелби о том, что силы, приложенные к внутренней поверхности поры, имеют равномерное распределение и направлены к центру поры. В связи с этим при определении влияния упругих полей вакансионных пор на их силы стока для радиационных дефектов необходимо использовать упругие поля пор, рассчитанные либо с использованием атомистических моделей, либо гибридных атомистическо-континуальных моделей, учитывающих реакцию упруго-анизотропной среды на поле объёмных сил, возникающих при формировании поры в кристалле, определяемых с помощью атомистического подхода (пора формируется путём удаления атомов из узлов решётки без релаксации кристаллита).

Для расчёта энергии взаимодействия пор с радиационными дефектами (вакансии, СМА) предложен вычислительно эффективный гибридный подход, не вносящий значительной погрешности относительно атомистического подхода в расчёты сил стоков. Гибридный подход основан на совместном использовании разных методов: метод молекулярной статики используется для расчёта дипольных тензоров радиационных дефектов и создаваемых вакансионными порами полей упругих деформаций, а взаимодействие пор с радиационными дефектами (упругими диполями) рассчитывается с помощью анизотропной линейной теории упругости. Обоснованность применения такого подхода демонстрируется путём прямого сравнения его результатов с результатами применения только метода молекулярной статики, используя

в качестве тестовой задачи расчёт взаимодействия сферических вакансионных пор разных размеров ($2a$ и $20a$) и радиационных дефектов для ОЦК-металла Fe.

Работа поддержана НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 1934а от 28.09.2020) и выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Golubov S.I., Barashev A.V., Stoller R.E.** 1.23 — Reaction rate theory. — *Comprehensive Nuclear Materials* (Second Edition), Elsevier, 2020, vol. 1, p. 717—753, doi: 10.1016/B978-0-12-803581-8.00663-9.
2. **Becquart C.S., Mousseau N., Domain C.** Kinetic Monte Carlo simulations of irradiation effects. — *Ibid.*, p. 754—778, doi: 10.1016/B978-0-12-803581-8.11685-6.
3. **Kröner E.** Allgemeine Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen. — *Arch. Rational Mech. Anal.*, 1959, vol. 4, p. 273—334, doi: 10.1007/BF00281393.
4. **Eshelby J.D.** The continuum theory of lattice defects. — In: Seitz F., Turnbull D. (Eds.). *Solid State Physics*. — New York: Academic Press, 1956, vol. 3, p. 79—144, doi: 10.1016/S0081-1947(08)60132-0.
5. **Teodosiu C.** *Elastic Models of Crystal Defects*. — Berlin: Springer—Verlag, 1982.
6. **Sivak A.B., Romanov V.A., Chernov V.M.** Diffusion of self-point defects in body-centered cubic iron crystal containing dislocations. — *Crystallogr. Rep.*, 2010, vol. 55(1), p. 97—108, doi: 10.1134/S1063774510010153.
7. **Sivak A.B., Chernov V.M., Romanov V.A., Sivak P.A.** Kinetic Monte-Carlo simulation of self-point defect diffusion in dislocation elastic fields in BCC iron and vanadium. — *J. Nucl. Mater.*, 2011, vol. 417, p. 1067—1070, doi:10.1016/j.jnucmat.2010.12.176.
8. **Sivak A.B., Sivak P.A.** Efficiency of dislocations as sinks of radiation defects in fcc copper crystal. — *Crystallogr. Rep.*, 2014, vol. 59(3), p. 407—414, doi: 10.1134/S1063774514030183.
9. **Sivak A.B., Sivak P.A., Romanov V.A., Chernov V.M.** Dislocation sinks efficiency for self-point defects in iron and vanadium crystals. — *Inorg. Mater.: Appl. Res.*, 2015, vol. 6(2), p. 105—113, doi: 10.1134/S2075113315020161.
10. **Sivak A.B., Sivak P.A., Romanov V.A., Chernov V.M.** Effect of external stresses on efficiency of dislocation sinks in BCC (Fe, V) and FCC (Cu) crystals. — *Inorg. Mater.: Appl. Res.*, 2015, vol. 6(5), p. 466—472, doi:10.1134/S2075113315050184.
11. **Sivak A.B., Sivak P.A., Romanov V.A., Chernov V.M.** Hydrogen diffusion in the elastic fields of dislocations in iron. — *Phys. Atom. Nucl.*, 2016, vol. 79(7), p. 1199—1203, doi: 10.1134/S1063778816070115.
12. **Сивак А.Б., Коровин С.В., Сивак П.А.** Эффективности дислокационных стоков для радиационных дефектов в ГЦК-кристалле Pu. — *ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы*, 2018, т. 3(94), с. 23—30.
13. **Subramanian G., Perez D., Uberuaga B.P., Tomé C.N., Voter A.F.** Method to account for arbitrary strains in kinetic Monte Carlo simulations. — *Phys. Rev. B*, 2013, vol. 87, 144107, doi: 10.1103/PhysRevB.87.144107.
14. **Carpentier D., Jourdan T., Le Bouar Y., Marinica M.-C.** Effect of saddle point anisotropy of point defects on their absorption by dislocations and cavities. — *Acta Materialia*, 2017, vol. 136, p. 323—334, doi: 10.1016/j.actamat.2017.07.013.
15. **Vattré A., Jourdan T., Ding H., Marinica C., Demkowicz M.J.** Non-random walk diffusion enhances the sink strength of semiconductor interfaces. — *Nature Communications*, 2016, vol. 7, 10424, doi: 10.1038/ncomms10424.
16. **Brailsford A.D., Bullough R.** The rate theory of swelling due to void growth in irradiated metals. — *J. Nucl. Mater.*, 1972, vol. 44, p. 121—135, doi: 10.1016/0022-3115(72)90091-8.
17. **Wiedersich H.** On the theory of void formation during irradiation. — *Radiat. Eff.*, 1972, vol. 12, p. 111—125, doi: 10.1080/00337577208231128.
18. **Borodin V.A., Ryazanov A.I., Abromeit C.** Void bias factors due to the anisotropy of the point defect diffusion. — *J. Nucl. Mater.*, 1993, vol. 207, p. 242—254, doi: 10.1016/0022-3115(93)90266-2.
19. **Eshelby J.D.** The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. — *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 1957, vol. 241, p. 376—396, doi:10.1098/rspa.1957.0133.
20. **Eshelby J.D.** The elastic field outside an ellipsoidal inclusion. — *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 1959, vol. 252, p. 561—569, doi:10.1098/rspa.1959.0173.
21. **Malerba L., Marinica M.C., Anento N., Björkas C., Nguyen H., Domain C., Djurabekova F., Olsson P., Nordlund K., Serra A., Terentyev D., Willaime F., Becquart C.S.** Comparison of empirical interatomic potentials for iron applied to radiation damage studies. — *J. Nucl. Mater.*, 2010, vol. 406, p. 19—38, doi: 10.1016/j.jnucmat.2010.05.017.
22. **Mendelev M.I., Han S., Son W., Ackland G.J., Srolovitz D.J.** Simulation of the interaction between Fe impurities and point defects in V. — *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 76, 214105, doi: 10.1103/PhysRevB.76.214105.
23. **Sivak A.B., Romanov V.A., Chernov V.M.** Strain fields and crystallographic characteristics of interstitial dislocation loops of various geometry. — In: *BCC Iron*, AIP Conference Proceedings, 2008, vol. 999, p. 118—133, doi: 10.1063/1.2918098.
24. **Tyson W.R.** Surface energies of solid metals. — *Canadian Metallurgical Quarterly*, 1975, vol. 14(4), p. 307—314, doi: 10.1179/000844375795049997.
25. **Kittel C.** *Introduction to solid state physics*. — In: 8th edition. Hoboken. — NJ: John Wiley & Sons, Inc, 2005.
26. **Tyson W.R., Miller W.A.** Surface free energies of solid metals: estimation from liquid surface tension measurements. — *Surface Science*, 1977, vol. 62, p. 267—276, doi: 10.1016/0039-6028(77)90442-3.
27. **Hill R.** The elastic behaviour of a crystalline aggregate. — *Proc. Phys. Soc. A*, 1952, vol. 65(5), p. 349—354, doi:10.1088/0370-1298/65/5/307.

ЗАВИСИМОСТИ УПРУГИХ ПОЛЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ СФЕРИЧЕСКИМИ ВП, ОТ РАССТОЯНИЯ ДО ИХ ПОВЕРХНОСТИ В ИЗБРАННЫХ НАПРАВЛЕНИЯХ

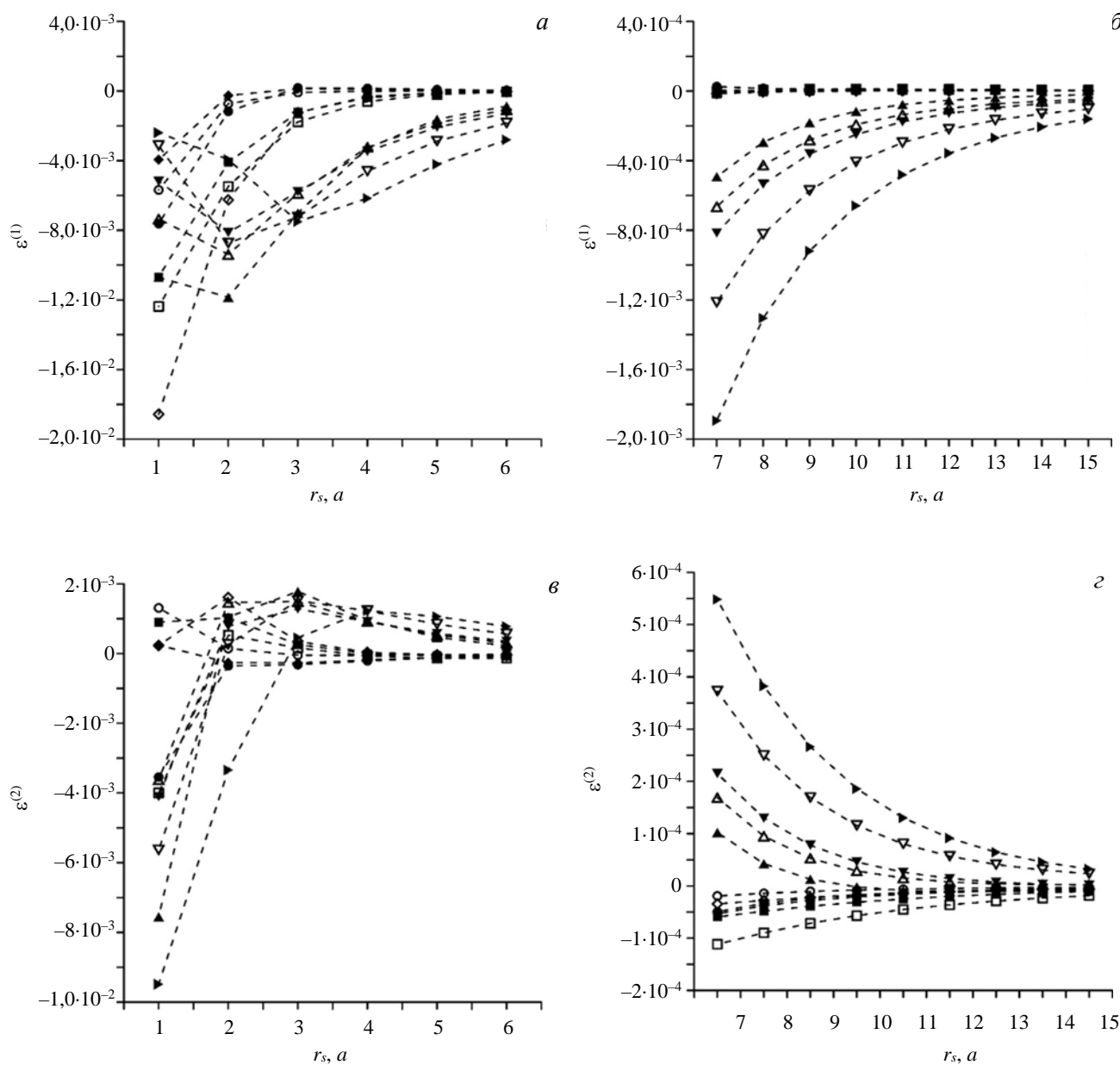


Рис. А.1. Зависимость собственных значений $\varepsilon^{(1)}$ (а, б) и $\varepsilon^{(2)} = \varepsilon^{(3)}$ (в, г) тензора упругих деформаций ВП от расстояния до поверхности ВП в направлениях $\langle 100 \rangle$ в Fe. Собственный вектор, соответствующий $\varepsilon^{(1)}$, параллелен рассматриваемому конкретному направлению $\langle 100 \rangle$: ● — V₉; ○ — V₁₅; ◆ — V₂₇; ◇ — V₅₉; ■ — V₁₃₇; □ — V₂₂₉; ▲ — V₁₀₃₇; △ — V₂₂₇₇; ▼ — V₃₅₂₇; ▽ — V₅₀₆₅; ► — V₈₃₆₃

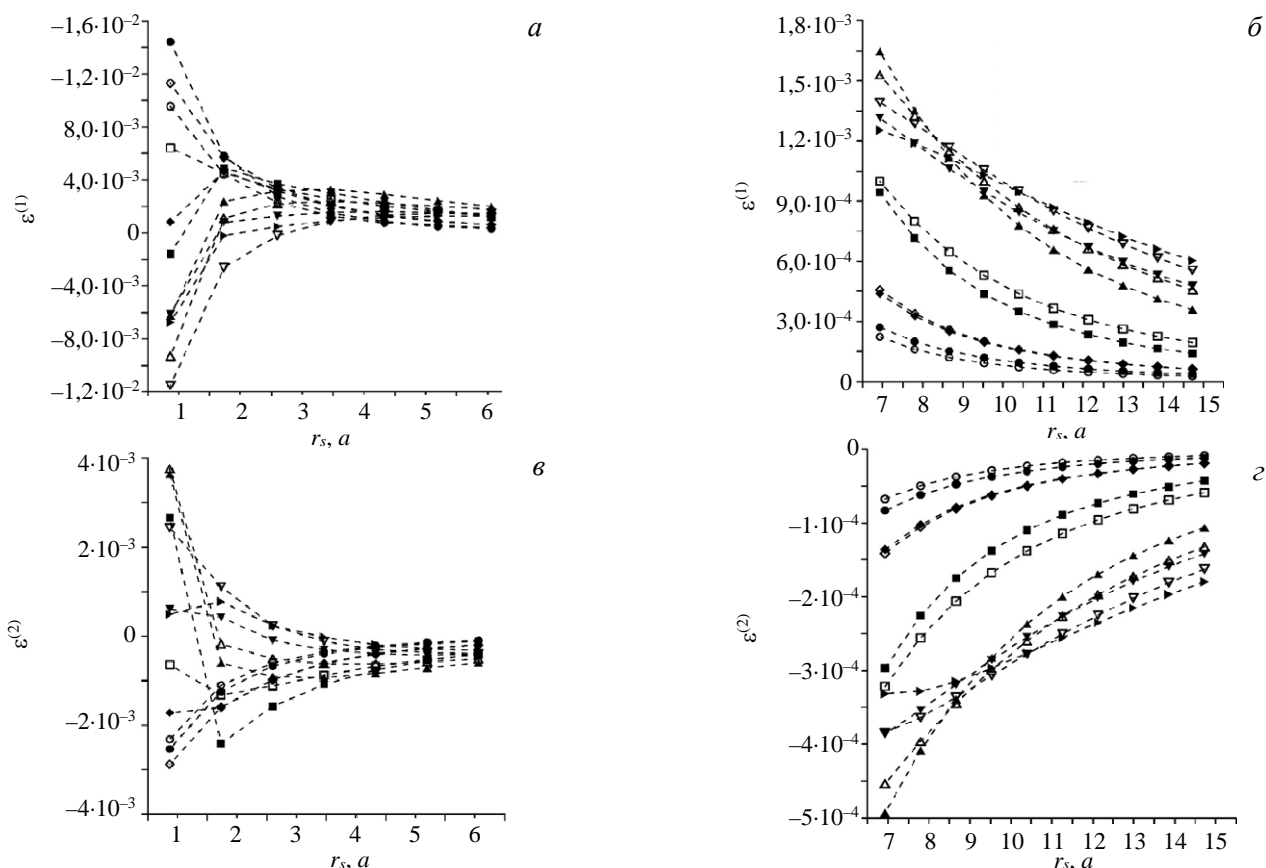


Рис. А.2. Зависимость собственных значений $\varepsilon^{(1)}$ (а, б) и $\varepsilon^{(2)} = \varepsilon^{(3)}$ (в, г) тензора упругих деформаций ВП от расстояния до поверхности ВП в направлениях $\langle 111 \rangle$ в Fe. Собственный вектор, соответствующий $\varepsilon^{(1)}$, параллелен рассматриваемому конкретному направлению $\langle 111 \rangle$: ● — V₉; ○ — V₁₅; ◆ — V₂₇; ◇ — V₅₉; ■ — V₁₃₇; □ — V₂₂₉; ▲ — V₁₀₃₇; △ — V₂₂₇₇; ▼ — V₃₅₂₇; ▽ — V₅₀₆₅; ► — V₈₃₆₃

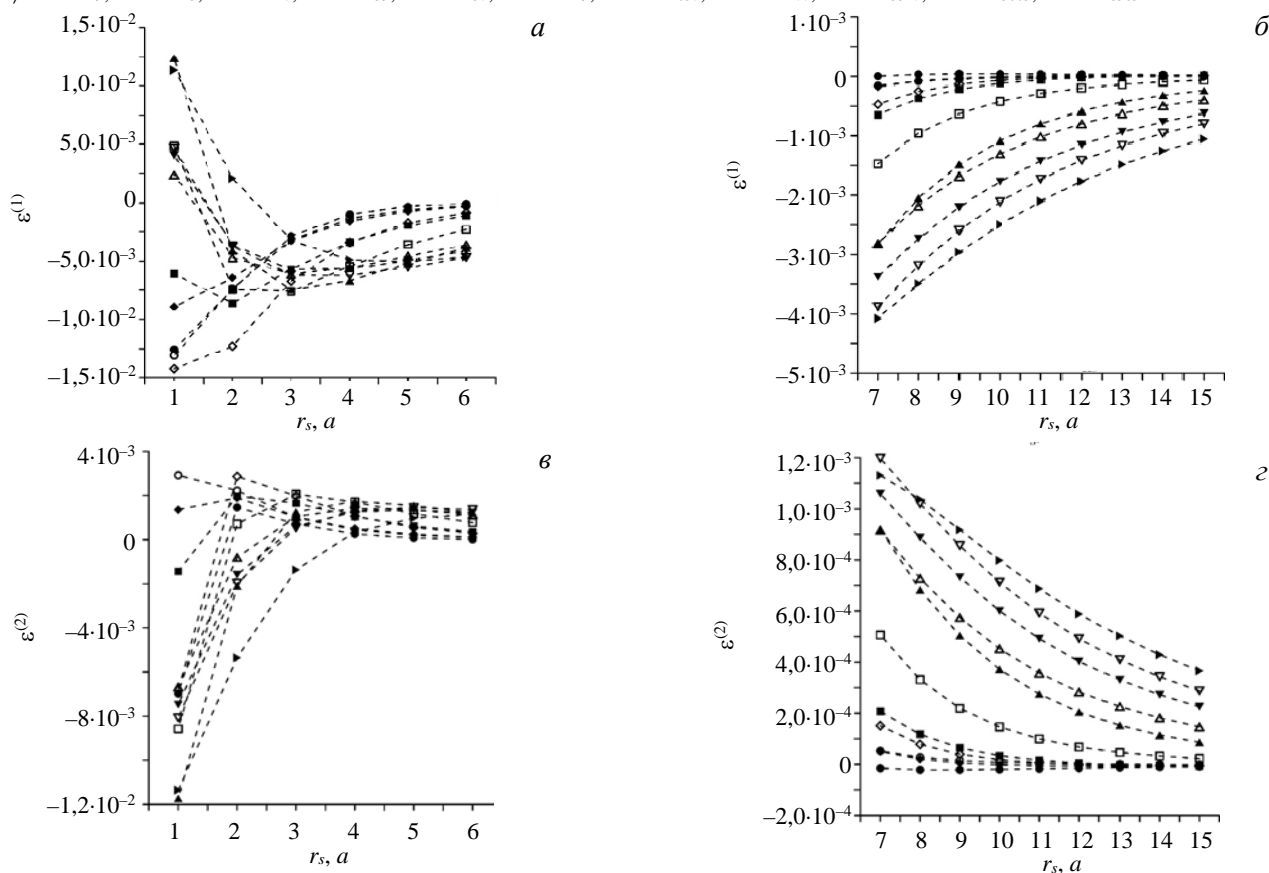


Рис. А.3. Зависимость собственных значений $\varepsilon^{(1)}$ (а, б) и $\varepsilon^{(2)} = \varepsilon^{(3)}$ (в, г) тензора упругих деформаций ВП от расстояния до поверхности ВП в направлениях $\langle 100 \rangle$ в V. Собственный вектор, соответствующий $\varepsilon^{(1)}$, параллелен рассматриваемому конкретному направлению $\langle 100 \rangle$: ● — V₉; ○ — V₁₅; ◆ — V₂₇; ◇ — V₅₉; ■ — V₁₃₇; □ — V₂₂₉; ▲ — V₁₀₃₇; △ — V₂₂₇₇; ▼ — V₃₅₂₇; ▽ — V₅₀₆₅; ► — V₈₃₆₃

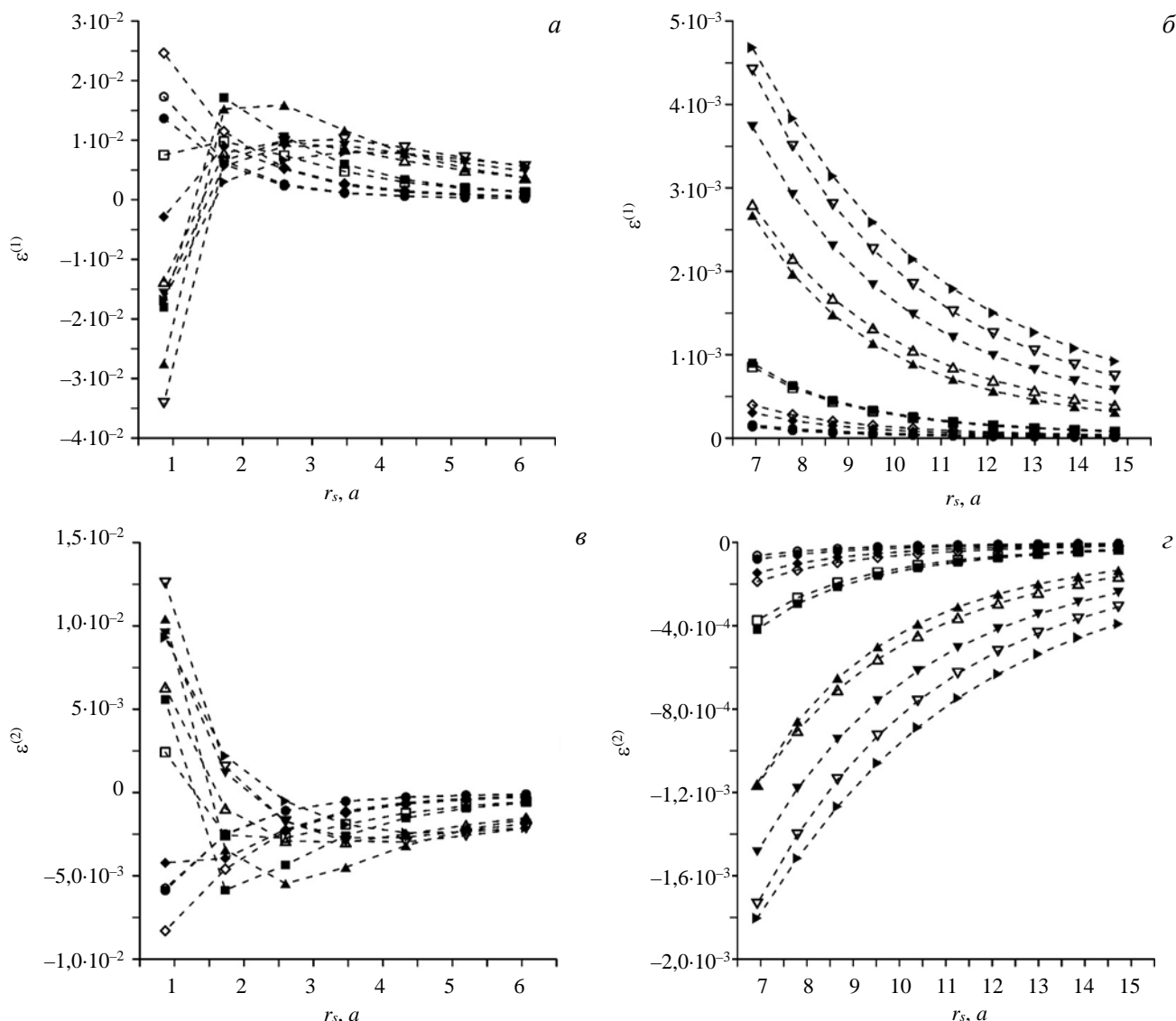


Рис. А.4. Зависимость собственных значений $\varepsilon^{(1)}$ (а, б) и $\varepsilon^{(2)} = \varepsilon^{(3)}$ (в, г) тензора упругих деформаций ВП от расстояния до поверхности ВП в направлениях $\langle 111 \rangle$ в V. Собственный вектор, соответствующий $\varepsilon^{(1)}$, параллелен рассматриваемому конкретному направлению $\langle 111 \rangle$: ● — V₉; ○ — V₁₅; ◆ — V₂₇; ◇ — V₅₉; ■ — V₁₃₇; □ — V₂₂₉; ▲ — V₁₀₃₇; △ — V₂₂₇₇; ▼ — V₃₅₂₇; ▽ — V₅₀₆₅; ► — V₈₃₆₃

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

УПРУГОИЗОТРОПНАЯ КОНТИНУАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ СФЕРИЧЕСКОЙ ПОРЫ

Поле деформаций, создаваемое сферической порой, можно определить, пользуясь континуальными моделями, предложенными Дж. Эшелби [19, 20]. Пусть упругое тело представляет собой шар радиусом R и объёмом V с концентрической сферической полостью. Приложим равномерно по поверхности нормальные к поверхности полости силы (силы направлены к центру поры) такой величины, чтобы объём полости уменьшился на δv (радиус сферической полости при этом становится равным r_0). В этом случае возникнет поле упругих деформаций [5]:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= -\frac{2C}{r^3} \left(1 - \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{r^3}{R^3} \right), \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{C}{r^3} \left(1 + 2 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{r^3}{R^3} \right), \\ \text{Tr} \varepsilon &= 6 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{C}{R^3} \end{aligned} \right\}, \tag{Б.1}$$

где

$$C = \frac{\delta v}{4\pi \left(1 + 2 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{r_0^3}{R^3}\right)}. \quad (\text{Б.2})$$

Изменение объёма упругого тела, вызванное порой, равно [5]

$$V^R = 12\pi C \frac{1-\nu}{1+\nu}. \quad (\text{Б.3})$$

Так как выражение (Б.3) устанавливает взаимосвязь между величинами V^R и C , можно брать величину V^R в качестве параметра, определяющего упругое поле поры. Перепишем в соответствующем виде выражение (Б.1):

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{rr} &= -\frac{V^R}{6\pi r^3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \left(1 - \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{r^3}{R^3}\right), \quad \varepsilon_{\theta\theta} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{V^R}{12\pi r^3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \left(1 + 2 \frac{1-2\nu}{1+\nu} \frac{r^3}{R^3}\right), \\ \text{Tr} \varepsilon &= \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{V^R}{2\pi R^3} = \frac{2}{3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{V^R}{V} \end{aligned} \right\} \quad (\text{Б.4})$$

Переходя из сферических координат к декартовым, получим для тензора деформаций

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{ij} &= \frac{V^R}{4\pi r^3} \frac{1+\nu}{1-\nu} \left(\frac{\delta_{ij}}{3} - \frac{x_i x_j}{r^2}\right) + \frac{2}{9} \frac{V^R}{V} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \delta_{ij}, \\ r &= \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{Б.5})$$

Как видно из (Б.1) или (Б.4), след тензора деформаций $\text{Tr} \varepsilon$ одинаков во всех точках упругого тела. Для комбинаций величин V^R и V , указанных в табл. 1 и 3, $\text{Tr} \varepsilon$, определённый по (Б.4), по модулю не превышает $4 \cdot 10^{-3}\%$, поэтому второе слагаемое в (Б.5) слабо влияет на вид изоповерхностей $\varepsilon_{ij} = \pm 0,02\%$, представленных на рис. 1, 2. При проведении расчётов по (Б.5) значения коэффициента Пуассона ν полагались равными 0,30 для Fe и 0,36 для V. Эти значения получены методом Фогта—Ройса—Хилла [27] из значений упругих постоянных c_{11} (243,4 ГПа для Fe и 227,5 ГПа для V), c_{12} (145,0 ГПа для Fe и 119,3 ГПа для V), c_{44} (116,0 ГПа для Fe и 42,0 ГПа для V), соответствующих используемым в работе потенциалам межатомного взаимодействия [21, 22] для Fe и V.



Александр Борисович Сивак,
к.ф.-м.н., начальник лабора-
тории; НИЦ «Курчатовский
институт», 123182 Москва,
пл. Академика Курчатова 1,
Россия
Sivak_AB@nrcki.ru



Полина Александровна Си-
вак, инженер; НИЦ «Курча-
товский институт», 123182,
Москва, пл. Академика Кур-
чатова 1, Россия
Sivak_PA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 18 декабря 2020 г.

После доработки 1 января 2021 г.

Принята к публикации 14 января 2021 г.

Вопросы атомной науки и техники.

Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 119—135.

УДК 533.9.08

К МЕХАНИЗМУ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ РЕЛЯТИВИСТСКИМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*О.С. Белозеров, С.А. Данько, С.А. Хромов**НИИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*

Несмотря на длительное время, прошедшее с выхода первых работ по ускорению ионов электронным пучком, инжектируемым в вакуумную камеру, до сих пор нет однозначной теоретической модели этого явления. Это объясняется наличием разнообразных физических процессов и неустойчивостей, возникающих в области пучок—плазма—вакуум и приводящих к различным интерпретациям экспериментов по ускорению ионов. В данной статье приведены результаты экспериментов на генераторе «Катран» ($I \approx 100\text{—}150$ кА, $U \approx 250$ кВ, $t \approx 80$ нс), где анодом служит тонкая фольга, в которых было выявлено, что два разных механизма ускорения ионов ассоциируются с двумя разными областями. В высоковольтном диоде ускорение от катода к аноду инициируется скачками тока проводимости, а другое — за анодной фольгой в сторону виртуального катода. Опираясь на известные теории, объясняющие некоторые особенности ускорения ионов в условиях, близких к нашим экспериментам, и на проведённые в этих экспериментах измерения, были определены наиболее вероятные физические процессы, приводящие к ускорению ионов.

Ключевые слова: релятивистский электронный пучок, генерация ионов, механизмы ускорения ионов.

ON THE MECHANISM OF ION ACCELERATION BY A RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

*O.S. Belozarov, S.A. Dan'ko, S.A. Chromov**NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*

Despite the long time passed since the publication of the first studies on ion acceleration by an electron beam injected into a vacuum chamber, there is still no unambiguous theoretical model of this phenomenon. This is explained by the presence of various physical processes and instabilities that arise in the beam-plasma-vacuum region and lead to different interpretations of ion acceleration experiments. This paper presents the results of experiments on the «Katran» generator ($I \approx 100\text{—}150$ kA, $U \approx 250$ kV, $t \approx 80$ ns), where a thin foil serves as an anode. It was revealed that there are two different mechanisms of ion acceleration associated with two regions of the high-voltage diode. One acceleration process occurs in the high-voltage diode from the cathode to the anode, and another - behind the anode foil towards the virtual cathode. Based on the well-known theories explaining some features of the acceleration of ions under conditions close to our experiments, and on the measurements carried out in these experiments, the most probable physical processes leading to the acceleration of ions were determined.

Key words: relativistic electron beam, ion generation, mechanisms of ion acceleration.

DOI: 10.21517/0202-3822-2021-44-1-136-144

ВВЕДЕНИЕ

Начиная с 1967 г., появляются работы [1, 2] по ускорению ионов электронным пучком, результаты которых неоднократно воспроизводились и подтверждались в различных лабораториях. Тем не менее, несмотря на длительное время, прошедшее с выхода первых работ, до сих пор нет однозначной теоретической модели ускорения ионов в электронном пучке, инжектируемом в вакуумную камеру. Это объясняется наличием разнообразных физических процессов и неустойчивостей, возникающих в области пучок—плазма—вакуум и приводящих к различным интерпретациям экспериментов по ускорению ионов.

Перечислим те известные модели ускорения ионов, которые соответствуют условиям проведения экспериментов на генераторе «Катран»: $I \approx 100\text{—}150$ кА, $U \approx 250$ кВ, $t \approx 80$ нс, давление остаточного воздуха в высоковольтном диоде и вне его менее 10^{-4} торр. Разобьём их на две группы. В первой ускорение происходит в заанодной области, отделённой от анода прозрачной для электронов фольгой, во второй — в катод-анодном промежутке.

В пространстве вне катод-анодного зазора наблюдается коллективное ускорение ионов релятивистским электронным пучком (РЭП), создающим в вакууме виртуальный катод. Для описания этого явления был предложен ряд физических моделей [3—7].

Согласно модели, предложенной в [3], распространение электронного пучка в вакууме за анодной фольгой выглядит следующим образом. При проходе электронами прозрачного для них анода образуется виртуальный катод, от которого электроны, в основном, отражаются обратно в анодную плазму. От-

рицательная потенциальная яма, связанная с виртуальным катодом, имеет некоторую среднюю глубину порядка напряжения в диоде генератора и колеблется в пространстве и времени с частотой, сравнимой с частотой модуляции плотности электронного «газа». Положительные ионы из плазмы ускоряются этой потенциальной ямой до средней кинетической энергии, приблизительно равной энергии электронов, умноженной на заряд иона. В процессе этого ускорения устанавливается волна ионов, которая, нейтрализуя заряд электронов пучка, перемещает виртуальный катод на некоторое расстояние вперёд. Движение виртуального катода от плоскости инжекции вдоль направления ускорения придаёт ускоряемым ионам существенную долю кинетической энергии. Затем виртуальный катод возвращается в начальное положение около плоскости инжекции, даже когда фронт ионного пучка распространяется дальше по потоку.

Модель, предложенная в [4, 5], называется газодинамической. По этой модели при инжекции электронов в зафольговое пространство РЭП с током, превышающим альфвеновский, формируется виртуальный катод и начинается осцилляция электронов в области катод—виртуальный катод. Поток ионов, ускоряющихся в сторону виртуального катода, приводит к расширению плазменного облака, в котором осциллируют электроны. Процесс ускорения выражается в терминах электронного газа, который при расширении отдаёт свою энергию ионам. Максимальная энергия ионов растёт, ограничиваясь в релятивистском случае значением $5E_e Z_i$, где E_e — энергия электронов; Z_i — заряд ионов.

По сценарию модели нестационарной глубокой потенциальной ямы с малым временем жизни, предложенной в [6, с. 190], после бомбардировки анодной фольги при достижении зарядовой нейтрализации пучок электронов начинает стягиваться собственным магнитным полем к оси и формирует виртуальный катод. Ввиду отражения от него части тока к аноду происходят уменьшение полного тока в области анод—виртуальный катод, генерация вихревой э.д.с. и ускорение электронов до больших энергий, за которыми тянутся ионы.

В катод-анодном зазоре ускорение ионных сгустков может быть описано моделью Баренгольца и др. [8, 9] или моделью Патнема о перетяжке [10].

Модель, предложенная в [8, 9], является продолжением работ [2] по исследованию ускорения ионов в вакуумном разряде. Согласно этой теории катодное пятно состоит из отдельных ячеек — взрывоэмиссионных центров, испускающих порцию электронов, названную эктонами. Функционирование эктона сопровождается разрушением участка поверхности катода, образованием на его месте кратера, появлением струй и капель жидкого металла, потоков ионов и электронов. Длительность эктонного процесса — это единицы—десятки наносекунд. Эктонный механизм генерации катодной плазмы в искровой стадии вакуумного разряда приводит к колебаниям тока и росту потенциала на границе плазменного слоя катодного факела до значений, сравнимых с приложенным напряжением. В связи с этим возникают условия для образования глубокой потенциальной ямы во взрывоэмиссионном диоде и появления высокоэнергичных ионов, движущихся за катодным факелом — от катода к аноду. Процесс образования и разрушения глубокой ямы может повторяться, приводя к многократным всплескам тока и импульсным потокам ускоренных ионов. В разных фазах разрушения ямы ионы движутся как в сторону анода, так и к катоду. Такая ситуация очень близка к полному разрыву плазмы и возникновению больших падений потенциала на коротких расстояниях [11]. Особенность рассматриваемого процесса состоит в том, что разрыв плазмы означает «вырывание» электронов из граничной области факела и образование на короткое время заряженной плазмы — плотного ионного сгустка на его границе. Высокий потенциал в приграничной к фронту области обеспечивает ток электронов, значительно превышающий ленгмюровский предел промежутка фронт факел—анод.

Модель [10] связана с движением локальной перетяжки электронного пучка вдоль оси. Она заключается в том, что из-за неравномерного заполнения межэлектродного зазора плазмой вместе с малой концентрацией ионов образуется перетяжка — область сжатия электронов. Из-за этого в данной области возрастает плотность электронов и возникает продольное электростатическое поле, которое ускоряет ионные сгустки в направлении движения электронов. В результате изменения индуктивности при сжатии пучка появляется дополнительное продольное индукционное поле. Это поле действует на электроны в продольном направлении, что приводит к перемещению перетяжки по направлению движения электронного пучка и дальнейшему ускорению ионов.

Обе модели сходятся в том, что ускорение ионов в высоковольтном диоде происходит в режиме коротких импульсов в моменты возникновения перетяжки или разрыва тока проводимости, приводящих к появлению вихревого электрического поля, значение которого может многократно превышать поле, развиваемое генератором.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В рамках исследований по ускорению ионов были проведены эксперименты на сильноточном генераторе «Катран». На рис. 1 показана схема диодного узла эксперимента.

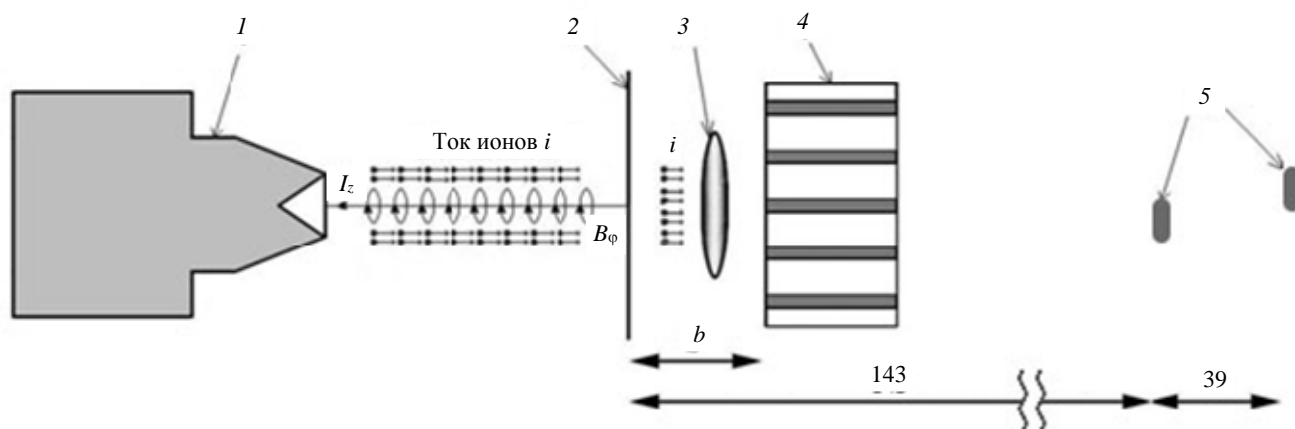


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — катод; 2 — анодная фольга; 3 — виртуальный катод; 4 — коллиматор; 5 — ВРД; числа над размерными линиями указывают расстояние в см

Электронный пучок генерировался в вакуумном высоковольтном диоде с электронной автоэмиссией 1—2, в котором анодом 2 обычно служила прозрачная для релятивистских электронов алюминиевая фольга толщиной 10 мкм. Латунный катод имел форму усеченного конуса с углублением и диаметром среза, равным 3 мм, межэлектродный зазор составлял ~7,5 мм. На удалении b от анодной фольги размещался латунный коллиматор 4 длиной 8—16 мм. Цилиндрические отверстия диаметром 2,2 мм в коллиматоре располагались на удалении 3 мм друг от друга по обеим прямоугольным координатам. Размеры коллиматора выбраны таким образом, чтобы помешать распространению электронного пучка за фольгу и тем самым либо устранить образование виртуального катода за фольгой, либо ограничить дистанцию, на которой виртуальный катод мог ускорять ионы. Поскольку ранее проведенные эксперименты [12—14] показали, что угловая расходимость ионного пучка составляет ~2°, то коллиматор данной геометрии позволяет пропускать узконаправленные ускоренные ионы к детекторам, которыми служили вакуумные рентгеновские диоды (ВРД) 5. Энергия отдельных сгустков ионов за коллиматором определялась время-пролётной диагностикой по измерению скорости их движения на известной базе.

Ещё одна пара ВРД использовалась для измерения температуры плотной плазмы, полученной при нагреве анодной фольги сфокусированным электронным пучком, по интенсивности вакуумного ультрафиолетового излучения [15, 16]. Предполагая температуру всей поверхности излучателя постоянной, её можно вычислить по отношению сигналов двух датчиков: без фильтра и с фильтром, ток которых описывается формулой

$$I(T) = Ge \iint F(\lambda, T) \chi(\lambda) \exp(-\Pi(\lambda)d) d\lambda,$$

где $F(\lambda, T)$ — спектр фотонов чернотельного излучения; e — заряд электрона; $G = \frac{S_{\text{ист}} S_{\text{дат}}}{2\pi l^2}$ — геометрический фактор; $S_{\text{ист}}$ — площадь излучающей поверхности; $S_{\text{дат}}$ — площадь датчика; l — расстояние от излучателя до датчика; χ — квантовый выход фотокатода; d — толщина фильтра. В качестве фильтров использовались тонкие 100 нм плёнки из нитроцеллюлозы ($C_6H_8N_2O_9$), получающиеся при высыхании растекшейся на поверхности воды капли цапонлака. Поглощение излучения соответствует экспоненте с показателем

$$\Pi(\lambda) = \sum_i n_i \mu_i(\lambda),$$

в котором множители n_i учитывают погонную плотность атомов различных элементов в веществе фильтра, μ_i — коэффициент поглощения. На генераторе «Катран» измеренная температура плазмы составляла 2—3 эВ, что в рамках ударно-излучательной модели позволяло узнать заряд ускоряемых тяжёлых ионов, отличных от протонов. Расчёты проводились с помощью кода FLYCHK [17].

Подробное описание всех используемых в экспериментах диагностик приведено в работах [12—14].

В наших предыдущих экспериментах были установлены следующие основные свойства коллективного ускорения ионов под воздействием РЭП [12]:

— максимальная энергия, переносимая ионами за один пуск генератора, составляет 0,1—0,35 Дж; измерялась тепловизором;

— количество последовательно ускоренных сгустков ионов за один пуск доходит до десятка, и это при отрезании низкоэнергичных ионов от детекторов времяпролётной диагностики фильтрами. Угловая расходимость ионного пучка составляет $\sim 2^\circ$;

— максимальная скорость сгустков ионов достигает ~ 3 см/нс (протоны с энергией 522 кэВ движутся со скоростью 1 см/нс);

— в случаях, когда оказывалось возможным определить сорт ионов по их проникающей способности сквозь фильтр, была установлена энергия таких ионов. Максимальная энергия протонов составляла 6 МэВ, ионов алюминия 27 МэВ;

— заряд ионов алюминия составлял 2—3, что было определено по измеренной температуре фольги в момент набора скорости;

— установлено с помощью времяпролётной методики с фильтрами, что в экспериментах создавались условия для ускорения всех сортов атомов, присутствовавших в анодной нагрузке;

— количество ионов в отдельных сгустках составляло $N_i \approx 5 \cdot 10^{10}$. Оно измерялось по выходу ион-электронной эмиссии с металлической поверхности катода ВРД;

— полное количество ускоренных ионов за один пуск генератора доходило до $N_i \approx 5 \cdot 10^{11}$. Оно вычислялось по полной энергии ускоренных ионов (тепловизионная диагностика) и их средней скорости;

— генерация наиболее энергичных ионов, проходящих сквозь толстые фильтры, сопровождается локальным увеличением плотности РЭП на анодной фольге, что было установлено с помощью времяразрешающей щелевой развёртки;

— ионы набирали свою конечную скорость за время, не превосходящее несколько нс, пока существует локальная повышенная плотность тока РЭП на анодной фольге.

Проведённые эксперименты в рамках данной работы можно разделить на две части. В первой коллиматор располагался вплотную к аноду ($b = 0$), тем самым не давая образовываться виртуальному катоду в заанодном пространстве, и ускорение ионов было возможно только в зазоре высоковольтного диода. Во второй части исследовалось влияние удаления коллиматора от анодной фольги на энергию ионов за счёт ускорения вне катод-анодного зазора. Характерные осциллограммы (осциллографы TDS 3054, LeCroy-2ГГц) времяпролётных измерений показаны на рис. 2.

15 пусков, проведённых без зазора b , имели в качестве анода различные алюминиевые фольги толщиной 10 и 5—7 мкм. Во всех пусках уверенно наблюдались ускоренные ионы. Медианные значения E_{median} зарегистрированной датчиками энергии

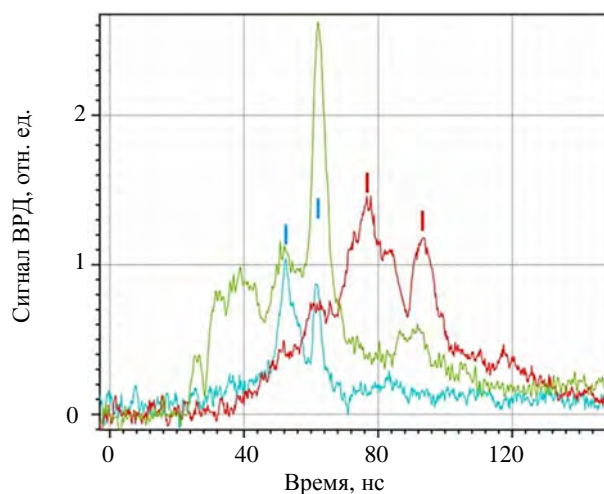


Рис. 2. Сигналы датчиков (вакуумных рентгеновских диодов) времяпролётных измерений, удалённых на 142 см (— и —) и на 181 см (—). Перед датчиком, сигнал которого имеет зелёный цвет, стоит фильтр из нитроцеллюлозы толщиной 0,1 мкм. Перед двумя другими фильтрами стоит лавсановый фильтр толщиной 3 мкм. Самые энергичные ионные сгустки на ближних датчиках отмечены голубыми штрихами, на дальнем — красными

ионов в серии шести последовательных пусков с фольгой толщиной 10 мкм и серии из девяти пусков с фольгой меньшей толщины составляют 200 и 470 кэВ/нуклон соответственно. Средние значения энергии равны соответственно 460 и 970 кэВ/нуклон. Обе представленные характеристики для пусков с фольгой толщиной менее 10 мкм существенно больше, что свидетельствует о том, что ускорение происходит исключительно в зазоре высоковольтного диода, а в фольге происходит торможение ионов. В этих двух сериях медианные значения пересчитанной энергии ускоренных ионов, ещё не прошедших сквозь анодную фольгу, составляют 860 и 850 кэВ/нуклон [18] соответственно. Эти значения практически одинаковые, т.е. параметры пусков были достаточно стабильными, и сравнение двух серий было корректным.

Измеренная энергия ионов после прохождения анодной фольги указывает на то, что в пусках наблюдались ускоренные протоны. Это наблюдалось в экспериментах, когда перед одной из пар вакуумных рентгеновских диодов устанавливались лавсановые фильтры толщиной 2 мкм, которые имеют следующие нижние границы энергии для пропускания разных атомов: $E_H = 180$ кэВ, $E_{Al} = 1,2$ МэВ, а перед другой парой лавсановых фильтров толщиной 5 мкм с границей энергии: $E_H = 400$ кэВ, $E_{Al} = 5,3$ МэВ. При измеренных скоростях алюминиевый ионный сгусток должен проходить через оба фильтра и фиксироваться всеми датчиками, однако в части пусков сигналы фиксировались только на датчиках с тонким фильтром, что возможно только для протонов с энергиями от 180 до 400 кэВ, обладающих меньшей проникающей способностью. Водород в эксперименте появляется из адсорбированного стенками воздуха или молекулярных слоёв масла, которое покрывает поверхность всей вакуумной камеры за время откачки паромасляным насосом. По указанным причинам набор ускоряемых ионов может состоять из следующих химических элементов: H, C, N, O, Al, Si, Cu, Zn. Пробег в лавсане более тяжёлых, чем протоны, атомов близки к пробегу алюминия. Следует отметить, что сигналы вакуумных рентгеновских диодов, служащих датчиками времяпролётной диагностики, имели значения, более чем на порядок меньшие по сравнению с сигналами в экспериментах без коллиматора. Этот факт просто объясняется, вдобавок к прозрачности коллиматора, большим угловым разбросом скоростей ионов после взаимодействия с веществом анодной фольги, который не позволяет ионам пройти сквозь узкие отверстия коллиматора.

Рентгеновские изображения, получаемые с помощью камеры-обскуры и щелевой развёртки, позволяют оценить размер пинча. Камера-обскура даёт усреднённую по времени площадь анодной фольги, на которую воздействует электронный пучок. Щелевая развёртка позволяет наблюдать за поперечным размером пинча с временным разрешением ≈ 5 нс, определяемым сцинтиллятором, и

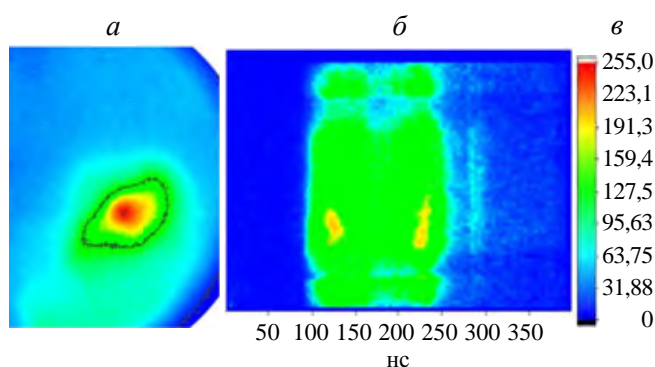


Рис. 3. Линейная щелевая развёртка (б); рентгеновское изображение, полученное камерой-обскурой, которое масштабировано и ориентировано вдоль щелевой развёртки (а); цветовая шкала освещённости на обоих изображениях (в)

пространственным разрешением $\approx 0,2$ мм [14]. На рис. 3 показаны сориентированные друг относительно друга изображения, полученные камерой-обскурой и щелевой развёрткой в характерном пуске без коллиматора.

На рисунке видно, что фокусировка электронного пучка происходила приблизительно в одном месте в двух временных интервалах, соответствующих двум полупериодам генерации РЭП. Ширина фокусного пятна на полувысоте освещённости, полученная по интегральному по времени изображению с камеры-обскуры, составляет $d \approx 11$ мм. Поперечный размер первого фокусного пятна, представленный на изображении развёртки, составляет $d_1 \approx 4,5$ мм, второго — $d_2 \approx 7,5$ мм.

При отодвигании коллиматора от анодной фольги ускорение ионов продолжается: энергия сгустков ионов монотонно возрастает. На рис. 4 показаны зависимость средней энергии E_{mean} и медианного значения E_{median} энергии ускоренных ионов от удаления коллиматора от анодной фольги.

Как видно на графике, при удалении коллиматора на 30 мм энергия полученных протонов достигала $E_p = 1,5\text{—}3,5$ МэВ, что соответствует энергиям, полученным в экспериментах без использования коллиматора [12]. Исходя из перечисленного, видно, что вне высоковольтного диода за анодной фольгой к ускорению ионов подключается один из механизмов, упомянутых во введении.

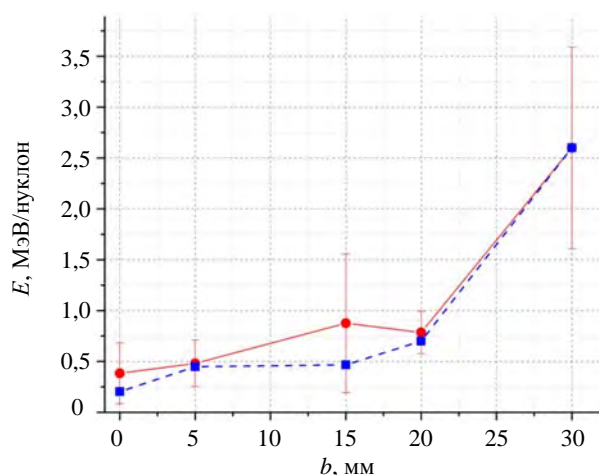


Рис. 4. Зависимость средней энергии E_{mean} (—) и медианного значения E_{median} (---) энергии ускоренных ионов от удаления b коллиматора от анодной фольги

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Механизм ускорения ионов самым непосредственным образом связан с характером протекания электрического тока в высоковольтном диоде. Характерными во всех пусках являются показанные на рис. 5, б колебания на осциллограмме тока, текущего через диод при генерации РЭП. Данные колебания свидетельствуют о развитии неустойчивости тока и появляются в высоковольтном диоде вне зависимости от того, используется ли в качестве анода трёхмиллиметровая стальная пластина, или пятимикронная алюминиевая фольга. Эти колебания не являются какими-то дефектами регистрации сигналов, что понятно по осциллограмме на рис. 5, а, которая записана в эксперименте на короткозамкнутую нагрузку. Объяснением появления осцилляций тока может служить резкое изменение импеданса высоковольтного диода, что, наиболее вероятно, связано с развитием перетяжки или разрывом токового канала [8, 10]. Период этих колебаний составляет $T \approx 2$ нс. На рис. 5, б показан сигнал черенковского детектора, регистрирующего жёсткое рентгеновское излучение с $h\nu > 200$ кэВ, который промодулирован с той же частотой на ~20% по амплитуде. На рис. 3 из-за недостаточного временного разрешения развёртки этой динамики сжатия не видно, а наблюдаются более яркие области на широком фоне рентгеновской засветки от рассыпанного по фольге электронного пучка.

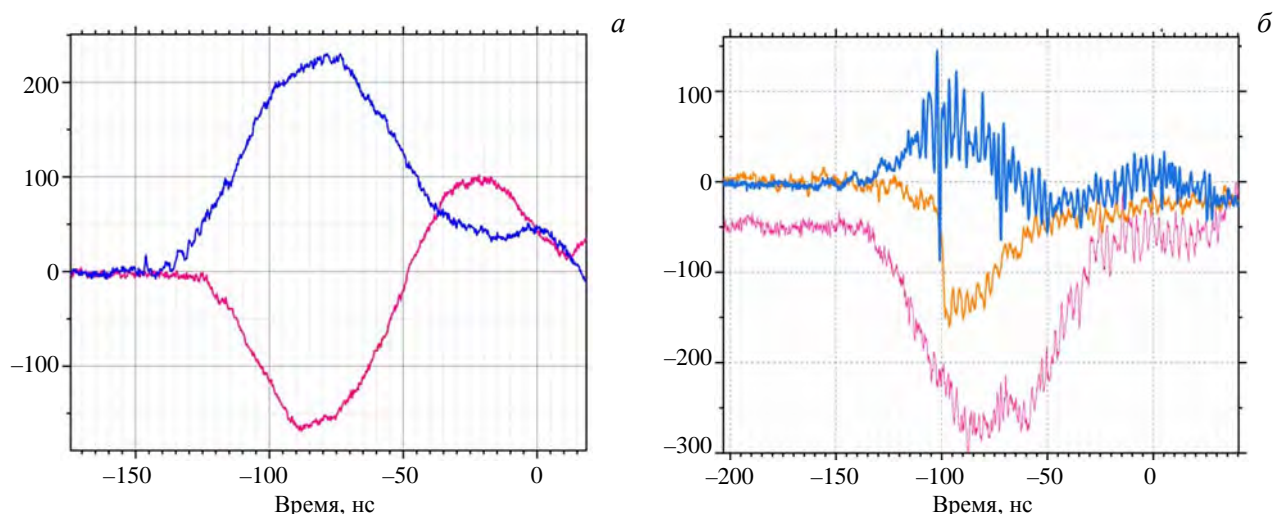


Рис. 5. Типичные осциллограммы тока высоковольтного диода (—, кА), напряжения на передающей линии генератора (—, кВ) и сигнала черенковского детектора (ЧД) (—, отн. ед.) рентгеновского излучения ($h\nu > 200$ кэВ) в пуске с короткозамкнутым диодом (а) и в рабочем пуске с РЭП (б)

Оценим сверху характерное напряжение на перетяжке, предполагая полное вытеснение плазмы из неё и обрыв тока проводимости. В этом случае энергия магнитного поля превращается в энергию электромагнитной волны, что соответствует в гауссовой системе равенству электрического и магнитного полей $E_T \approx B$ [11]. В практических единицах E_T [В/см] = $300 \cdot B$ [Гс] = $60I$ [А]/ r [см] $\approx 6 \cdot 10^7$ [В/см] получим $U \approx rE_T \approx 6$ МВ при полном токе $I = 100$ кА и $r = 0,1$ см, где характерные ток и радиус сфокусированного пучка взяты из нашего эксперимента. В этой оценке длина разрыва полагается равной радиусу пучка.

Хватает ли такого электрического поля для достижения протонами скорости $v = 3,4 \cdot 10^7$ м/с, соответствующей энергии 6 МэВ, при времени ускорения $t \approx 1$ нс, равном половине периода колебания тока в экспериментах на «Катране», узнаем из оценки: $E_s \geq mv/(et) = 1,67 \cdot 10^{-27}(3,4 \cdot 10^7)/(1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-9}) = 3,5 \cdot 10^8$ [В/м], где m и e — масса и заряд протона. Значение поля E_s значительно меньше E_T , что свидетельствует в пользу моделей, предложенных Баренгольцем [8] и Патнемом [10] и связанных с развитием перетяжки в плазме между катодом и анодом. Как видно из этих оценок, для достижения наблюдаемых энергий ионов достаточно на порядок меньшего времени ускорения при развиваемом токе генератора.

При анализе ускорения ионов в электрическом поле виртуального катода за высоковольтным диодом будем опираться на измерения плотности тока на анодной фольге, сделанные с помощью линейной развёртки в рентгеновском излучении [14]. Эти измерения позволяют связать плотность тока с поверхностной плотностью заряда и сделать оценку зазора между анодом и ВК. Модель расчёта основана на том, что электронный пучок наращивает слой p_0 заряда виртуального катода до толщины, доводящей значение потенциала $U_{вк}$ до значения, примерно равного напряжению в высоковольтном диоде генератора U_0 [6, с. 187]. Рассмотрим плоский случай ускорения ионов для оценки напряжённости электрического поля, что в СИ записывается как E [В/м] = $\Sigma/2\epsilon\epsilon_0$, где Σ — поверхностная плотность заряда, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — абсолютная диэлектрическая

проницаемость. Если p — координата по нормали к поверхности анода, то $U_{вк} = - \int_0^{p_0} E dp$.

Поверхностную плотность заряда виртуального катода оценим, исходя из измеренной плотности тока РЭП i [А/см²] и обозначая как $n_{РЭП}$ среднее значение плотности электронов в пучке за анодной фольгой на какой-то дистанции p . На этой дистанции сфокусированный на фольге электронный пучок тормозится и отражается от ВК назад. Плотность пучка за этой дистанцией резко падает, соответственно и электрическое поле перестаёт увеличиваться: $\Sigma = n_{РЭП} e p$. Итак, $i = n_{РЭП} e c/2$, где e — заряд электрона, $c/2 = v$ — скорость электронов, которую положили равной половине скорости света в вакууме. Напомним, что разность потенциалов в высоковольтном диоде генератора «Катран» составляет $U_0 \approx 250$ кВ и электроны там разгоняются до $v \approx 0,75c$. Получаем в СИ на удалении от анодной фольги, равном p : $E_{вк}$ [В/м] = $ip/(c\epsilon\epsilon_0) = 377i$ [А/м²]· p [м] и

$$U_{вк} = U_0 = 1/(c\epsilon\epsilon_0) \int_0^{p_0} ip dp = 188i$$
 [А/м²]· p^2 [м].

По измеренной плотности тока РЭП, равной $i \sim 10$ кА/см² = 10^8 А/м², и известному напряжению U_0 находим $p_i \approx 0,36$ см.

Можно сделать и классическую оценку расстояния виртуального катода от анода $p = c/\omega_{pe}$ [6, с. 187], где ω_{pe} — плазменная частота, которая даёт при известной плотности остаточного ионизованного газа значение $p \approx 0,25$ см.

Зазор между анодом и виртуальным катодом ещё оценим по U_0 и измеренным значениям энергии ионов в зависимости от расстояния коллиматора до анодной фольги. Как видно из эксперимента, при $b = 3$ см энергия ионов достигает 2,5 МэВ, что в 10 раз больше eU_0 . Получается, что вследствие движения виртуального катода ионы 10 раз ускоряются в виртуальном диоде с разностью потенциалов U_0 , имеющем эффективный зазор $p_s \approx b/10 = 0,3$ см.

Сделанные оценки довольно близки друг к другу, что свидетельствует в пользу модели ускорения ионов движущимся виртуальным катодом.

ВЫВОДЫ

В проведённых экспериментах было установлено, что ускорение ионов происходит в двух местах: внутри высоковольтного диода генератора и снаружи за тонкой анодной фольгой. Опираясь на известные теории, объясняющие ускорение ионов в условиях, близких к нашим экспериментам, и на проведённые в этих экспериментах измерения, были определены наиболее вероятные физические процессы, приводящие к ускорению ионов.

В катод-анодном зазоре диода генератора при электрическом токе, превосходящем альфвеновский, происходит пинчевание или разрыв токового канала. Это приводит к практическому прерыванию тока проводимости и появлению сильного вихревого электрического поля, попутного осевому движению электронов и многократно превосходящего первоначальное поле генератора. Далее могут осуществляться два механизма ускорения ионов. В первом плотный сгусток электронов, образовавшийся на оси в процессе пинчевания и движимый сильным вихревым полем, прорывается к аноду, увлекая за собой сгусток ионов. Во втором ионы ускоряются к аноду в следующей фазе нарастания тока электронов, когда вихревое поле изменяет свой знак. Процесс ускорения повторяется многократно в течение одного пуска генератора.

В заанодной области проявляется другой механизм ускорения ионов. За границей анодной плазмы в вакууме образуется виртуальный катод, и в области катод—анод—виртуальный катод возникают осциллирующие электроны. Сгустки ионов из анодной плазмы ускоряются в сторону виртуального катода. Этот вытягиваемый из анода нейтрализующий ионный поток приводит к расширению облака осциллирующих электронов и перемещению виртуального катода, в свою очередь увлекающего за собой ионы в процессе непрерывного ускорения. Ускорение ионов до высоких энергий связано с более длительным, чем процессы ускорения в катод-анодном промежутке, движением виртуального катода на длину порядка нескольких межэлектродных зазоров. Это подтверждается полученными экспериментальными данными о возрастании энергии ионов при удалении коллиматора от анодной фольги.

Авторы благодарят за поддержку НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 2073 от 09.10.2020) и выражают признательность К.В. Чукбару и Ю.Г. Калинину за обсуждение результатов работы и полезные консультации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Luce J.S., Sahlin H.L., Crites T.R.** Collective acceleration of intense ion beams in vacuum. — *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, 1973, vol. 20, № 3, p. 336—341.
2. **Плютто А.А. и др.** Ускорение ионов в электронном пучке. — *Атомная энергия*, 1969, т. 27, вып. 5, с. 418—423.
3. **Chang C.R., Reiser M.** Computer-simulation studies of electron-beam propagation through plasma into vacuum. — *J. Appl. Phys.*, 1987, vol. 61, № 3, p. 899—906; doi: 10.1063/1.338953.
4. **Рютов Д.Д., Ступаков Г.В.** О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде. — *Физика плазмы*, 1976, т. 2, вып. 5, с. 767.
5. **Ступаков Г.В.** Автомодельное решение в теории газодинамического ускорения ионов. — *Физика плазмы*, 1980, т. 6, вып. 6, с. 1322—1332.
6. **Быстрицкий В.М., Диденко А.Н.** Коллективное ускорение ионов в прямых релятивистских электронных пучках. — *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 1983, т. 14, вып. 1, с. 181—226.
7. **Горбулин Ю.М. и др.** О механизме ускорения ионов анодной фольги, облучаемой РЭП. — *Физика плазмы*, 1980, т. 6, вып. 1, с. 109—113.
8. **Varengolts S.A., Mesyats G.A., Perepshtein E.A.** Model of collective ion acceleration in a vacuum discharge based on the concept of a deep potential well. — *J. Exp. Theor. Phys.*, 2000, vol. 91, № 6, p. 1176—1182; doi: 10.1134/1.1342883.
9. **Баренгольц С.А.** Эктонные процессы в вакуумном разряде. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, 2005. 55 с.
10. **Putnam S.D.** Model of energetic ion production by intense electron beams. — *Phys. Rev. Lett.*, 1970, vol. 25, № 16, p. 1129—1132; doi: 10.1103/PhysRevLett.25.1129.
11. **Яньков В.В.** Z-пинчи. — *Физика плазмы*, 1991, т. 17, вып. 5, с. 521—530.
12. **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.

13. **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.
14. **Белозеров О.С., Данько С.А., Ананьев С.С.** Методика наблюдения за динамикой фокусировки электронного пучка в эксперименте по ускорению ионов на генераторе РЭП. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 2, с. 80—86; doi: 10.21517/0202-3822-2020-43-2-80-86.
15. **Бабыкин М.В. и др.** Использование вакуумного ультрафиолетового излучения для исследования нагрева фольг сфокусированным электронным пучком. — Физика плазмы, 1982, т. 8, вып. 2, с. 415—421.
16. **Bakshaev Yu.L. et al.** Diagnostic arrangement on S-300 facility. — Review of Scientific Instruments, 2001, vol. 72, № 1, p. 1210—1213; doi: 10.1063/1.1322623.
17. **FLYCHK.** URL: <https://nlte.nist.gov/FLY/> (дата обращения 04.01.2021).
18. **The Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM).** URL: www.srim.org (дата обращения 25.12.2020).



Олег Сергеевич Белозеров,
лаборант-исследователь; НИЦ
«Курчатовский институт»,
123182 Москва, пл. Академика
Курчатова 1, Россия
OSBelozеров@yandex.ru



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



Сергей Алексеевич Хромов,
инженер; НИЦ «Курчатов-
ский институт», 123182
Москва, пл. Академика Кур-
чатова 1, Россия
chromov_sa@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 25 декабря 2020 г.
После доработки 12 января 2021 г.
Принята к публикации 14 января 2021 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 1, с. 136—144.

ПАМЯТИ ВАЛЕРИЯ АЛЕКСАНДРОВИЧА КУРНАЕВА
21.12.1942—23.11.2020



После тяжёлой болезни 23 ноября 2020 г. в больнице на 78-м году жизни скончался заведующий кафедрой физики плазмы НИЯУ МИФИ, Почётный работник высшего профессионального образования России, профессор Курнаев Валерий Александрович.

Валерий Александрович родился 21 декабря 1942 г. в Москве. В 1966 г. окончил Московский инженерно-физический институт по специальности «Экспериментальная ядерная физика». В 1975 г. защитил кандидатскую диссертацию по теме «Взаимодействие лёгких ионов с твёрдым телом», а в 1992 г. — диссертацию доктора физико-математических наук по теме «Отражение лёгких ионов от поверхности в задачах управляемого термоядерного синтеза». В 1995 г. ему присвоено звание профессора. В 1990 г. Валерий Александрович возглавил кафедру физики плазмы МИФИ, сделав её одним из ведущих центров подготовки высококвалифицированных специалистов в области управляемого термоядерного синтеза и взаимодействия плазмы с поверхностью.

В течение всей своей научной карьеры Валерий Александрович активно занимался проблемой управляемого термоядерного синтеза, в которую его, студента, как он признавался, «втянул» кинофильм «Девять дней одного года». Его первые работы по рассеянию лёгких ионов (H, He), включая уникальные эксперименты по взаимодействию ионов с шероховатыми поверхностями, под руководством замечательного учителя В.Г. Тельковского носили пионерский характер. Позже, сменив Всеволода Григорьевича на посту заведующего кафедры, Валерий Александрович со свойственным ему энтузиазмом руководил работами по взаимодействию плазмы со стенкой, диагностике плазмы и плазменным технологиям для термоядерного синтеза, получившими международное признание. Помимо своей научной уникальности, эти работы стали мощным инструментом вовлечения в научное творчество молодых мифистов. Будучи отягощённым многочисленными административными обязанностями, Валерий Александрович оставался при этом Профессором физики, в душе которого кипели страсти неизведанного. Иногда они прорывались в виде реализации нестандартных научных проектов вне рамок сложившейся тематической ориентации кафедры: самые яркие примеры — эксперименты с дипольной магнитной ловушкой «Магнетор», криволинейной замкнутой магнитной системой «Дракон» и, наконец, его последняя любовь — собранный студентами малый сферический токамак МИФИСТ, где молодые мифисты могли бы повторить путь токамаков от газонаполненной лампы до оторванного от стенок токового «бублика» с температурой в миллион градусов и сделать свои первые шаги на пути к новым разработкам. Этот огонь страсти неизменно притягивал к Валерию Александровичу всех окружающих — от студентов-дипломников

до профессоров физики. Большой заслугой Валерия Александровича стала организация филиалов кафедры в ведущих научных центрах отрасли — НИЦ «Курчатовский институт», ТРИНИТИ, ИТЭФ и сотрудничества кафедры с зарубежными научными центрами и университетами. Валерию Александровичу Курнаеву удалось создать коллектив учёных и преподавателей, который сегодня является одним из ведущих мировых центров в области взаимодействия плазмы с поверхностью и одной из сильнейших кафедр НИЯУ МИФИ.

Иллюстрацией такой роли В.А. Курнаева и всей кафедры физики плазмы НИЯУ МИФИ в России могут служить активное участие в Федеральной целевой программе «Ядерные энерготехнологии нового поколения» и запланированное участие в Федеральном проекте «Термоядерные и инновационные плазменные технологии» комплексной программы «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 года». Фактический вклад кафедры в научные программы в России и за рубежом существенно шире: её выпускники активно и успешно работают во всех ведущих термоядерных центрах России, а также во многих странах мира. В частности, многие из них участвовали в разработке и ныне участвуют в строительстве первого токамак-реактора ИТЭР, являющегося крупнейшим научно-техническим проектом в мировой истории. За всем этим стоит и огромный личный вклад заведующего кафедрой: Валерий Александрович Курнаев разработал целый ряд лекционных курсов, написал 14 учебных и популярных книг, под его руководством более 20 человек защитили кандидатские диссертации и более 70 человек получили дипломы специалистов и магистров.

Важным аспектом работы Валерия Александровича являлась работа экспертом и организатором конференций и совещаний. Он был представителем России в группе DivSol международной программы «International Tokamak Physics Activity» (ИТРА) по физике токамаков. Много лет он являлся представителем России в программном комитете Международной конференции «Plasma Surface Interaction» (PSI) по взаимодействию плазмы с поверхностью в термоядерных устройствах. Велика его роль в организации Международной конференции «Ion-Surface Interactions» (ISI) по взаимодействию ионов с твёрдым телом и русско-японских семинаров по взаимодействию плазмы с поверхностью. В.А. Курнаев был членом Международного вакуумного общества IUVSTA, Ядерного общества и Вакуумного общества России, Научно-технического совета ГК «Росатом», рабочей группы ГК «Росатом» по проекту ИТЕР, председателем диссертационного совета в МИФИ, членом научного и диссертационного советов ГНЦ РФ ТРИНИТИ. Он приложил огромные усилия для организации российских конференций по физике плазмы, взаимодействию плазмы с поверхностью, диагностике плазмы. Достаточно вспомнить международные конференции «Взаимодействие плазмы с поверхностью» и «Современные методы диагностики плазмы и их применение», проводимые кафедрой физики плазмы в МИФИ. Особо следует отметить проведение многочисленных международных школ молодых учёных, аспирантов и студентов, где с лекциями выступали ведущие учёные всех континентов.

Деятельность Валерия Александровича получила высокую оценку на государственном уровне. Он награждён медалями «Ветеран труда» и «В память 850-летия Москвы», нагрудными знаками «Ветеран атомной промышленности и энергетики», «Почётный работник высшего профессионального образования РФ», «Ветеран труда МИФИ». В 2010 г. Валерий Александрович награждён премией Правительства РФ, в 2012 г. — знаком «За заслуги перед Росатомом».

Замечательной чертой Валерия Александровича было его тёплое отношение к коллегам и студентам. В трудные 1990-е годы он создал специальный фонд для помощи студентам и всегда стремился поддерживать их. Любой мог обратиться к Валерию Александровичу в сложной жизненной ситуации, и он всегда стремился помочь, считая для себя это делом первостепенной важности.

Бескорыстие, величайшая порядочность, умение сгладить острые углы во взаимоотношениях с людьми, душевная теплота, необыкновенная забота о тех, кто рядом, титаническая работоспособность, высокий профессионализм, замечательные организаторские способности — это качества Валерия Александровича Курнаева, человека с большим сердцем и открытой душой.

Мы потеряли замечательного человека, для многих — личного друга. Будем помнить его и стараться следовать принципам, которые он считал важными для человека, учёного и учителя.

Коллеги

ПАМЯТИ АЛЕКСАНДРА МИХАЙЛОВИЧА ЗИМИНА
30.04.1948—20.11.2020



20 ноября 2020 г. в больнице после тяжёлой болезни на 73-м году жизни скончался уважаемый и авторитетный учёный, наставник, преподаватель — доктор технических наук, профессор кафедры Э8 «Плазменные энергетические установки» МГТУ им. Н.Э. Баумана Александр Михайлович Зимин.

Александр Михайлович родился 30 апреля 1948 г. в г. Калининграде Московской области. В 1967 г. после учёбы в техникуме поступил в МВТУ им. Н.Э. Баумана на кафедру «Двигатели летательных аппаратов». После окончания училища в 1973 г. он поступил в аспирантуру, в 1976 г. защитил кандидатскую, а в 2004 г. — докторскую диссертацию.

Кончина Александра Михайловича стала тяжелейшей утратой для факультета «Энергомашиностроение» и всего университета. Ушёл из жизни очень талантливый, порядочный и честный человек. Он был честен всегда и во всём: с друзьями, коллегами, в жизни и в науке, в которой он буквально жил почти до самого последнего дня. Редкая трудоспособность, добросовестность, умение глубоко вникнуть в самую суть научной проблемы, замечательное чутьё профессионала — вот что отличало его в работе и сформировало тот широкий круг людей, которые считали и считают за честь знакомство с ним.

Во время учёбы в аспирантуре училища и впоследствии после защиты кандидатской диссертации Александр Михайлович долгое время занимался изучением процессов в приэлектродных областях плазменных устройств самого широкого назначения. Много и плодотворно он сотрудничал с НПО «Зенит», участвуя в моделировании процессов в лампах накачки твердотельных лазеров и разработке высокоэффективных лазерных систем.

Как и подобает настоящему учёному, Александр Михайлович всегда блестяще осваивал новые научные горизонты, не боялся менять область интересов, если того требовала ситуация. Таким образом произошло смещение акцента в его научной и преподавательской деятельности в сторону проблематики термоядерного синтеза. В результате он стал одним из основателей на кафедре Э8 нового научного направления — термоядерной энергетики. Большое количество выпускников, работающих теперь в этой научно-технической сфере, несомненно, всегда будут с теплотой и благодарностью вспоминать свои первые профессиональные шаги, которые были сделаны под чутким руководством профессора Зими́на.

Вплоть до последних дней жизни Александр Михайлович совместно с учёными НИЦ «Курчатовский институт» проводил циклы работ, направленных на создание первого в мире экспериментального термоядерного реактора ИТЭР. Другие направления научной деятельности Александра Михайловича были связаны с исследованиями процессов взаимодействия плазмы с твёрдым телом и разработкой высокоэффективных систем диагностики плазмы. В качестве руководителя цикла НИР, направленных на создание системы удалённого доступа к научно-учебным экспериментальным установкам, в 2005 г. он был удостоен Первой Премии МГТУ за лучший научный труд.

Александр Михайлович никогда не жалел сил и времени на преподавательскую работу. Читаемые им курсы по моделированию плазменных устройств, физическим процессам в плазме различного типа и термоядерному синтезу неизменно пользовались успехом у студентов и являют собой образец добросовестного оригинального изложения предмета.

Своей долгой, активной и успешной работой в стенах университета Александр Михайлович снискал глубокое уважение среди коллег, которые всегда будут вспоминать о нём с теплотой и благодарностью. Уход этого светлого человека вызывает тяжёлую скорбь и ощущение невозполнимой утраты.

Светлая память Александру Михайловичу.

Коллеги

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Велихов Е.П., Гольцев А.О., Давиденко В.Д., Ельшин А.В., Ковалишин А.А., Родионова Е.В., Цибульский В.Ф.</i> Приемлемость замыкания топливного цикла ядерной энергетики.....	5
<i>Линге И.И.</i> О радиоэкологических последствиях замыкания ядерного топливного цикла.....	13
<i>Ковалев А.О., Родионов Р.Н., Портнов Д.В., Воробьев В.А., Высоких Ю.Г., Обудовский С.Ю., Кацук Ю.А.</i> Анализ радиационных условий работы диагностики ДМНП ИТЭР.....	18
<i>Кутеев Б.В., Пашков А.Ю., Филимонова Е.А., Шпанский Ю.С.</i> Конструктивные схемы вакуумной камеры ТЯР или ТИН.....	27
<i>Ананьев С.С., Длугач Е.Д., Клищенко А.В.</i> Анализ влияния магнитного поля ДЕМО-ТИН на инжекцию нейтральных пучков и способы экранировки инжекторов.....	45
<i>Иванов Д.П., Анашкин И.О., Драбинский М.А., Коробов К.В., Лысенко С.Е., Мельников А.В., Новиков С.И.</i> Концепция магнитной системы компактного сверхпроводящего токамака с полем 5 Тл.....	57
<i>Длугач Е.Д.</i> Код VTR для проектирования и исследования систем нейтральной инжекции.....	68
<i>Кожурин А.А., Семенец Ю.М., Хайрутдинов Р.Р., Лукаш В.Э.</i> Двумерная транспортная модель нейтралов на основе вероятностей прохода и ухода потоков с группами по энергиям.....	80
<i>Лопес-Бруна Д., Гутьеррес-Тапиа К., Мартинель Х.Х., Мельников А.В., Елисеев Л.Г., Хабанов Ф.О., Пастор И., Тафайя Д.</i> Электрический потенциал плазмы в стеллараторе TJ-II: сравнение неклассических моделей с измерениями.....	91
<i>Сивак А.Б., Демидов Д.Н., Сивак П.А.</i> Диффузионные характеристики собственных точечных дефектов в меди: молекулярно-динамическое исследование.....	106
<i>Сивак А.Б., Сивак П.А.</i> Упругое взаимодействие вакансионной поры с радиационными дефектами в ОЦК-металлах Fe и V — методы расчёта.....	119
<i>Белозеров О.С., Данько С.А., Хромов С.А.</i> К механизму ускорения ионов релятивистским электронным пучком.....	136
Памяти Валерия Александровича Курнаева.....	145
Памяти Александра Михайловича Зимина.....	147

CONTENTS

<i>Velikhov E.P., Gol'tsev A.O., Davidenko V.D., El'shin A.V., Kovalishin A.A., Rodionova E.V., Tsibulsky V.F.</i> The admissibility of the closed fuel cycle of nuclear power engineering	5
<i>Linge I.I.</i> On the radioecological consequences of the closure of the nuclear fuel cycle	13
<i>Kovalev A.O., Rodionov R.N., Portnov D.V., Vorobiev V.A., Vysokih Yu.G., Obudovsky S.Yu., Kashchuk Yu.A.</i> Radiation conditions analysis of DNFM ITER diagnostic tool.....	18
<i>Kuteev B.V., Pashkoff A.Yu., Filimonova E.A., Shpanskiy Yu.S.</i> Constructive outline of the vacuum chamber of a fusion reactor or a fusion neutron source	27
<i>Ananyev S.S., Dlougach E.D., Klishchenko A.V.</i> Analysis of the DEMO-FNS magnetic field influence on the neutral beam injection and methods of injectors shielding	45
<i>Ivanov D.P., Anashkin I.O., Drabinskiy M.A., Korobov K.V., Lysenko S.E., Melnikov A.V., Novikov S.I.</i> Conception of the magnetic system for a compact superconducting tokamak with a field of 5 T.....	57
<i>Dlougach E.D.</i> BTR code for NBI design and study	68
<i>Kozhurin A.A., Semenets Yu.M., Khayrutdinov R.R., Lukash V.E.</i> Two-dimensional neutral transport model based on transmission and escape probabilities with energy groups.....	80
<i>Lopez-Bruna D., Gutierrez-Tapia C., Martinell J.J., Melnikov A.V., Eliseev L.G., Khabanov Ph.O., Pastor I., Tafalla D.</i> Plasma electric potential in the TJ-II stellarator: neoclassical formulation versus measurements	91
<i>Sivak A.B., Demidov D.N., Sivak P.A.</i> Diffusion characteristics of self-point defects in copper: molecular dynamics study	106
<i>Sivak A.B., Sivak P.A.</i> Elastic fields of vacancy voids and their interaction with radiation defects in BCC metals Fe and V — calculation methods.....	119
<i>Belozеров O.S., Dan'ko S.A., Chromov S.A.</i> On the mechanism of ion acceleration by a relativistic electron beam	136
In Memoriam of Valeriy Aleksandrovich Kurnaev.....	145
In Memoriam of Aleksandr Michailovich Zimin	147

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 44, выпуск 1

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 12.03.21. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 13. Уч.-изд. л. 14. Тираж 156. Индекс 3648. 12 статей. Заказ 5
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»
123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1