ISSN 0202—3822

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

2022

Том 45
Выпуск 2

АЛЬФВЕНОВСКАЯ ПРЕМИЯ СЕРГЕЮ ИГОРЕВИЧУ КРАШЕНИННИКОВУ

Премия Ханнеса Альфвена за 2021 г. Европейского физического общества присуждается члену нашей редколлегии профессору Сергею Игоревичу Крашенинникову (Факультет машиностроения и аэрокосмической технологии Калифорнийского университета в Сан-Диего, США) за выдающийся вклад в физику плазмы пристеночного слоя и дивертора в экспериментах по термоядерному синтезу в установках с магнитным удержанием плазмы, включая физику пыли, сгустков плазмы (blobs) и отрыв плазмы от пластин дивертора, а также эффекты атомной физики.

Профессор Сергей Игоревич Крашенинников внёс важный вклад в исключительно широкую область сложных и многогранных исследований термоядерной плазмы при её магнитном удержании в пристеночном слое и диверторной зоне установки.

Процессы, возникающие в этих областях на самом краю плазмы, характеризуются взаимодействием основной горячей плазмы и диверторной плазмы с твёрдыми материалами первой стенки и диверторных пластин. Как показали проектные работы для реактора ИТЭР, эти процессы играют решающую роль в разработке будущих электростанций на основе магнитного термоядерного синтеза. Исследования физики плазмы пристеночного слоя и диверторной плазмы исключительно сложны из-за множества различных взаимосвязанных нелинейных процессов, которые там происходят. Они включают классический и аномальный перенос многокомпонентной плазмы, процессы атомной физики, взаимодействие плазмы с материалами первой стенки и перенос частиц плазмы в кристаллической решётке этих материалов.

Профессор С.И. Крашенинников признан ведущим экспертом в этой области термоядерных исследований. Его основополагающие идеи помогли заложить основы и сформировали нынешнее понимание ряда важных прикладных аспектов физики термоядерной плазмы. К ним относятся физика сгустков плазмы (blobs), отрыв диверторной плазмы от пластин дивертора, роль процессов атомной физики и роль пыли. Результаты его работ в области атомной физики и физики поведения пыли используются далеко за пределами исследований магнитного термоядерного синтеза. Как прямое подтверждение роли профессора С.И. Крашенинникова в развитии физики термоядерной плазмы при её магнитном удержании, можно отметить, что термины blobs (когерентные нитевидные сгустки плазмы, перемещающиеся горизонтально через пристеночные слои) и MAR (Molecular Assisted Recombination — рекомбинация, поддерживаемая молекулами в диверторной плазме), введённые им в эту область физики, ныне используются в сотнях статей и документов, относящихся к магнитному термоядерному синтезу по всему миру.

Альфвеновские премии 2021 и 2022 гг. должны быть вручены лауреатам на 48-й Конференции Европейского физического общества по физике плазмы, которая состоится с 27 июня по 1 июля 2022 г. в Маастрихте (Нидерланды), где лауреаты выступят с лекциями.

НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

научно-технический сборник

СЕРИЯ
ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ

ИЗДАЁТСЯ С 1978 г.
Том 45
Выпуск 2

МОСКВА — 2022

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

Редакционная коллегия:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Д.В. Коваленко, главный специалист отдела управления НИОКР, с.н.с., Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом» Москва

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

Е.Р. Корешева, г.н.с., и.о. зав. лабораторией, д.ф.-м.н., ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва

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

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

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

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

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

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

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

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

В.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 «ВНИИНМ» им. А.А. Бочвара, Москва

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

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

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

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

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 ВИНИТИ РАН, имеет в открытом доступе полнотекстовую электронную версию на сайте http://vant.iterru.ru и на платформе Российской научной электронной библиотеки http://www.elibrary.ru
Двухлетний импакт-фактор журнала в РИНЦ: 0,413

© Редколлегия журнала ВАНТ. Серия Термоядерный синтез, 2022 г.
© http://vant.iterru.ru

NATIONAL RESEARCH CENTRE «KURCHATOV INSTITUTE»

PROBLEMS OF ATOMIC SCIENCE AND TECHNOLOGY

Collected scientific and technical papers

Series
THERMONUCLEAR FUSION

PUBLISHED since 1978

Volume 45

Issue 2

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

MOSCOW — 2022

Editor-in-Chief

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

Editorial Board:

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

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

E.A. Filimonova, Technical Editor, Reseach 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, Novoibirsk

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, Chief Specialist of the R&D Management Division, Senior Research Scientist, State Corporation «Rosatom», Moscow

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

E.R. Koresheva, Principal Research Scientist, Acting Laboratory Head, Dr. of Science Degree in Physics and Mathematics, P.N. Lebedev Physical Institute of RAS, Moscow

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

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

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

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

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

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

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

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

V.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 for Inorganic Materials, Moscow

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

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

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

Co-founders: Autonomous non-profit organization Coordinating center «Controlled Thermonuclear Fusion — International Projects» (CTF-Center);
Federal state budgetary National Research Centre «Kurchatov Institute»

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

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

© Editorial Board of the Journal Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Thermonuclear Fusion, 2022
© http://vant.iterru.ru

UDC 621.039.634:621.039.531

LIFETIME ASSESSMENT FOR THE FIRST WALL COMPONENTS OF A FUSION DRIVEN HYBRID NEUTRON SOURCE

V.I. Khripunov

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

A proper simulation of the radiation environment is required to evaluate material performance and structural component exposure times in neutron fields of a fusion-fission hybrid reactor. The relevant neutron and inventory analysis was conducted to quantify the primary radiation damage and radiogenic helium and hydrogen productions in candidate materials (such as Be, W, Cu-alloys, austenitic steels) when used in the first wall of a fusion-fission hybrid. They are greatly influenced by specific features of the combined neutron energy spectrum formed by the two-component neutron source: the fusion neutron source in front of the first wall from the plasma side and the fission neutron source in a subcritical fission blanket behind the first wall. It is shown that the safe subcriticality limit of $k_{\text{eff}} \leq 0.95$ restricts both the neutron and energy multiplications in a hybrid system. Eventually this limit implies that a total neutron fluence of ~10^{23} cm^{-2} may be achieved over the lifetime of a hybrid system. It is more than an order of magnitude lower than what is expected in a DEMO fusion power reactor. Only beryllium as a plasma facing component, should be excluded from further consideration due to the very high He-production in the neutron spectrum of a hybrid reactor, which is largely close to the spectrum of a fast fission reactor. At the same time other materials considered may be used probably during the total operation time of a hybrid reactor.

Key words: fusion-fission hybrid reactor, first wall, material radiation damage.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-5-14

ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ КОМПОНЕНТОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТИН С ГИБРИДНЫМ БЛАНКЕТОМ

В.И. Хрипунов

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

Для оценки работоспособности материалов и допустимого времени облучения конструкционных элементов реактора синтеза—деления требуется аккуратное моделирование его радиационных полей. Количественные оценки скоростей образования первичных радиационных повреждений и накопления радиогенного гелия и водорода в материалах-кандидатах для первой стенки гибридного термоядерного реактора, таких как Be, W, медный сплав, вольфрам, аустенитные стали и др., получены по результатам нейтронно-физического и активационного анализа. Показано, что эти процессы в значительной степени предопределяются специфическими особенностями энергетического спектра нейтронов, формируемого двухкомпонентным источником нейтронов синтеза перед первой стенкой (со стороны плазмы) и источником нейтронов деления в подкритическом бланкете с делящимися материалами (за первой стенкой). Показано также, что размножение термоядерных нейтронов и умножение энергии в подкритической гибридной системе ограничиваются предельно допустимым по условиям безопасности значением эффективного коэффициента размножения нейтронов $k_{\text{эф}} \leq 0{,}95$. В конечном счёте этот предел предопределяет и величину полного флюенса нейтронов ~10^{23} см$^{-2}$, который может быть достигнут в материалах первой стенки за всё время эксплуатации гибридной системы. Это значение на порядок величины ниже ожидаемого для энергетического (негибридного) термоядерного реактора ДЕМО. Показано, что только бериллий в качестве компонента, обращённого к плазме, должен быть исключён из дальнейшего рассмотрения из-за высокой скорости образования He в нейтронном спектре гибридного термоядерного источника нейтронов, который в значительной степени близок к спектру ядерного реактора на быстрых нейтронах. В то же время другие рассмотренные материалы могут быть использованы, вероятно, в течение всего срока эксплуатации гибридного реактора.

Ключевые слова: гибридный реактор синтеза—деления, первая стенка, радиационные повреждения материалов.

INTRODUCTION

According to the results of research and development of thermonuclear systems, it is known that high-energy neutrons produced by the deuterium-tritium (D—T)-fusion reactions, when interacting with materials, cause radiation damage to their crystal lattices. Threshold reactions of the (n, α) and (n, p) types lead to formation of the radiogenic He- and H-gas products in materials [1—5]. Ultimately, these two main phenomena, especially the accumulation of radiogenic helium and hydrogen in structural materials, even at low concentrations, have a significant impact on the operational characteristics of the irradiated materials, reducing the service life of the components of a thermonuclear reactor.

Not only the primary D—T-neutrons of a thermonuclear source, but also «secondary» fission neutrons arising in subcritical blankets with fissile materials can also cause additional radiation damage and material transmutations in fusion-driven neutron sources and fusion-fission hybrid reactors, thereby having a significant impact on their structural properties [6—11].

In this paper, it is shown that the fusion neutron multiplication in a subcritical blanket with fission nuclides, accompanied by energy multiplication, is limited by the permissible under safety conditions value of the effective neutron multiplication factor $k_{\text{eff}} \leq 0.95$, and by the specific energy release in materials.

It is these limitations that predetermine the total neutron fluence value, radiation damage and radiogenic gases production and accumulation in materials that can be achieved during the entire operation of a fusion-fission hybrid system with a fission blanket.

On the basis of the improved modern computational tools and theoretical models, the maximum values of the radiation characteristics of various materials have been reevaluated, allowing their long-term use in the first wall construction of a fusion neutron source (FNS) with a hybrid blanket.

TWO-COMPONENT NEUTRON SOURCE

As noted in [10], in any hybrid system there are two types of neutron sources simultaneously: a D—T (14.1 MeV) FNS in the plasma zone and a source of fission neutrons with an average energy of ~2 MeV in a subcritical blanket with fissile materials behind the first wall (FW) of the plasma chamber (fig. 1).

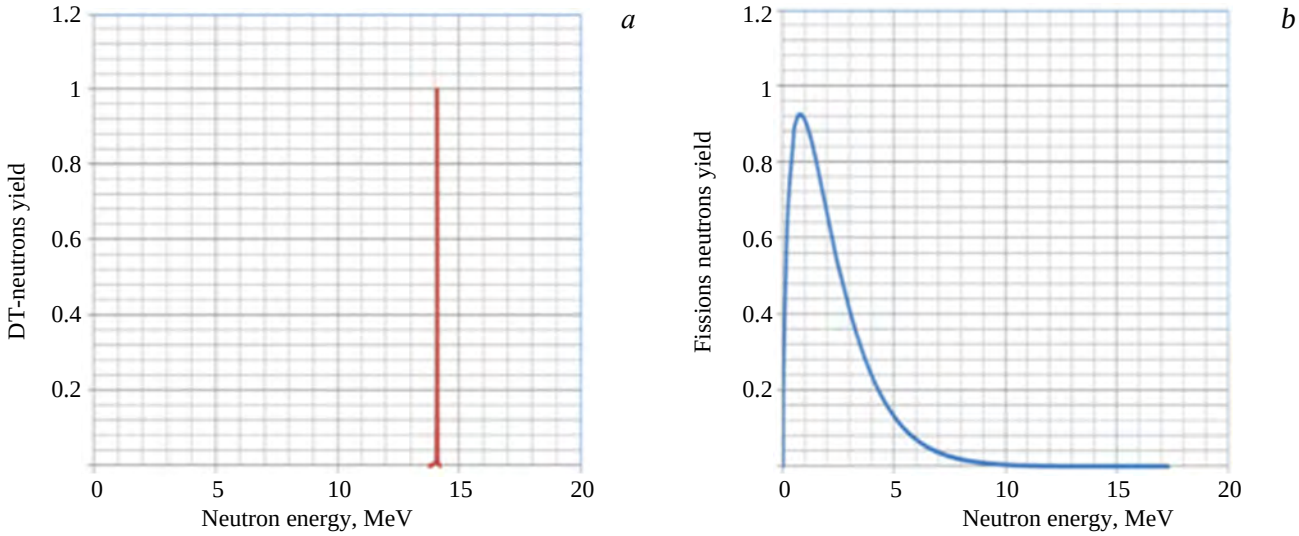


Fig. 1. Neutron source spectra in the DEMO-FNS FW-region [10] with a subcritical blanket: 1 fusion neutron (14.1 MeV) (*a*) and 20 fission neutrons (at $k_{\text{eff}} \leq 0.95$) (*b*)

A necessary condition for the nuclear safety of FNS with a hybrid blanket is its subcriticality. It is generally assumed that in any possible conditions for the use of FNS, including new fissile nuclide production in its blanket or fissile actinides burning, the possible reactivity effects with temperature changes or loss of coolants, the effective neutron multiplication factor in the blanket with fissile materials k_{eff} should not exceed 0.95. It is known that in the point approximation, the multiplication of the fission neutrons in a subcritical blanket can be expressed as

$$M_{n\text{-fiss}} = 1/(1 - k_{\text{eff}}), \quad (1)$$

where k_{eff} is the effective neutron multiplication factor resulting from the (n, f)-reactions in the core (i.e. a «fission» blanket zone).

Such an estimate does not take into account the spatial and energy distributions of the fission neutrons, as well as other (n, 2n) and (n, 3n) neutron multiplication reactions. Nevertheless, for further consideration, the value of the neutron multiplication factor $M_{n\text{-fiss}}$ of 20 was accepted as the maximum possible value for FNS with $k_{\text{eff}} = 0.95$.

The corresponding energy multiplication of the D—T-fusion energy in such a subcritical system can reach the value of ~90 [10].

It should be noted also, that in fact, in existing projects of hybrid systems of varying degrees of elaboration ([7, 11] for burning minor actinides, nuclear fuel and electricity generation) the essential part of neutrons is lost in external systems. In these cases the expected k_{eff} is actually about ~0.8—0.9.

NEUTRON SPECTRA IN THE FW FROM THE COMBINED NEUTRON SOURCE

It is known that the damage and gaseous production rates in materials are largely determined by the details of the energy neutron spectra [10].

Neutron spectra caused by the D—T-FNS in DEMO-FNS [11] plasma chamber, the FNS in the subcritical blanket and the resulting spectrum in the FW-area are shown in fig. 2. The average neutron flux energy $E_{n\ avr}$ is ~0.72 MeV in case of water cooled FW. A higher $E_{n\ avr}$ value of 1.3 MeV is expected in other case of Supercritical CO_2 coolant, but this design option is not fully developed.

Numerical values of neutron- and γ-fluxes, as well as neutron fluence values per one continuous full power operation year (FPY) for the combined neutron source are given in table 1.

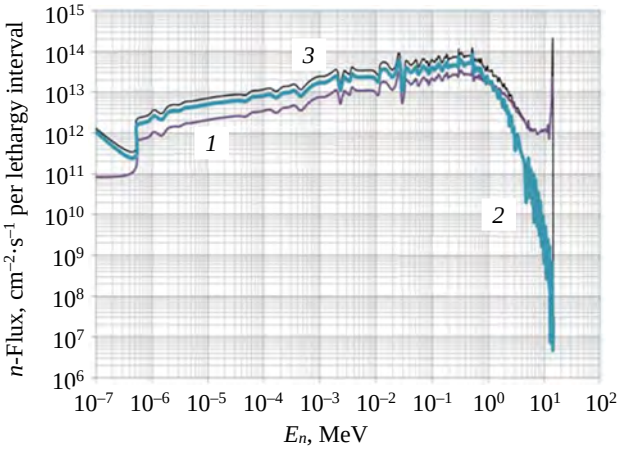


Fig. 2. Neutron spectra in the DEMO-FNS FW-area [11] from the D—T-FNS in the plasma region ($F_{DT\text{-}n}$, at the neutron wall loading of 0.2 MW/m^2) (*1*) and from the FNS in the blanket ($F_{n\text{-}fiss}$ at the neutron multiplication factor of $M_{n\text{-}fiss}$ = 20) (*2*), $F_{DT\text{-}n}$ + $F_{n\text{-}fiss}$ (*3*)

T a b l e 1. **Neutron- and γ-fluxes gamma and neutron fluences in the FNS FW [11] per one FPY for the D—T and FNS**

Fluxes	Neutron flux energy	D—T-fusion neutrons, cm^{-2}·s^{-1}	Fission neutrons, cm^{-2}·s^{-1}	Fission γ-prompt, cm^{-2}·s^{-1}	Total, cm^{-2}·s^{-1}	Total fluence per 1 FPY, cm^{-2}	Total-to-D—T-fusion source ratios
DT-*n*	13.8—14.2 MeV	$1.2\cdot10^{13}$	$4.9\cdot10^{5}$		$1.2\cdot10^{13}$	$3.8\cdot10^{20}$	1.0
n-fast	0.1—13.8 MeV	$6.4\cdot10^{13}$	$7.6\cdot10^{13}$		$1.4\cdot10^{14}$	$4.4\cdot10^{21}$	2.2
n-res	<100 keV	$4.7\cdot10^{13}$	$1.2\cdot10^{14}$		$1.7\ 10^{14}$	$5.3\cdot10^{21}$	3.6
n-th	<0.4 eV	$7.4\cdot10^{12}$	$9.2\cdot10^{13}$		$9.9\cdot10^{13}$	$3.1\cdot10^{21}$	13.4
n-tot	>0	$1.3\cdot10^{14}$	$2.9\cdot10^{14}$		$4.2\cdot10^{14}$	$1.3\cdot10^{22}$	3.3
Gamma		$3.8\cdot10^{13}$	$2.3\cdot10^{14}$	$1.8\cdot10^{13}$	$2.8\cdot10^{14}$	$8.9\cdot10^{21}$	7.4

Whereas the neutron fluence in conventional terms of the neutron wall loading is ~0.2 MW-year/m^2, the integral of the fast neutron flux for one year of continuous operation is $4.4\cdot10^{21}$ cm^{-2}. This is ~2.2 times higher than that from the only single D—T-FNS.

Fig. 3 shows the energy distributions of the neutron flux in the DEMO-FNS FW-area with the two-component neutron source in comparison with the D—T-FNS in the ITER FW-region at the nominal fusion power level of ITER ~500 MW [12].

Additionally, the cumulative distributions of the neutron flux as a function of the upper neutron energy are given in fig. 4 (in relative units). They clearly show an insignificant contribution of thermonuclear (14.1 MeV) neutrons to the energy integral value of the «total» neutron flux in the water-cooled FNS FW compared with the contribution of high-energy neutrons (>0.1 MeV) to the total neutron flux in the ITER FW, also cooled by water.

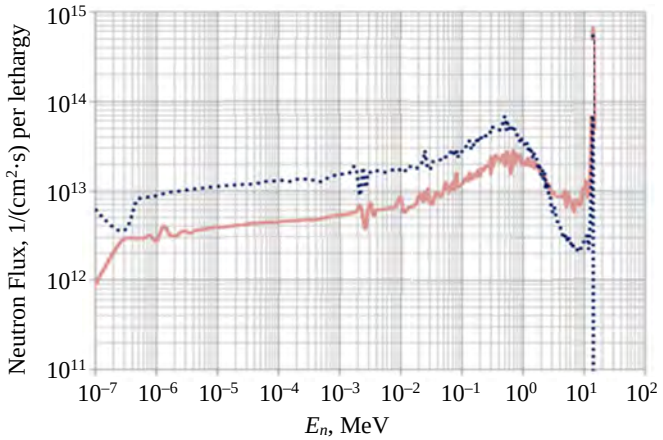


Fig. 3. Neutron spectra in the DEMO-FNS FW and in the ITER FW: ····· — FNS FW, E_n avr = 0.72 MeV; – – — ITER FW, E_n avr = = 3.42 MeV

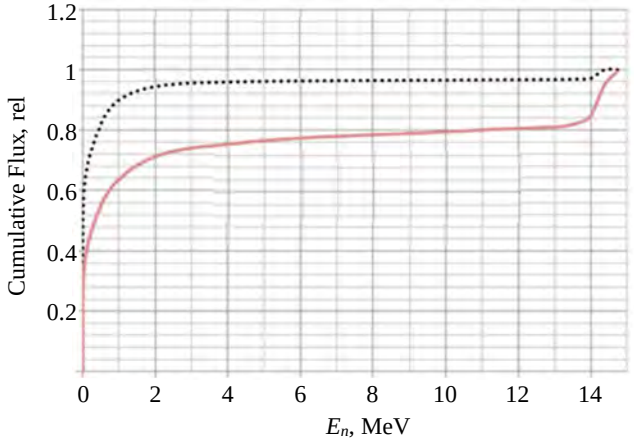


Fig. 4. Cumulative neutron flux f_i ($E < E_n$) to the total neutron flux f_i (tot) ratios for the FNS FW and the ITER FW: ····· — FNS FW, E_n avr = 0.72 MeV; – – — ITER FW, E_n avr = 3.42 MeV

The relative fast neutrons (E_n > 0.1 MeV) fraction in the FNS spectrum is 34% and the intermediate one (E_n = 0.4 eV—0.1 MeV) — ~43%. At the same time the D—T-neutrons (E_n = 14.1 MeV) relative part is only 3%. The thermal neutrons ($F_{n\text{-th}}$) part in case of the water-cooled FW with the beryllium armour is 23% [10].

FW NEUTRON FLUENCES IN THE FNS WITH A FISSION BLANKET AND IN OTHER «PURE» FUSION REACTORS

Radiation damage and other nuclear reactions of the FW-materials are integral characteristics that depend on the cross-sections of nuclear reactions known with different accuracy for neutrons of different energies, and on the duration of irradiation, i.e., on the neutron fluence.

As noted above, the neutron wall loading (in units of MW-years/m^2) is in fact the time-integral current of non-scattered D—T-neutrons. It does not reflect the actual neutron loading on the FW-components under impact of the neutrons from the combined fusion and FNS of a hybrid system. Therefore, it seems appropriate to correlate the responses of radiation exposure to materials to the full neutron energy fluence in units of (cm^{-2}). For comparison, the neutron fluence values expected for some fusion reactors, hybrid reactors and fission reactors are given below.

Fig. 5. SA2-scenario of the neutron fluence growth in the ITER FW-area during the «nuclear operation phase» with D—T-plasma [13]

ITER. According to the existing plans for the construction and launch of ITER, its operation in the so-called «nuclear phase» with D—T-reaction source neutrons will take place with gradually increasing thermonuclear power and neutron loading on the FW. The nominal fusion power of 500 MW corresponds to the average neutron wall loading value of 0.56 MW/m^2 and to the total neutron flux value of $1.84\cdot10^{14}$ cm^{-2} [12]. By the end of the ITER operational period, scheduled for about 2049, the total FW neutron fluence according to the SA2 scenario [13] (fig. 5) will reach the maximum value of 0.3 MW-year/m^2 (0.54 Full Power Year) and will be ~$1.7\cdot10^{21}$ cm^{-2}.

It should be noted that this value is two orders of magnitude lower than what is planned to be achieved on the hybrid DEMO-FNS.

EU DEMO. In the European DEMO fusion reactor project [5] with a water-cooled blanket and lithium-lead eutectic as a neutron multiplier and tritium breeder, it is assumed the total neutron flux value will be ~$8.2\cdot10^{14}$ cm$^{-2}\cdot$c^{-1} and the operation period before the blanket replacement will be about 6 years. This corresponds to the neutron fluence value of ~$1.5\cdot10^{23}$ cm^{-2}.

DEMO-FNS. Calculations for the minor actinides burning-out in DEMO-FNS blanket have shown that duration period before the fission blanket reboot can be about 10 years [11]. In terms of the neutron FW loading, the corresponding FW neutron fluence can be ~2 MW-years/m^2, which is typical for some replaceable components of a fusion DEMO [5]. In terms of the FW neutron fluence (from only the D—T-neutron source over 10 years) it can be $4.1\cdot10^{22}$ cm^{-2}, while for the two-component neutron source of the hybrid reactor it is about ~$1.3\cdot10^{23}$ cm^{-2}, which is by 3.2 times higher. It seems that the expected value of neutron fluence is the maximum for the DEMO-FNS with a subcritical blanket.

BN-600. As mentioned earlier in [1] and recently in [14], one of the experimental channels of the BN-600 fast neutron breeder reactor has been used at various times in radiation studies of structural materials for both fission and fusion reactors. It was estimated that at the neutron flux level of ~$6.5\cdot10^{15}$ cm$^{-2}\cdot$s^{-1} in the channel and the irradiation campaign duration of 560 operation days, the neutron fluence reached a value of ~$3.3\cdot10^{23}$ cm^{-2}. This value exceeds the value planned for DEMO-FNS. The average neutron energy $E_{n\text{-avr}}$ in DEMO-FNS is ≤1 MeV for different coolant types. This is comparable to $E_{n\text{-avr}}$ value in the fast breeder BN-600, but significantly lower than the average neutron energy of ~3.4 MeV in the ITER FW-area. The extension of the BN-600

license for operation until 2025 and beyond allows us to hope for a further using this fast fission breeder reactor also for research, development and testing various fusion and hybrid reactor materials.

UNCERTAINTIES IN ESTIMATES OF RADIATION DAMAGE AND GAS PRODUCTION

Due to the emerging possibility of using the FISPACT-II inventory code system [15] for the analysis of radiation damages and material transmutation irradiated by neutrons and charged particles of high energies, that is integrated with the latest TALYS-based TENDL-2017 activation cross sections library [16], it became necessary to re-evaluate the activation characteristics of the DEMO-FNS-materials obtained earlier [10].

Until recently, the FENDL-2.1 (175 energy group) neutron cross sections library was used to evaluate radiation damage in materials caused by neutrons when modeling neutron transport in fusion systems [17]. The radiogenic gas production rates in materials as a result of threshold reactions with high energy neutrons were calculated by applying the EASY-2010 [18] together with the European activation file EAF-2010 [19].

The new system for calculating the activation characteristics of FISPACT-II + TENDL-2017 [15, 16] is distinguished, first of all, by the energy range of incoming neutrons, as well as charged alpha-particles and protons, expanded to 100 MeV, and by the number of energy groups increased to 709 in the library of cross sections of nuclear reactions. This makes it possible to use this integrated system for activation analysis and transmutation of materials, both in fusion and fission reactors and in other devices.

The more detailed group scale is used in the field of thermal neutron energies and the resonance region, which allows for more correct consideration of the so-called blocking of resonant absorption. The latter circumstance is especially important for elements such as tungsten. In total, the neutron energy range from 0 to 15 MeV, characteristic of hybrid thermonuclear systems, accounts for 625 neutron energy groups (with 1175 groups, for example, in [17]).

Recalculation of activation characteristics using the system [15, 16] was performed for materials intended for use in the components of the FW of the DEMO-FNS [20]. The calculation model of the DEMO-FNS FW is a layered system shown in fig. 6.

The first layer facing the plasma is made of beryllium; the intermediate layer is made of chromium-zirconium bronze. Next, the water cooling zone is followed by the zone made of steel or vanadium alloy. Additionally, carbon fiber composite (CFC) and tungsten were also considered as armor materials. The latter is found in most projects of DEMO power reactors not only as a plasma facing component for the FW, but also for the divertors.

The calculated values of radiation damage in units of the number of displacements per atom (dpa) and concentrations of accumulated radiogenic gases in relative units of the number of atoms per million (appm) are given in Table 2.

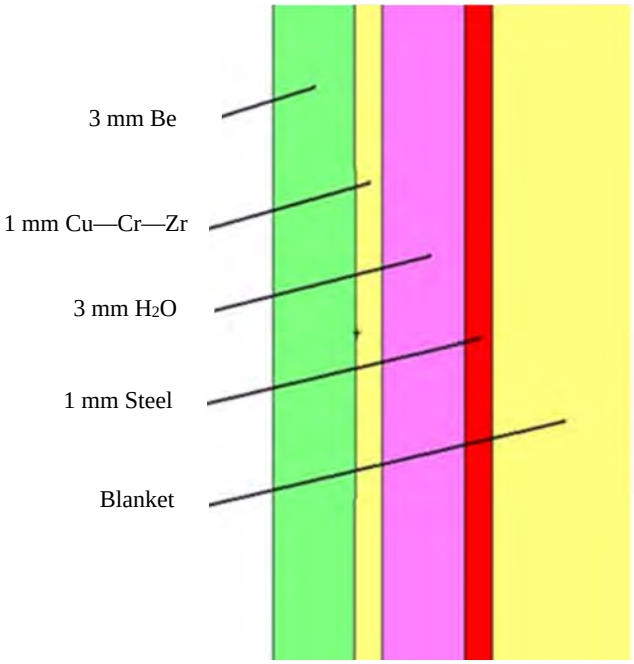


Fig. 6. The layered FW-model of DEMO-FNS

Previous estimates of the primary and secondary radiation damage and radiogenic gas production rates [10], [21], performed by applying the EASY-2010 system [18], FENDL-2.1 [17] cross-section library for neutron transport and European activation file EAF-2010 [10], are marked in Table 2 by the EE index.

New calculation results using the integrated FISPACT-II+TENDL system [15, 16] in the table are marked with the FT index. The results are normalized by the neutron fluence value in the FW-components accumulated over 1 year of continuous operation of the DEMO-FNS. The value is slightly varying in thickness of the FW from $1.30 \cdot 10^{22}$ cm^{-2} on the plasma side to $1.34 \cdot 10^{22}$ cm^{-2} on the blanket side. (In the event that tungsten was considered as the plasma facing material, the fluence value by 1 FPY was somewhat diminished, approximately to $\sim 0.93 \cdot 10^{22}$ cm^{-2} for reason of intensively absorbing moderating neutrons in the resonance energy range.)

Table 2 shows that both inventory code systems, under the same initial conditions, give similar results for calculating radiation damage to materials in units of the number of dpa.

T a b l e 2. **Nuclear responses in the FW-materials from the two-component neutron source in DEMO-FNS (D—T-neutron fluence is ~1.3·10^{22} cm^{-2}/1 FPY) (dpa-primary radiation damage)**

Parameter	Plasma facing materials, Calculation systems					
	CFC		Be		W	
	EE	FT	EE	FT	EE	FT
DPA, dpa	3.2	3.2	2.6	2.6	~0.7	1.4
^{4}He, appm	~230	42	665	666	0.54	0.41
^{3}T, appm	0.03	0.001	28	30	0.005	0.004
^{1}H (+^{2}D), appm	0.24	0.05	1.8	1.8	910	910
	Structure materials, Calculation systems					
	SS316L(IG)		EK-164		V—4Cr—4Ti	
	EE	FT	EE	FT	EE	FT
DPA, dpa	3.1	3.0	3.2	~3.0	3.8	3.9
^{4}He, appm	128	32	160	54	12	12
^{3}T, appm	0.05	0.04	0.01	0.005	0.01	0.01
^{1}H (+^{2}D), appm	139	132	158	141	550	550
	Heat-conducting layer, CuCrZr, Calculation systems					
	EE		FT			
DPA, dpa	3.2		3.0			
^{4}He, appm	22		21			
^{3}T, appm	~0.2		0.16			
^{1}H (+^{2}D), appm	150		180			
	Coolant, H_2O, Calculation systems					
	EE		FT			
DPA, dpa	—		—			
^{4}He, appm	25		47			
^{3}T, appm	0.001		0.001			
^{1}H (+^{2}D), appm	6.6·10^{5} *		6.6·10^{5}*			

*The «burning-out» (transmutation) of hydrogen relative to the value indicated in table 2 is insignificant. In the first case (EE) it is 20 appm, and in the second (FT) case it is ~5 appm.

The exception is tungsten, for which, in the new system [15, 16], based on the results given in [22], in accordance with the generally accepted NRT model of primary damage formation, a lowered threshold energy value causing a displacement of E_d (W) = 55 eV was established [23]. This value was established by computer simulation of cascades based on Binary Collision Approximation by molecular dynamics methods at various empirical potentials and based on the results of experiments performed by Maury et al. [24]. (In previous calculation systems, as well as in the domestic system ACDAM-2.0 [25] E_d (W) was assumed to be equal to 90 eV.)

As for the new estimations for radiogenic helium and hydrogen, which appear in (n, α)- and (n, p)-reactions, respectively, in some cases (like graphite composite and steel), the new estimations of those gas production rates are quite noticeable, almost ~3—5 times less than the previous ones.

This difference seems to be due to the use of the latest version of the TENDL-2017 activation cross-section library, carefully tested on the basis of experiments and carefully coordinated with a number of world libraries of evaluated data.

Due to the noted differences in the estimates of gas formation, as well as a possibility of accounting for the secondary damage caused by charged particles of primary reactions, it seems appropriate to continue using the integrated FISPACT-II + TENDL-2017 to analyze the activation of materials that can be used in hybrid systems with a mixed energy spectrum of fusion and fission neutrons.

The uncertainty in the calculated estimates revealed as a result of the use of various codes and activation cross sections libraries indicates the unreasonableness of using the He appm-to-dpa ratio by some authors as an indicator of the suitability of some installations with different neutron spectra for experiments on fusion materials irradiation. To predict the radiation properties of materials, both separation and integration of damage and gas production effects are important.

THE MAXIMUM OPERATING TIME LIMITED BY PRIMARY RADIATION DAMAGE AND RADIOGENIC GASES ACCUMULATION IN FW MATERIALS

Calculations of primary radiation damage and radiogenic gases accumulation in DEMO-FNS FW with the subcritical blanket were performed using the integrated FISPACT-II+TENDL-2017 system for the materials mentioned earlier in table 2 and for the newly proposed structural materials.

In particular, along with austenitic chromium-nickel steel EK—164 (Fe—16Cr—19Ni—2Mo—2Mn—Nb—Ti—B), which has already shown its radiation resistance under irradiation in the spectrum of the BN-600 fast fission reactor, less activated nickel-free and manganese based modifications EK—164Mn (Fe—16Cr—20Mn—2Mo—Nb—Ti—B) and EK—164MnW (Fe—16Cr—20Mn—2W—NbTi—B) were proposed by specialists of A.A. Bochvar VNIINM in [14] and [26].

Additionally, the so-called «smart alloy» of tungsten with chromium and yttrium W + 11.4Cr + 0.6Y was included in this list, that is considered as the base material for coatings the plasma-facing surfaces in European projects of a demonstration energy thermonuclear reactor [27].

Calculations of activation and transmutation of the DEMO-FNS FW-materials were performed depending on the duration of the campaign to reach the maximum value of the neutron fluence ~10^{23} cm^{-2} after ~10 years of continuous operation (table 3). For comparison, the results of irradiation of the Be-surface layer on the ITER FW are also given in table 3 [28].

T a b l e 3. **The maximum expected radiation damage (dpa) and radiogenic gas production in the DEMO-FNS FW-materials and in the ITER FW, evaluated using the FISPACT-II and TENDL-2017**

DEMO-FNS FW, materials	$F_{n\text{-tot}}$, $cm^{-2}\cdot s^{-1}$	Fluence, cm^{-2}	Dpa, dpa	^{4}He, appm	^{3}T, appm	^{1}H, appm
Be—TShG—56 (+0.003U, Ulba, KZ) [29]	$4.11\cdot10^{14}$	$1.30\cdot10^{23}$	25.6	6728	396	119
CuCrZr—IG [28]	$4.15\cdot10^{14}$	$1.31\cdot10^{23}$	30.3	213	1.52	1800
EK—164 [28]	$4.24\cdot10^{14}$	$1.34\cdot10^{23}$	29.7	280	0.06	1394
EK—164Mn [28]	— " —	— " —	29.0	216	0.34	736
EK—164MnW [28]	— " —	— " —	29.1	217	0.24	732
V—4Cr—4Ti [28]	— " —	— " —	39.4	79	0.11	1020
Hastelloy c276 [28]	— " —	— " —	31.6	359	0.064	2650
W-pure Plansee [28]	$2.97\cdot10^{14}$	$9.39\cdot10^{22}$	15.1	4.2	0.05	913* + 14
W-Smart-Alloy (W—11.4Cr—0.6) [27]	$2.97\cdot10^{14}$	$9.39\cdot10^{22}$	19.8	58.6	0.05	703*+252
ITER FW Be (3D) [28]	$1.8\cdot10^{14}$	$2.6\cdot10^{21}$	0.71	696	8.9	0.7

*The concentration of ^{1}H, initially represented in the material as an impurity, is marked with asterisk.

The calculations have shown the linear growth of radiation damage and radiogenic gases as a function of neutron fluence value.

This means that their formation occurs on the main components of the materials. The role of secondary, multistage reactions (for example, ^{58}Ni (n, γ) ^{59}Ni (n, α) ^{56}Fe, contributing to the formation of helium in Ni-containing materials, the ^{64}Ni (n, α) and ^{62}Ni (n, α) reactions, manifested during prolonged irradiation of copper or ^{188}Os (n, α) and ^{186}Os (n, α) in the transmutation chains of tungsten) is small at these values of neutron fluence.

CRITICAL CONCENTRATIONS OF RADIOGENIC HELIUM

Not only primary dpa, but also formation and accumulation of radiogenic gases (appm) affect the structural integrity, changes in the thermal and electrical conductivity of structural components. For some time now, M.R. Gilbert, J.-Ch. Sublet et al. [30, 31] raise doubts that the number of displacements per atom (in units of dpa) is a comprehensive design characteristic of the radiation resistance of materials, and emphasize that the formation and accumulation of helium in fusion design materials cannot be ignored.

With the support of experimental studies by T. Yamamoto et al. [32] they have developed a model of embrittlement of materials caused by the accumulation of helium at the grain boundaries of the crystal lattice of materials, the so-called «He-induced grain boundary embrittlement».

The model was suggested to give a conservative estimate for the critical He densities in grains that could lead to the grain-boundary destabilization giving rise to helium embrittlement. Without going into details, we note here that the authors of this model associate the atomic concentration of helium G^{c}_{He} atoms produced through transmutation reactions and accumulated in the crystal body with the critical concentration of helium ν^{c}_{He} at the crystal grains of characteristic linear size a (in μm) and the nuclear density of the irradiated material n (cm^{-3}) by the ratio

$$G^{c}_{He} = 3\nu^{c}_{He} / (an). \quad (2)$$

It was assumed for simplicity that all the crystal grains in the given material have cubic shape, and the total number of Helium atoms N_{He} within a grain of linear size a was find as $N_{He} \approx a^3 n G_{He}$.

The calculated critical concentrations of radiogenic helium accumulated in materials with a characteristic size of the crystal grain size a of 0.5 μm are given in table 4.

T a b l e 4. **Calculated critical helium grain-boundary concentrations ν^{c}_{He}, critical bulk concentrations G^{c}_{He}, assumed linear grain size of 0.5 μm [30, 31]**

Material	ν^{c}_{He}, cm^{-2}	G^{c}_{He}, appm	Ref.	Material	ν^{c}_{He}, cm^{-2}	c G^{c}_{He}, appm	Ref.
Be		385.2	[30]	Mo	$1.96\cdot10^{15}$	1833.8	[31]
Fe	$1.08\cdot10^{15}$	764.6	[31]	W	$2.71\cdot10^{15}$	2582.1	[31]
Cr	$1.07\cdot10^{15}$	771.9	[31]	Nb	$2.11\cdot10^{15}$	2275.2	[31]
V	$1.41\cdot10^{15}$	1172.1	[31]	Ta	$2.22\cdot10^{15}$	2399.4	[31]

As can be seen from this table, the G^{c}_{He}, values in table 4 show significant variation between different elements. The highest rate of helium formation and the achievement of a critical value of the volume concentration are expected for beryllium. (It should be recalled that the formation of helium in beryllium is due to the ^{9}Be (n, 2n) 2α-multiplication reaction with a not too high energy threshold of ~1.7 MeV, which actually represents the reaction of the Be-fission into two alpha particles and two neutrons.

As follows from the above estimates, the minimum time to reach the critical concentration of helium in the Be component in the FW under hybrid DEMO-FNS-conditions can be about 7 months when the fluence is reached the value of ~$7.5\cdot10^{21}$ cm^{-2}. It should be noted that beryllium is not considered as a coating of the FW in EU DEMO projects. As for ITER, the critical value for Be can be reached only by the end of its D—T-nuclear operation phase in ~2045, and therefore one should not expect experimental results on the radiation resistance of materials for DEMO fusion of hybrid reactors.

The highest values of critical helium concentrations and, consequently, the maximum permissible irradiation times (and the allowable neutron fluence) are associated with W and Ta.

As for Fe and other components of steels, the achievement of the He-critical concentrations may become a problem only after ~20—30 years irradiation in DEMO-FNS-conditions, when the number of displacements per atoms can reach the value of ~100 dpa.

Currently, it is believed that embrittlement is possible in irradiated ferritic-martensitic steels allowing up to 100 dpa occurring once the concentration of helium in the balk of the grain approached ~400 appm [32].

All this requires confirmation in experiments, for example, on the BN-600 fast reactor.

CONCLUSIONS

The maximum values of the neutron fluence in a fusion driven neutron source with a hybrid blanket are determined by the condition of its subcriticality ($k_{eff} \leq 0.95$) and can be limited to the value of a ~10^{23} cm^{-2}, which is an order of magnitude less than the expected neutron fluence in a fusion power reactor.

The use of the proposed materials for applying in the FW-structure of the hybrid DEMO-FNS is possible for decades, with the exception of beryllium.

Only Be as the plasma-facing component should be excluded from further consideration due to very high He- production in the neutron spectrum of a hybrid reactor, which limits its operation life.

Other materials considered (W, Cu-alloys, and austenitic Steels) may be used probably during the total operation time of a hybrid reactor (~10—20 FPY).

The establishment of maximum permissible values of the primary radiation damage (<100 dpa) and radiogenic gases limits (~400 He appm) in these materials are important already at the stage of choosing design solutions (for example, when using welded joints that allow no more than several He appm).

A fusion-fission hybrid reactor with a subcritical blanket is actually a breeder of fission neutrons the spectrum of which is pretty much close to the spectrum of a fast breeder nuclear reactor.

Therefore, the study of some radiation properties is possible, for example, in the core of the fast nuclear breeder BN-600, for a fairly short period of about a year and a half. That provides a several times higher neutron fluence value than it is expected during the entire operation of a fusion-fission hybrid reactor with a fission blanket.

The author would like to express their sincere appreciation to the NEA Data Bank granted him the FISPACT-II version of the integrated code system and the TENDL-2017 Activation Library.

REFERENCES

1. **Fabritsiev S.A., Pokrovskii A.S., Barabash V.R., Prokofiev Y.G.** Neutron spectrum and transmutation effects on the radiation damage of copper alloys. — Fusion Eng. Des., 1997, vol. 36, p. 505—513.
2. **Simakov S.P., Konobeyev A.Yu., Fischer U., Heinzel V.** Comparative study of survived displacement damage defects in iron irradiated in IFMIF and fusion power reactors. — J. Nucl. Mater., 2009, vol. 386—388, p. 52—55.
3. **Gilbert M.R., Dudarev S.L., Zheng S., Packer L.W., Sublet J.-Ch.** An integrated model for materials in a fusion power plant: transmutation, gas production, and helium embrittlement under neutron irradiation. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 083019.
4. **Sawan M.E.** Damage parameters of structural materials in fusion environment compared to fission reactor irradiation. — Fusion Eng. Des., 2012, vol. 87, p. 551—555.
5. **Stork D. et al**. 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.
6. **Stacey M. et al**. A subcritical, gas-cooled fast transmutation reactor with a fusion neutron source. — Nucl. Technol., 2005, vol. 150, p. 162—188.
7. **Wu Y. and FDS Team**. Conceptual design of the fusion-driven subcritical system FDS-I. — Fusion Eng. Des., 2006, vol. 81, p. 1305—1311.
8. **Jiang J.** Neutronics analysis of water-cooled energy production blanket for a fusion–fission hybrid reactor. — Fusion Eng. Des., 2010, vol. 85, p. 2115—2119.
9. **Siddique M.T., Hong S.-H., Kim M.H.** Physical investigation for neutron consumption and multiplication in fusion–fission hybrid test blanket module. — Fusion Eng. Des., 2014, vol. 89, p. 2679—2684.
10. **Khripunov V.** First wall material damage induced by fusion-fission neutron environment. — Fusion Eng. Des., 2016, vol. 109–111, p. 7—12.
11. **Shpanskiy Yu.S. and the DEMO-FNS Project Team**. Progress in the design of the DEMO-FNS hybrid facility. — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, 076014; https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab14a8.
12. **Iida H., Petrizzi L., Khripunov V., Federici G., Polunovskiy E.** Nuclear Analysis of Some Key Aspects of the ITER Design with Monte Carlo Codes. — Fusion Eng. Des., 2005, vol. 74, p. 133—139.
13. **Loughlin M.J., Taylor N.** Recommended Plasma Scenarios for Activation Calculations. — ITER Organization, IDM Number: ITER D 2V3V8G, 2009, v 1.1.
14. **Blokhin A.I., Chernov V.M.** Nuclear physical properties of austenitic nickel and manganese steels under neutron irradiation in nuclear fission (fast) and fusion reactors. — Prob. At. Sci. Technol. Ser. Thermonuclear Fusion, 2020, vol. 43, № 3, p. 11—23.
15. **Fleming M., Stainer T., Gilbert M. et al.** The FISPACT-II User Manual. — UKAEA-R(18)001, 2018.
16. **Koning A.J., Rochman D., Sublet J.Ch.** TENDL-2017: TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library (release date December 30, 2017); https://tendl.web.psi.ch.
17. **Aldama D.L., Trkov A.** FENDL-2.1, update of an evaluated nuclear data library for fusion applications. Report INDC (NDS)-467, International Atomic Energy Agency, 2004.
18. **Forrest R.A.** The European Activation System: C07, Overview, EASY Documentation Series. — UKAEA Fus 533, EURATOM/UKAEA Fusion Association the EASY-2010 Software NEA-1564/15, 2007.
19. **Packer L.W., Sublet J.-Ch.** The European activation file: EAF-2010 Biological, Clearance and Transport Libraries. — EASY Documentation Series CCFE-R (10) 04, EURATOM/CCFE Fusion Association, Culham Science Centre, Abingdon, Oxfordshire OX14 3DB, UK, 2010.
20. **Zhirkin A.V. et al.** Assessment of radiation damage to the first wall of a thermonuclear neutron source DEMO-FNS with a blanket for minor actinides transmutation. — Report at the Meeting, NRC «Kurchatov Institute», 15—16 Feb. 2021.
21. **Khripunov V.** Secondary radiation damage and gas production in plasma facing materials under fusion neutron irradiation. — Fusion Eng. Des., 2017, vol. 124, p. 371—375.
22. **Mason D.R., Yi X., Kirk M.A., Dudarev S.L.** Elastic trapping of dislocation loops in cascades in ion-irradiated tungsten foils. — J. Phys.: Condens. Matter, 2014, vol. 26, 375701; doi: 10.1088/0953-8984/26/37/375701.

23. **Bukonte L., Djurabekova F., Samela J., Nordlund K., Norris S.A., Aziz M.J.** Comparison of molecular dynamics and binary collision approximation simulations for atom displacement analysis. — Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2013, vol. 297, p. 23—28.
24. **Maury F., Biget M., Vajda P.** Lucasson A. and Lucasson P. Frenkel pair creation and stage (a) recovery in W crystals irradiated near threshold. — Radiat. Eff., 1978, vol. 38, p. 53—65; http://dx.doi.org/10.1080/00337577808233209.
25. **Blokhin A.I., Demin N.A., Manokhin V.N., Sipachev I.V., Blokhin D.A., Chernov V.M.** Software package ACDAM-2.0 for investigation of nuclear physical properties of materials in conditions of neutron irradiation. — Prob. At. Sci. Technol. Ser. Mater. Sci. and New Materials, 2015, vol. 82, p. 81—109.
26. **Chernov V.M., Leonteva-Smirnova M.V. et al.** Structural materials for fusion power reactors — the RF R&D activities. — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 839—848.
27. **Klein F., Litnovsky A. et al.** Smart alloys as armor material for DEMO: Overview of properties and joining to structural materials. — Fus. Eng. Design, 2021, vol. 166, p. 112272.
28. **Barabash V. et al.** Chemical composition and some properties of materials for the ITER in-vessel components for type B radioactive waste assessment. — IDM: ITER_D_2DKPK7 v1.3, 2010.
29. **Kolbasov B.N., Khripunov V.I., Biryukov A.Yu.** On use of beryllium in fusion reactors: resources, impurities and necessity of detritiation after irradiation. — Fusion Eng. Des., 2015, vol. 109—111, p. 480—484.
30. **Gilbert M.R., Sublet J.-Ch.** Neutron-induced transmutation effects in W and W-alloys in a fusion environment. — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, p. 043005; doi: 10.1088/0029-5515/51/4/043005.
31. **Gilbert M.R., Dudarev S.L., Zheng S., Packer L.W., Sublet J.-Ch.** An integrated model for materials in a fusion power plant: transmutation, gas production, and helium embrittlement under neutron irradiation. — Nucl. Fusion, 2012, vol. 52, p. 083019; doi: 10.1088/0029-5515/52/8/083019.
32. **Yamamoto T., Odette G.R., Kishimoto H., Rensman J.W., Miao P.** On the effects of irradiation and helium on the yield stress changes and hardening and non-hardening embrittlement of ~8Cr tempered martensitic steels: compilation and analysis of existing data. — J. Nucl. Mater., 2006, vol. 356, p. 27—49.

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

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 5—14.

УДК 621.039.623.533.9

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-3 С РАЗЛИЧНЫМИ ВАРИАНТАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ МЕДИ С ПОМОЩЬЮ КОДА GLOBSYS

А.Б. Минеев[1], В.Б. Минаев[2], Н.В. Сахаров[2], Н.Н. Бахарев[2], Э.Н. Бондарчук[1], А.А. Воронова[1], А.М. Глушаев[1], С.А. Григорьев[1], В.К. Гусев[2], Н.С. Жильцов[2], Е.Р. Запретилина[1], А.А. Кавин[1], Е.О. Киселёв[2], А.Ю. Конин[1], А.М. Кудрявцева[1], Г.С. Курскиев[2], А.Н. Лабусов[1], Ю.В. Петров[2], И.Ю. Родин[1], В.Н. Танчук[1], А.Ю. Тельнова[2], В.А. Трофимов[1], О.Г. Филатов[1]

[1]*АО «НИИЭФА», Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

В статье изложена инженерная часть кода GLOBSYS и проведён анализ возможных параметров установки Глобус-3, являющейся дальнейшим развитием программы Глобус. Основные цели этой установки: длинный импульс, большое тороидальное магнитное поле и мощный нагрев. Приведена идеология поиска параметров Глобус-3 при наличии физических и инженерных ограничений. Очевидно, что по физике для достижения длительного существования плазмы необходимы хорошее удержание и большая доля неиндуктивного тока. Инженерные ограничения участвуют в выборе параметров более сложным образом: в ряде случаев это перегрев обмоток, в других — суммарная мощность электропитания, в третьих — ограничение на запас потока в омическом соленоиде, в четвёртых — прочность элементов конструкции. Проведён предварительный выбор параметров сферического токамака Глобус-3 для случаев старта в «тёплой» медной ЭМС, а также предварительно захоложенной до температуры жидкого азота. В качестве ключевого условия было выбрано превышение длительности плато тока плазмы $\Delta t_{plateau}$ над характерным временем установления профилей плазмы $\tau_{L/R}$. При значениях тороидального магнитного поля B_{t0} = 3 Тл условие $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$ не достигается даже для предварительно захоложенной ЭМС. При B_{t0} = 2 Тл приемлемыми можно считать только варианты с предварительно захоложенной ЭМС, но размеры установки достаточно велики. При поле B_{t0} = 1,5 Тл вариантам с «тёплой» ЭМС соответствует длительность плато тока плазмы ~3 с ($\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 1$—1,5). В случае предварительно захоложенной ЭМС длительность плато может вырасти до 12—13 с ($\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 5$). В этом случае для дальнейшей проработки установки Глобус-3 в качестве основы представляется целесообразным принять варианты с геометрическими размерами: $R_0 \sim 0{,}6$—0,7 м, $a \sim 0{,}35$—0,4 м, $A \leq 1{,}7$—1,8, $k_{95} \sim 1{,}7$—1,8. Проведены расчёты минимально допустимого значения тока плазмы $I_{p,\,min}$ при условии эффективного поглощения вводимой мощности нейтральной инжекции. В установке Глобус-3 в качестве базового значения выбрано $I_p \approx 0{,}8$ МА.

Ключевые слова: сферический токамак, системный код GLOBSYS, параметрические исследования, медная электромагнитная система, Глобус-3.

PARAMETRIC STUDIES OF GLOBUS-3 SPHERICAL TOKAMAK WITH VARIOUS VARIANTS OF MAGNETIC SYSTEM BASED ON COPPER ALLOYS USING THE GLOBSYS CODE

A.B. Mineev[1], V.B. Minaev[2], N.V. Sakharov[2], N.N. Bakharev[2], E.N. Bondarchuk[1], A.A. Voronova[1], A.M. Glushaev[1], S.A. Grigoriev[1], V.K. Gusev[2], N.S. Zhilzov[2], E.R. Zapretilina[1], A.A. Kavin[1], E.O. Kiselev[2], A.Yu. Konin[1], A.M. Kudriavtseva[1], G.S. Kurskiev[2], A.N. Labusov[1], Yu.V. Petrov[2], I.Yu. Rodin[1], V.N. Tanchuk[1], A.Yu. Telnova[2], V.A. Trofimov[1], O.G. Filatov[1]

[1]*JSC «NIIEFA», St. Petersburg, Russia*
[2]*Ioffe Institute of Physics and Technology, St. Petersburg, Russia*

Engineering part of GLOBSYS code is expounded. Parametrical analysis of spherical tokamak Globus-3 is done. Main goals of this installation are long pulse, high toroidal magnetic field and strong plasma heating power. Ideology of Globus-3 parameters selection is described in the presence of physical and technical limitations. Part of obtained physical results is obvious: for long pulse it is necessary good plasma confinement and high noninductive current fraction. Engineering limits are involved in choice of parameters by more complicated way: in a number of cases it is limit for coils heating, in others — total power supply or poloidal flux capacity or limit for mechanical strength. Preliminary selection of Globus-3 parameters carry out for two options of magnetic system (MS): with «warm» copper and copper preliminary cooled to liquid nitrogen temperature. The key criterion was the excess of the duration of the plasma current plateau $\Delta t_{plateau}$ over the characteristic time for the establishment of plasma profiles $\tau_{L/R}$. If toroidal magnetic field B_{t0} = 3 T, condition $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$ doesn't satisfy even for preliminary cooled copper MS. For B_{t0} = 2 T acceptable are only variants with preliminary cooled copper MS, but plasma radius growth sharply. For B_{t0} = 1,5 T and «warm» MS discharge plateau duration may be ~3 s ($\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 1$—1,5), while for preliminary cooled MS $\Delta t_{plateau}$ may reach 12—13 s ($\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 5$). In this case, reasonable dimensions for further design of installation Globus-3 may be following: $R_0 \sim 0{,}6$—0,7 m, $a \sim 0{,}35$—0,4 m, $A \leq 1{,}7$—1,8, $k_{95} \sim 1{,}7$—1,8. Simulations of minimum allowable plasma current $I_{p,\,min}$, necessary for effective absorption of neutral beam in plasma were done. In Globus-3, a value of 0,8 MA is chosen as the base plasma current I_p.

Key words: spherical tokamak, system code GLOBSYS, parametrical investigations, Globus-3 parameters with copper magnet system.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-15-36

ВВЕДЕНИЕ

Базовые цели создания сферического токамака Глобус-3 указаны в работе [1]. Главные из них — существенное увеличение тороидального поля (до 1,5—3 Тл) и длительности разряда при имеющихся ограничениях мощности электропитания (125 МВА).

В работах [1, 2] приведены плазмофизическая модель, используемая в коде GLOBSYS, модели ряда инженерных подсистем токамаков и проведено сопоставление расчётных данных по коду GLOBSYS с данными экспериментов на сферических токамаках Глобус-М2, NSTX, MAST, а также с прогнозными параметрами, ожидаемыми на NSTX-U, MAST-U и ST40. Хорошее соответствие позволяет экстраполировать соотношения, используемые в коде GLOBSYS, на параметры сферического токамака Глобус-3. При этом физические параметры по коду GLOBSYS со скейлингом ИТЭР (с коэффициентом $H_{y,2}$ = 1—1,2) хорошо соответствуют достигнутым параметрам на Глобус-М2, NSTX, MAST и ожидаемым на NSTX-U, MAST-U и ST40 (в этом случае сопоставляются данные кода GLOBSYS и кодов, используемых для этих установок). В результате скейлинг ИТЭР может быть принят в качестве консервативной оценки для времени удержания. В то же время использование скейлинга Globus-2021 [1] по мере увеличения тороидального магнитного поля приводит к более оптимистическим значениям параметров плазмы. Этот скейлинг будет принят в качестве верхней оценки плазменных параметров.

В данной работе изложены элементы инженерной части кода GLOBSYS и анализируется вариант электромагнитной системы из медного сплава. При этом возможности увеличения тороидального магнитного поля ограничены имеющейся энергетикой. Кроме того, длительность разряда ограничена сверху допустимым разогревом центрального керна тороидальной ноги. Ещё одно ограничение на длительность разряда связано с соленоидом омического нагрева: полным запасом потока в нём и его нагревом за время импульса. В работе анализируются различные режимы работы электромагнитной системы из сплавов меди, а именно:

— ЭМС при комнатной начальной температуре, в ходе разряда нагрев до 100 ºС;

—ЭМС, захоложенная перед импульсом до азотных температур и разогреваемая в ходе импульса. Поскольку параметры установки необходимо вписать в ограничения по системе электропитания (125 МВА + накопительная энергетика), необходима модель, позволяющая связать параметры основных потребителей мощности (обмотки тороидального поля (ОТП), центральный соленоид (ЦС), обмотки полоидального поля, система нагрева плазмы) с мощностью, отбираемой от сети.

Отметим, что уже в токамаке Глобус-М2 с тороидальным полем 1 Тл оцененные затраты мощности [1] оказываются на уровне 20 МВА (в ОТП при токе 110 кА) + 20 МВА (в ЦС при полном токе по проводнику 70 кА).

КОНЦЕПЦИЯ КОНСТРУКЦИИ СФЕРИЧЕСКОГО ТОКАМАКА ГЛОБУС-3

Для сферического токамака Глобус-3 принята схема расположения подсистем по большому радиусу, показанная на рис. 1.

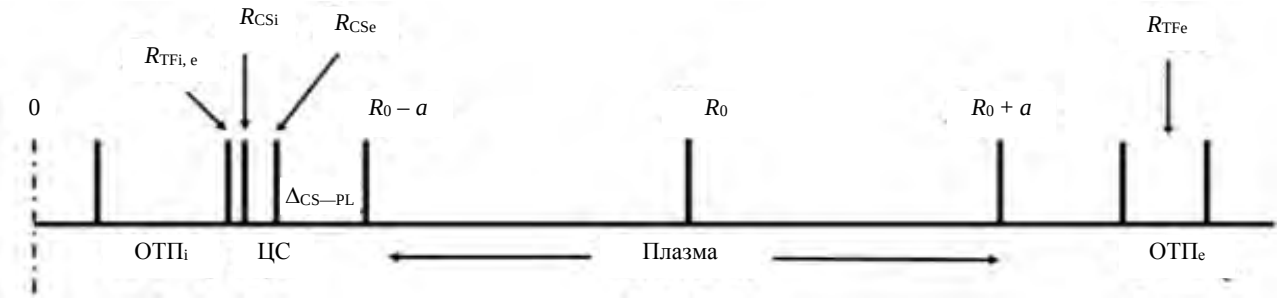


Рис. 1. Расположение подсистем сферического токамака Глобус-3 по большому радиусу: ОТПi — обмотка тороидального магнитного поля на внутреннем обводе с наружным радиусом $R_{TFi,\,e}$; ЦС — центральный соленоид (внутренний и наружный радиусы R_{CSi} и R_{CSe}); $\Delta_{CS—PL}$ — зазор, включающий тепловой экран, вакуумную камеру, первую стенку и скрэп-слой; плазма, расположенная от $R_0 - a$ до $R_0 + a$; ОТПe — обмотка тороидального поля на внешнем обводе со средним радиусом R_{TFe}

Принято, что тороидальная обмотка разборная. Это может дать некоторый выигрыш по расходуемой мощности питания (за счёт утолщения внешней ноги тороидальной обмотки и соответственно снижения её сопротивления) в случае, если сопротивлением разъёмных узлов можно пренебречь.

ЦС наматывается на внутреннюю ногу тороидальной обмотки (ЦС внутри ОТП). По сравнению с расположением ЦС вне ОТП это даёт ощутимый выигрыш по запасу полоидального потока. В Глобус-3 основным методом создания, роста и поддержания тока плазмы принято изменение потока в ЦС.

Положение наружной части ОТП по большому радиусу R_{TFe} определяется допустимым уровнем гофрировки магнитного поля на границе (0,3—0,4% по экватору на радиусе $R_0 + a$).

Такое расположение подсистем по большому радиусу продолжает принятое в линейке сферических токамаков Глобус-М, Глобус-М2, MAST, MAST-U, NSTX, NSTX-U, ST40.

Основной конфигурацией плазмы считается диверторная, двухнулевая конфигурация с возможностью перехода к однонулевой. Базовая вытянутость сечения плазмы задаётся на уровне $k_x \le 2$. Такая вытянутость заметно меньше максимально достигнутых значений в MAST и NSTX и ожидаемых величин в MAST-U, NSTX-U, ST-40, ТИН-СТ (в них допускается значение вытянутости $k_x = 2{,}5$—$2{,}75$). Выбор величины k_x обусловлен тем обстоятельством, что рутинное проведение экспериментов при предельной вытянутости выглядит крайне проблематичным. При этом задача достижения максимально возможной величины k_x в токамаке Глобус-3 сохраняется.

По близким причинам и диверторные устройства для установки Глобус-3 пока предполагается выполнить более простыми, чем те, которые используются в JET и JT-60SA и планируются в международном токамаке ИТЭР (закрытый W-образный дивертор). В установке Глобус-3 принята существенно более компактная по вертикали концепция открытого дивертора, близкая к используемой в ST40.

Предполагается, что вакуумная камера и дивертор охлаждаются только между импульсами. В качестве материала проводника электромагнитной системы предполагается использовать медный сплав на основе холоднокатанной бескислородной серебросодержащей бронзы фирмы Luvata Pori Oy (Oxygen-Free Silver Bearing Cold Extruded Copper). Такой сплав использовался при создании электромагнитных систем токамаков Глобус-М, Глобус-М2, ST40, Т-15МД, КТМ и других. Измерения, проведённые с образцом такой бронзы, проведённые в АО «НИИЭФА», подтвердили характер зависимости удельного сопротивления от температуры, показанной на рис. 2.

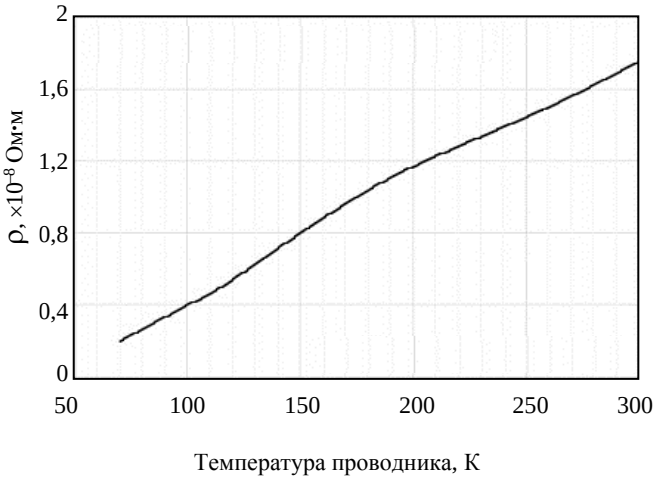


Рис. 2. Зависимость удельного сопротивления серебросодержащей бронзы от температуры. Данные измерений АО «НИИЭФА»

Для зависимости удельного сопротивления от температуры $\rho(T)$ (при $T > 20$ ºС) используется соотношение из работы [3]:

$$\rho_{el}(T) = \rho_{20\,°C}(1 + 0{,}0041(T - 20\ °C)),$$

где $\rho_{20\,°C} = 1{,}72\cdot10^{-2}$ мкОм·м, которое при $T = 100$ ºС даёт значение удельного сопротивления $\rho_{el} = 2{,}3\cdot10^{-2}$ мкОм·м.

По мере захолаживания меди удельное сопротивление при $T \ge 50$ К снижается примерно линейно с температурой. Данные удельного сопротивления, показанные на рис. 2, в диапазоне температуры 70—295 К хорошо соответствуют удельному сопротивлению чистой меди из справочника [4] и простому соотношению

$$\rho_{el} = 7\cdot10^{-5}(T - 45)\ [\text{мкОм·м, К}]. \quad (1)$$

При захолаживании меди важно учитывать также зависимость от температуры удельной теплоёмкости c_p. Зависимость $c_p(T)$ в диапазоне температуры 50—400 К приведена в справочнике [4]. Она близка к данным работы [5] и формуле

$$c_p = 400\left(1 - \left(1 + \frac{10}{T}\right)\exp\left(-\frac{T}{100}\right)\right)\ [\text{Дж/кг/град; } T, \text{ К}]. \quad (2)$$

Далее при оценках нагрева медного проводника за время импульса будем использовать зависимости (1) и (2).

ПОДХОД К ОЦЕНКЕ МАКСИМАЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ ГЛОБУС-3

Работа системы питания при организации импульса разряда плазмы в токамаке включает в себя заведение тока в обмотки электромагнитной системы и их скоординированное изменение, требующееся для организации пробоя газа, подъёма и поддержание тока плазмы, подвод мощности систем нагрева, затраты мощности на работу инфраструктурных подсистем и т.д.

При простой оценке максимальной потребляемой мощности системы питания целесообразно разделить подведение мощности к установке на быстро и медленно меняющуюся часть. При этом для организации быстроменяющихся процессов следует применять источники питания на основе ёмкостных накопителей, а для более медленно меняющихся процессов — базовые сетевые источники.

Основные затраты мощности электропитания происходят в ОТП, в центральном соленоиде, в обмотках полоидального магнитного поля и в системах нагрева плазмы. При этом в сферическом токамаке наиболее важным элементом электромагнитной системы, влияющим на суммарную мощность питания, является центральный керн, включающий в себя внутреннюю ногу ОТП и расположенный на ней ЦС. При создании и отработке конструкции требуется обеспечить, чтобы суммарное сопротивление разъёмных узлов тороидальной обмотки было существенно меньше сопротивления внутренней тороидальной ноги.

В первом приближении основными компонентами затрат мощности будем считать тороидальную обмотку, ЦС и системы нагрева плазмы. С учётом ограничения мощности базовой энергетики Глобус-3 в 125 МВА для оценок активной мощности, потребляемой центральным керном и системами нагрева плазмы (с некоторым запасом), примем величину 100 МВт.

Некоторое представление об уровне вклада ОТП, ЦС и систем нагрева плазмы в суммарную мощность электропитания для токамаков Т-15МД и КТМ даёт табл. 1.

Т а б л и ц а 1. **Оценочные параметры мощности питания в проектах Т-15МД и КТМ**

Параметр	Т-15МД [6]	КТМ [7, 8]
ОТП		
Ток по проводнику, кА	22	60
Сопротивление в начале/конце разряда, мОм	260*/320**	6,8
Мощность энергопотребления в ОТП, МВт	125*/155**	~25
ЦС		
Ток по проводнику, кА	40	30
Сопротивление, мОм	11; 34; 11	30,5
Максимальная мощность потребления ЦС, МВт	90	~30
Системы нагрева плазмы		
Суммарная мощность дополнительного нагрева, МВт	15—20	5—7
Мощность питания систем доп. нагрева от сети, МВт	40—50	~20
ОТП + ЦС + система нагрева плазмы (суммарная активная мощность энергопотребления), МВт	255*—295**	~75
Ограничение на мощность электропитания, МВА	300	125

*Начало разряда, температура проводника $T_{пр}$ = 20 °С.
**Конец разряда, $T_{пр}$ = 80 °С.

При дальнейшем анализе параметров Глобус-3 принимается, что плотность тока в элементах центрального керна (внутренняя нога тороидальной обмотки и ЦС) будет существенно превышать 30 МА/м^2. Это позволяет выполнить обмотку более компактной и уменьшить габариты установки при условии выполнения требований по прочности и охлаждению.

Можно принять, что во время разрядного импульса нагрев ОТП близок к адиабатическому, а его охлаждение осуществляется только между импульсами. Граница по плотности тока между возможностью стационарного отвода тепла от медного проводника в ходе разрядного импульса и нагревом без охлаждения, по-видимому, находится в области плотности тока ~30 МА/м^2. Так, в работе [9] для варианта стационарного охлаждения проводника тороидальной обмотки ТИН-СТ просчитана конструкция с неоднородным распределением плотности тока по шине с максимумом 30 МА/м^2 и минимумом 15 МА/м^2. В работе [3] упоминается значение 20 МА/м^2 в качестве величины, близкой к пределу для

обычных многовитковых обмоток. В проекте реактора на основе сферического токамака ARIES-ST [10] уровень плотности тока по тороидальной обмотке составил 13 МА/м^2 при коэффициенте заполнения проводником около 0,85.

ПОДХОД К ОЦЕНКЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТОРОИДАЛЬНОЙ ОБМОТКИ И АКТИВНОЙ МОЩНОСТИ

В токамаке Глобус-М2 измеренное суммарное сопротивление тороидальной обмотки составило 1,2 мОм. Вклад в сопротивление от внутренних частей ОТП 0,7 мОм, наружных 0,2 мОм, компенсаторов 0,3 мОм. При этом соотношение между полным сопротивлением и сопротивлением внутренних частей ОТП около 2:1.

Для NSTX-U использование данных работ [11, 12] приводит к оценке суммарного сопротивления ОТП ~2,5 мОм, внутренних частей ~1,2 мОм, для ST40 из [13, 14] соответственно ~1,3 мОм и ~0,6—0,7 мОм, т.е. соотношение 2:1 и в этих случаях примерно выполняется.

Далее при параметрическом анализе для оценки полного сопротивления тороидальной обмотки Глобус-3 принимается удвоенное значение сопротивления узкой части внутренних областей ОТП. При этом приблизительно учитывается вклад внешних частей тороидальных обмоток, разъёмов и компенсаторов. Для действующих установок Глобус-М, Глобус-М2, NSTX-U и ST40 это соотношение примерно соблюдается.

Плотность тока по проводнику узкой части тороидальной обмотки j_{TF} даётся соотношениями

$$I_{TF\Sigma} = \frac{2\pi B_{t0} R_0}{\mu_0};\ j_{TFc} = \frac{I_{TF\Sigma}}{\pi R_{TFi,e}^2};\ j_{TF} = \frac{j_{TFc}}{k_{TF}}, \tag{3}$$

где $I_{TF\Sigma}$ — суммарный ток по тороидальной обмотке; j_{TFc} — конструктивная плотность тока по тороидальной обмотке; k_{TF} — доля проводника в ОТП.

Активная мощность питания тороидальной обмотки

$$P_{TF} = R_{TF} I_{TF}^2. \tag{4}$$

СЦЕНАРИЙ РАЗРЯДА

В токамаке Глобус-3 предполагается достижение уровня тороидального магнитного поля на оси плазмы до 1,5—3 Тл при ограничениях суммарной мощности, потребляемой установкой (≤125 МВА), и температуры обмоток ЭМС (для медных обмоток ≤100 °С). Ранее были приведены методики оценки мощности электропитания и нагрева обмоток в ходе плазменного разряда. Для достижения максимальной длительности плато разряда необходим существенный перегрев обмоток ЭМС, что делает важным учёт динамики изменения их сопротивления и теплоёмкости. Поэтому при параметрическом анализе нужно иметь сценарии основных потребителей мощности.

На рис. 3 показаны простые сценарии изменения плотности тока в ОТП (j_{TF}) и ЦС (j_{CS}), необходимые для оценки степени нагрева меди в ходе разряда. На плато тока плазмы включается дополнительный нагрев.

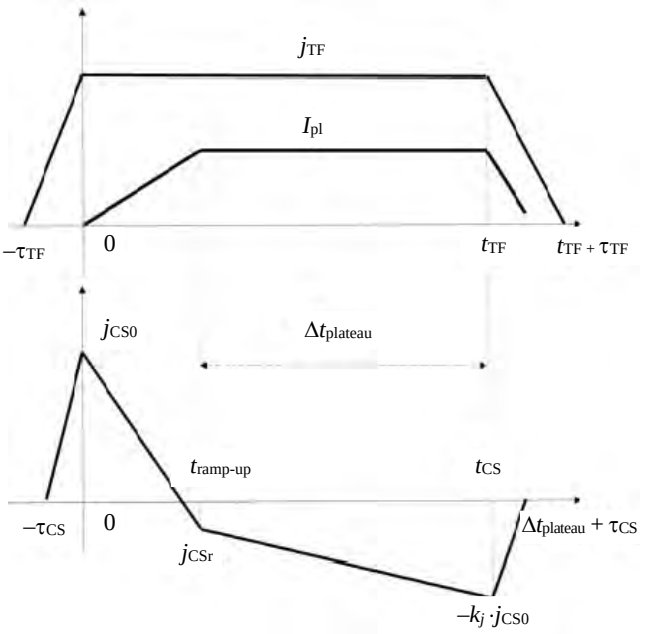


Рис. 3. Сценарии изменения плотности тока по проводнику ОТП (TF) — вверху CS — внизу: Δt_{TF} — длительность плато тороидального поля; τ_{TF} и τ_{CS} — характерное время заведения тока в ОТП и ЦС; $\Delta_{ramp\text{-}up}$ — время подъёма тока плазмы; $\Delta t_{plateau} = \Delta t_{CS} — \Delta t_{ramp\text{-}up}$ — длительность плато тока плазмы ($\Delta t_{CS} \le \Delta t_{TF}$); $k_j \le 1$ ($k_j = 1$ соответствует полному перемагничиванию, $k_j < 1$ — неполному). Значение плотности тока j_{CSr} при выходе тока плазмы на плато определяется балансом потока

Уравнение нагрева проводника ОТП и ЦС в ходе разряда имеет вид

$$\frac{dT_{\mathrm{Cu}}}{dt} = \frac{\rho_{\mathrm{el}}(T_{\mathrm{Cu}})\, j^2(t)}{\gamma c_{\mathrm{p}}(T_{\mathrm{Cu}})}. \tag{5}$$

Здесь γ — удельный вес меди (γ = 8900 кг/м^3); j — плотность тока по проводнику; ρ_{el} и c_{p} — удельные сопротивление и теплоёмкость меди (см. соотношения (1) и (2)); T_{Cu} — температура медного (Cu) проводника.

СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО СОЛЕНОИДА

Грубую оценку характерного времени заведения тока в центральный соленоид τ_{CS} можно получить через отношение его индуктивности L_{CS} и сопротивления R_{elCS} при известном напряжении источника питания:

$$\tau_{\mathrm{CS}} = \frac{L_{\mathrm{CS}}}{R_{\mathrm{elCS}}} \approx \frac{\mu_0}{4\rho_{\mathrm{el}}}(R_{\mathrm{CSe}}^2 - R_{\mathrm{CSi}}^2). \tag{6}$$

Для параметров NSTX-U соотношение (6) даёт $\tau_{\mathrm{CS}} \approx 0{,}3$ с, близкое к приведённому в [15]. Для Глобус-М2 время заведения тока в ЦС также близко к экспериментальному значению: из соотношения (6) $\tau_{\mathrm{CS}} \approx 0{,}06$ с, экспериментальное значение $\tau_{\mathrm{CS}} \approx 0{,}07$ с (см. рис. 3 в работе [1]).

Длительность стадии подъёма тока плазмы $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}}$ следует из закона Кирхгофа: $dI_{\mathrm{p}}/dt \approx U_{\mathrm{ext}}/L_{\mathrm{p}}$. Оптимальное значение напряжения на обходе на стадии подъёма тока (с невысоким уровнем МГД-возмущений и отсутствием скинирования профиля тока) для большинства токамаков на уровне нескольких вольт. В этом случае для $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}}$ можно принять оценку

$$t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \approx 0{,}5 R_0 I_{\mathrm{p}} \quad [\text{с, м, МА}]. \tag{7}$$

Так, для параметров Глобус-М2 (R_0 = 0,36 м, I_{p} = 0,4 МА) формула (7) даёт $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \sim 70$ мс (экспериментальное значение, см. рис. 1 из работы [1], $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \sim 50$—70 мс). В случае NSTX-U (R_0 = 0,94 м, I_{p} = 2 МА) из (5) следует $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \sim 1$ с, что совпадает с приведённым в [15]. Отметим, что в NSTX при токе плазмы <1 МА [16] достигнуты более короткие времена подъёма тока плазмы, чем по соотношению (7). Для Т-15МД ($R_0 \approx 1{,}5$ м, I_{p} = 1—2 МА) получим $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}}$ = 0,8—1,6 с, близкое к проектным данным 1—2 с [6]. Для параметров ИТЭР (R_0 = 6,2 м, I_{p} = 15 МА) экстраполяция соотношения (7) также даёт разумную оценку времени подъёма тока $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \approx 50$ с.

Отметим, что в системном коде PROCESS [17] для времени подъёма тока плазмы используется соотношение $t_{\mathrm{ramp\text{-}up}} \approx 2I_{\mathrm{p}}$ [с, МА] с той же зависимостью от тока плазмы, но применимое, по-видимому, только для установок реакторных размеров (с $R_0 > 4$ м).

Плотность тока по проводнику центрального соленоида с однородным распределением тока по сечению определяется соотношениями

$$I_{\mathrm{CS\Sigma}} = \frac{B_{\mathrm{CS0}} H_{\mathrm{CS}}}{\mu_0};\;\; j_{\mathrm{CSc}} = \frac{I_{\mathrm{CS\Sigma}}}{H_{\mathrm{CS}}(R_{\mathrm{CSe}} - R_{\mathrm{CSi}})} = \frac{I_{\mathrm{CS\Sigma}}}{H_{\mathrm{CS}}\Delta_{\mathrm{CS}}};\; j_{\mathrm{CS}} = \frac{j_{\mathrm{CSc}}}{k_{\mathrm{CS}}}, \tag{8}$$

где B_{CS0} — максимальное значение магнитного поля; H_{CS} — высота; $I_{\mathrm{CS\Sigma}}$ — суммарный ток по ЦС; j_{CSc} и j_{CS} — конструктивная плотность тока и плотность тока по проводнику; k_{CS} — доля проводника в обмотке центрального соленоида; $\Delta_{\mathrm{CS}} = R_{\mathrm{CSe}} - R_{\mathrm{CSi}}$ — толщина ЦС.

Активная мощность питания соленоида

$$P_{\mathrm{CS}} = \rho_{\mathrm{el}} \frac{\pi(R_{\mathrm{CSe}} + R_{\mathrm{CSi}})}{H_{\mathrm{CS}}(R_{\mathrm{CSe}} - R_{\mathrm{CSi}})} I_{\mathrm{CS\Sigma}}^2 = \rho_{\mathrm{el}} \frac{2\pi R_{\mathrm{CSave}}}{H_{\mathrm{CS}}\Delta_{\mathrm{CS}}} I_{\mathrm{CS\Sigma}}^2, \tag{9}$$

где $R_{\mathrm{CSave}} = (R_{\mathrm{CSe}} + R_{\mathrm{CSi}})/2$ — средний радиус соленоида.

БАЛАНС ПОЛОИДАЛЬНОГО ПОТОКА

Приведём используемые в коде GLOBSYS стандартные соотношения для компонентов полоидального магнитного потока:

$$\Psi_{CS0} = \pi B_{CS0} \frac{R_{CSi}^2 + R_{CSi}R_{CSe} + R_{CSe}^2}{3}; \Delta\Psi_{ramp\text{-}up} = C_{Ejima}\mu_0 R_0 I_p; \ \Delta\Psi_{ind} = L_p I_p;$$

$$\Delta\Psi_{plateau} = U_{res}\Delta t_{plateau}; \ \Delta\Psi_{eq} = \pi B_{eq}(R_0^2 - R_{CSe}^2), \tag{10}$$

где Ψ_{CS0} — начальный запас потока; $\Delta\Psi_{ramp\text{-}up}$ — затраты потока на стадии подъёма тока плазмы; $\Delta\Psi_{ind}$ — индуктивные затраты потока; $\Delta\Psi_{plateau}$ — затраты потока на плато тока; $\Delta\Psi_{eq}$ — вклад в поток от обмоток равновесия.

В ходе разряда запас потока в соленоиде меняется от Ψ_{CS0} до $-k_j\Psi_{CS0}$, при этом случаю $k_j = 1$ соответствует полное перемагничивание соленоида.

Значение полоидального магнитного потока в момент выхода на плато тока плазмы в модели составляет

$$\Psi_{CS\ ramp\text{-}up} = \Psi_{CS0} - \Delta\Psi_{ramp\text{-}up} - L_p I_p + \Delta\Psi_{eq}, \tag{11}$$

при этом плотность тока по проводнику в момент выхода тока на плато равна $j_{CS\ ramp\text{-}up}$ — начальному запасу потока Ψ_{CS0} соответствует плотность тока j_{CS0}.

Начальный поток Ψ_{CS0} (10) линейно зависит от магнитного поля в центре соленоида B_{CS0}. Сверху величина поля B_{CS0} ограничена прочностью конструкции соленоида и нагревом. Для параметров токамаков Глобус-М и Глобус-М2 значение $B_{CS0} \sim 8$ Тл. При этом центральный соленоид относительно толстый (для Глобус-М относительная толщина на среднем радиусе $\delta_{CS} = 2\Delta_{CS}/(R_{CSe} + R_{CSi}) \approx 0{,}54$ и $B_{CS0} \approx 8{,}3$ Тл, для Глобус-М2 $\delta_{CS} \approx 0{,}42$ и $B_{CS0} \approx 8$ Тл).

При увеличении размеров сферического токамака относительная толщина соленоида уменьшается. Так, для параметров NSTX-U $\delta_{CS} < 0{,}2$. Для соленоида, изготовленного из сплавов меди, максимально допустимый уровень напряжений в материале масштаба $\sigma_{max} \approx 200$ МПа. В этом случае из соотношения, связывающего уровень механических напряжений в соленоиде с полем и геометрией [18]:

$$\sigma = \frac{B_{CS}^2(r)}{2\mu_0}\frac{r}{R_{CSe} - r}; \ B_{CS}(r) = \mu_0 j_{CSc}(R_{CSe} - r) \tag{12}$$

следует оценка максимального поля

$$B_{CS\,max} \approx \sqrt{\mu_0\sigma_{max}\frac{\Delta_{CS}}{R_{CSi}}}, \tag{13}$$

которая даёт для параметров NSTX-U при $\sigma_{max} \approx 200$ МПа значение $B_{CSmax} \approx 7$ Тл. Эта оценка B_{CSmax} близка к проектным данным токамаков NSTX и NSTX-U [15]: $B_{CS0} = 6{,}9$ Тл (NSTX) и $B_{CS0} = 7{,}3$ Тл (NSTX-U).

Отметим, что при оценке затрат потока на стадии подъёма тока плазмы (10) мы используем так называемый коэффициент Ejima — C_{Ejima}. Как показано в работе [2] (при сопоставлении составляющих баланса потока), его значение составляет $C_{Ejima} \sim 0{,}33$ для оптимизированных сценариев в NSTX и NSTX-U и $C_{Ejima} \sim 0{,}4$—$0{,}5$ — для Глобус-М2, MAST, MAST-U и ST40. Значение индуктивности плазмы L_p рассчитывается по соотношениям работы [1].

В табл. 2 приведено сопоставление затрат потока на стадии подъёма $\Delta\Psi_{ramp\text{-}up}$ и $\Delta\Psi_{ind}$ с соотношением для $\Delta\Psi_G$ из работы [19]

$$\Delta\Psi_G = 0{,}4A\mu_0 R_0 I_p. \tag{14}$$

Величина $\Delta\Psi_G$ является аналогом суммы резистивной и индуктивной составляющих потока на стадии подъёма тока плазмы $\Delta\Psi_{ramp\text{-}up} + \Delta\Psi_{ind}$, а коэффициент $0{,}4A$ в формуле (14) — аналогом коэффициента Ejima—Wesley $C_{E—W}$.

Как следует из таблицы, значение результирующего коэффициента Ejima—Wesley оказывается близким к скейлингу Грязневича [16], в котором $C_{E—W} \approx 0{,}4A$ для оптимизированных по затратам потока сценариев NSTX и NSTX-U, а также для ST40 (с использованием схемы «merging compression»). Отметим, что в NSTX было достигнуто рекордно низкое значение $C_{E—W} \approx 0{,}5$ при $A = 1{,}28$ [16].

Т а б л и ц а 2. **Сопоставление затрат магнитного потока на стадии подъёма тока плазмы для ряда сферических токамаков**

Параметр	Глобус-М2, № 38 800 [1]	NSTX [2]	NSTX-U [2]	MAST [2]	MAST-U [2]	ST40 [2]
R_0, м	0,365	0,89	0,94	0,85	0,82	0,40
A	1,53	1,46	1,7	1,31	1,54	1,67
k	1,64	2,5	2,75	2,1	2,5	2,5
B_{t0}, Тл	0,81	0,48	1	0,52	0,78	3
I_p, МА	0,44	1,33	2	1,2	2	2
$\Delta\Psi_{ramp\text{-}up}$, Вб	0,12	0,48**	0,8	~0,5	~0,8	~0***
$\Delta\Psi_{ind}$, Вб	0,15*	0,55*	1,1*	0,6*	1,1*	~0,6*
$\Delta\Psi_{ramp\text{-}up} + \Delta\Psi_{ind}$, Вб	0,27	1,03	1,9	1,1	1,9	~0,6
$\Delta\Psi_G$, Вб	0,124	0,87	1,6	0,67	1,27	0,67
C_{Ejima}	~0,5	0,33	0,33	~0,4	~0,4	0
$C_{E—W}$	1,3	0,69	0,8	0,85	0,9	0,6
0,4 A	0,61	0,58	0,68	0,52	0,62	0,67

*По соотношению (12) [1].
**По [14].
***Применена схема «merging compression».

В то же время затраты потока в MAST и MAST-U больше, а в Глобус-М2 существенно (практически вдвое) больше, чем по скейлингу Грязневича. Для разряда Глобус-М2 это можно объяснить неполной оптимизацией затрат полоидального потока на стадии подъёма тока плазмы, а также несколько меньшей вытянутостью плазменного шнура в Глобус-М2 (k = 1,8—2,0 по сравнению с k = 2,5—2,75 в NSTX, NSTX-U, MAST-U и ST40).

Далее при оценках параметров Глобус-3 будут использоваться соотношения (10) со значением коэффициента Ejima C_{Ejima} ~ 0,4—0,45.

Для вертикального равновесного поля B_{eq}, входящего в уравнение (10) для $\Delta\Psi_{eq}$, используется соотношение

$$B_{eq} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi}\left(\ln\left(\frac{8R_0}{ak^{1/2}}\right) - 1{,}5 + \beta_p + \frac{l_i}{2}\right), \tag{15}$$

формально применимое только в пределе большого аспектного отношения $A >> 1$. Однако, как было показано в статье [1], другое подобного типа соотношение (выражение для индуктивности плазмы), выведенное также в пределе $A >> 1$:

$$L_p = \mu_0 R_0\left(\ln\left(\frac{8R_0}{ak^{1/2}}\right) - 2 + \frac{l_i}{2}\right) \tag{16}$$

оказывается приемлемым уже при $A \geq 1{,}5$ и $k \leq 2$—2,2 (см. приведённую в [1] таблицу, где сравниваются значения индуктивности по соотношению (16) и по более сложной зависимости из работы [20], выведенной для произвольных значений аспектного отношения и вытянутости плазмы). Это позволяет надеяться, что и соотношение (15) даёт приемлемую оценку равновесного поля для параметров Глобус-3 (при $A \geq 1{,}5$ и $k \leq 2$—2,2). Отметим, что в ряде других системных кодов (PROCESS [17, 21], TREND [22]) используется менее точное выражение, не содержащее явно вытянутости плазмы, а именно

$$B_{eq} = \frac{\mu_0 I_p}{4\pi}\left(\ln\left(\frac{8R_0}{a}\right) - 1{,}5 + \beta_p + \frac{l_i}{2}\right). \tag{17}$$

ЗАВИСИМОСТЬ ЗАЗОРА МЕЖДУ ЦЕНТРАЛЬНЫМ СОЛЕНОИДОМ И ПЛАЗМОЙ ОТ БОЛЬШОГО РАДИУСА

В сферических токамаках с тёплыми обмотками и соленоидом, намотанным на центральную часть тороидальной обмотки, между ЦС и плазмой на внутреннем обводе располагаются вакуумная камера, первая стенка, скрэп-слой и конструктивные зазоры. На их толщину влияет множество факторов, связанных со сценарием разряда, прочностью и устойчивостью камеры, типом покрытия и охлаждения первой стенки и т.д.

При параметрическом анализе используется упрощённое описание суммарного зазора $\Delta_{CS—PL}$ с использованием опыта создания сферических токамаков, готовыми решениями в уже реализованных проектах и выделением главного фактора — зависимости от большого радиуса плазмы R_0. На рис. 4 показаны точки $\Delta_{CS—PL}$ и R_0 для установок Глобус-М2, ST40, MAST-U и NSTX-U, которые близки к линейной зависимости вида

$$\Delta_{CS—PL} \approx (0{,}08—0{,}1)R_0. \qquad (18)$$

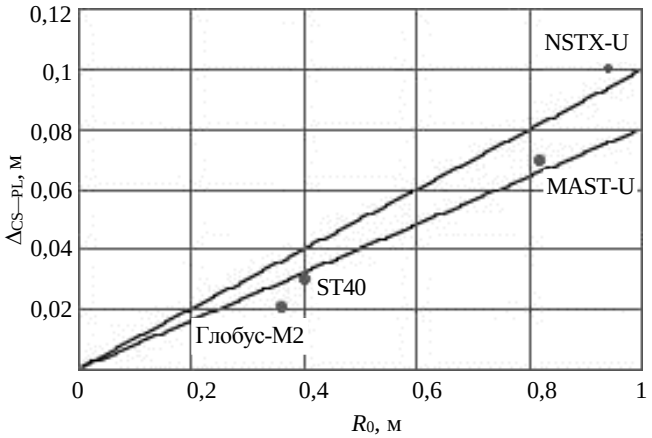


Рис. 4. Зависимость зазора соленоид—плазма $\Delta_{CS—PL}$ от большого радиуса R_0 для токамаков Глобус-М2, ST40, MAST-U, NSTX-U

Величина зазора для Глобус-М2 существенно меньше показанной на рисунке линейной зависимости. Это может быть связано со сравнительно небольшой длительностью разряда в Глобус-М2 (<1 с) [1] по сравнению с существенно большей проектной длительностью разряда в ST40 (1—3 с), MAST-U (2—5 с) и NSTX-U (5—8 с) [2]. А также с тем, что значение тока плазмы в Глобус-М2 (≤0,5 МА) меньше проектных значений I_p в ST40, MAST-U и NSTX-U (≤2 МА).

ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ, ОГРАНИЧЕНИЯ И ЦЕЛЕВАЯ ФУНКЦИЯ, ПРИНЯТЫЕ ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ГЛОБУС-3

Приняты следующие ограничения на параметры сферического токамака Глобус-3:

— большой радиус: 0,36 м < R < 1 м (ограничение сверху связано с условием размещения установки в зале Глобус, снизу — со значением большого радиуса в установках Глобус-М, Глобус-М2);

— аспектное отношение $A \le 1{,}8$ (примерное ограничение сверху для сферических токамаков);

— вытянутость сечения плазмы $k_x \le 2$ (в расчёте на рутинное проведение экспериментов);

— состав плазмы: рабочий газ — водород, основная примесь — углерод, эффективный заряд плазмы $Z_{эф} = 1{,}6$;

— допускается увеличенное значение коэффициента Эйджимы $C_{Ejima} = 0{,}5—0{,}6$ при оценке резистивных затрат потока с целью учесть изменение полоидального потока на стадии создания условий для пробоя и на начальной стадии разряда плазмы;

— значение концентрации плазмы на плато разряда выбирается на уровне ≤0,5 от предела Гринвальда;

— максимальное магнитное поле на оси центрального соленоида определяется ограничениями по нагреву проводника и по прочности соленоида (13). Соленоид намотан на тороидальную обмотку;

— минимальное значение тороидального магнитного поля на оси плазмы $B_{t0} \ge 1{,}5$ Тл;

— зависимость зазора между соленоидом и плазмой (где размещаются вакуумная камера, первая стенка, скрэп-слой и конструктивные зазоры) от большого радиуса принята в виде $\Delta_{CS—PL} \approx 0{,}08R_0$;

— для времени заведения тока в соленоид и тороидальную обмотку приняты соотношения $(0{,}5—1)\tau_{CS}$ и $(0{,}5—1)\tau_{TF}$, при этом нижняя граница соответствует форсированному варианту заведения тока;

— максимальная мощность дополнительного нагрева плазмы P_{AUX} = 5—8 МВт; к.п.д. систем нагрева 40%;

— максимальная суммарная активная мощность, потребляемая от сети основными подсистемами (тороидальной обмоткой, центральным соленоидом и системами нагрева плазмы), $P_\Sigma \le 100$ МВт;

— материал ЭМС — сплавы меди. Исходная температура тороидальной обмотки и соленоида 20 ºС («тёплая медь») и 77 К ≈ –196 ºС (медь, предварительно захоложенная до азотных температур). Максимально допустимая температура меди в конце импульса ≤100 ºС;

— для коэффициента заполнения медью геометрического объёма обмоток тороидального поля и соленоида принято значение $k_{CS} = k_{TF} = 0{,}8$, остальной объём обмотки занят изоляцией и каналами охлаждения. Отметим, что для Глобус-М2 коэффициент заполнения около 0,7 [1], в проекте ARIES-ST [10] он около 0,85.

В качестве целевой функции выбраны длительность плато тока плазмы $\Delta t_{plateau}$ при дополнительном нагреве и её отношение ко времени выравнивания профилей параметров плазмы $\tau_{L/R}$ (желательно достижение $\Delta t_{plateau} \geq (1—3)\tau_{L/R}$).

ХАРАКТЕРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ГЛОБУС-3 С МЕДНОЙ ЭМС ОТ ТОРОИДАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ПРИНЯТЫХ ОГРАНИЧЕНИЯХ НА МАКСИМАЛЬНЫЕ МОЩНОСТЬ, ТЕМПЕРАТУРУ ПРОВОДНИКА И РАЗМЕРЫ ТОКАМАКА

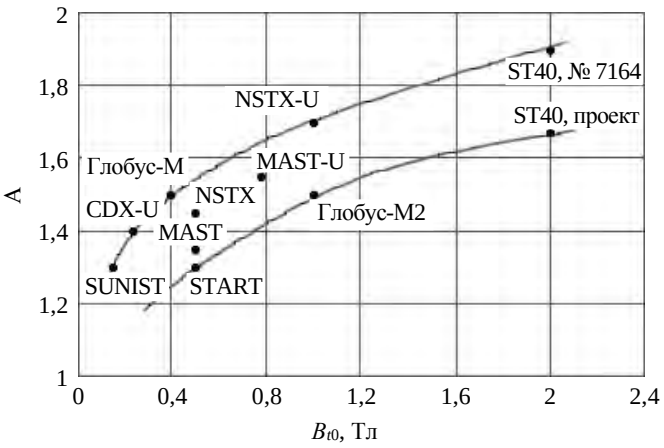


Рис. 5. Характер изменения аспектного отношения A при увеличении тороидального магнитного поля B_{t0}. Данные [2, 14, 25] и сайта www.tokamak.info

По мере увеличения тороидального магнитного поля в сферических токамаках растёт и аспектное отношение (рис. 5). Так, уже при уровне поля $B_{t0} = 1$ Тл в проектах MAST-U и NSTX-U аспектное отношение увеличивается [2, 12] до $A = 1{,}55$ и 1,7 соответственно, а при поле $B_{t0} = 3$ Тл в ST40 ожидается $A = 1{,}67$. На рис. 5 также показано положение одного из разрядов токамака ST40 (№ 7164 из работы [23]) в координатах A, B_{t0}.

В этой ситуации для токамака Глобус-3 при значении тороидального поля $B_{t0} \geq 1{,}5$ Тл принят диапазон аспектных отношений $A = 1{,}6—1{,}8$, где верхнее значение соответствует условной границе по аспектному отношению, принятому для сферических токамаков.

Отметим очень высокую степень вытянутости сечения плазмы в установках NSTX-U и MAST-U ($k = 2{,}75—2{,}5$ [2]). В отличие от этих проектов в Глобус-3 принято существенно меньшее значение максимальной вытянутости $k_{95} \approx 1{,}8$ по причинам, изложенным в начале статьи.

Далее приводится анализ параметров Глобус-3 с электромагнитной системой на основе сплавов меди:

— при значении тороидального магнитного поля на оси плазмы $B_{t0} = 1{,}5$, 2 и 3 Тл;

— для вариантов «тёплой» ЭМС (начальная температура меди 20 ºС), а также ЭМС, предварительно захоложенной до начальной температуры 77 К.

Отметим, что во всех рассмотренных далее вариантах параметров Глобус-3 плотность тока по проводнику существенно превышает 30 МА/м^2 (иначе геометрические размеры токамака превысили бы допустимые) и в ходе разряда ЭМС разогревается по закону, близкому к адиабатическому. В этом случае оказалось, что при определении параметров установки наиболее важны именно инженерные ограничения: предельный нагрев меди до 100 ºС, предельное потребление мощности основными энергоёмкими подсистемами (ОТП, ЦС, системы нагрева) — не более 100 МВт, а также длительное плато разряда $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$.

Плазменные характеристики разряда при такой постановке задачи входят фактически только через резистивное напряжение U_{res}, определяющее затраты потока на плато разряда. ток плазмы I_p, влияющий на затраты потока на стадии подъёма тока плазмы и на длительность подъёма тока, и время установления профилей плазмы $\tau_{L/R}$.

Принят наиболее изученный гибридный сценарий разряда с индуктивным стартом и подъёмом тока плазмы и затем переходом на частично неиндуктивный сценарий с суммарной долей $f_{BS} + f_{CD} < 1$ на плато тока плазмы.

Отметим, что хорошему удержанию плазмы соответствуют низкое резистивное напряжение U_{res} и большие значения температуры плазмы T, а также времени $\tau_{L/R}$ (так как $\tau_{L/R} \propto T^{3/2}$). В результате длительность плато разряда при выполнении баланса потока может быть (и должна быть из-за требования обеспечения $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$) увеличена. Но при этом начинает работать ограничение по нагреву проводника обмотки тороидального поля или центрального соленоида.

С другой стороны, при хорошем удержании плазмы, казалось бы, можно уменьшить размеры установки и сделать её более компактной. Но тогда для создания нужного тороидального магнитного поля и большого запаса полоидального магнитного потока необходимо увеличивать плотность тока в цен-

тральной части ОТП и в ЦС, что приводит как к более быстрому разогреву обмоток до предельно допустимой температуры, так и к большей мощности, потребляемой ОТП и ЦС. В этом случае можно начинать разрядный импульс с предварительно захоложенной ЭМС, что позволяет увеличить время разогрева обмоток и уменьшить потребление мощности, но оставляет проблемы с балансом потока.

Взаимодействие указанных факторов усложняет процедуру поиска приемлемых вариантов параметров установки Глобус-3 и заставляет ещё раз обратить внимание на используемые скейлинги для времени удержания энергии плазмы τ_E. Пессимистические скейлинги должны привести к низким значениям температуры плазмы, меньшим $\tau_{L/R}$, но и к более короткому плато разряда (из-за большого U_{res}). При более оптимистических скейлингах τ_E имеют место большие температура плазмы и время $\tau_{L/R}$, но при этом и плато разряда может быть увеличено.

Упомянутые термины «пессимистический» и «оптимистический» скейлинг τ_E поясним на примере данных, приведённых в табл. 3. Её цель — предварительный отбор скейлингов, которые будут использованы далее, при более подробном анализе параметров Глобус-3. Приведём значения времени удержания энергии плазмы по разным скейлингам для следующего варианта параметров: B_{t0} = 1,5 Тл, R_0 = 0,67 м, a = 0,37 м, A = 1,8, k_{95} = 1,8, I_{p} = 1,5 МА, P_{AUX} = 6 МВт, $n_e = 1{,}4\cdot10^{20}$ м$^{-3}$ (0,5 от предела Гринвальда).

Т а б л и ц а 3. **Сопоставление скейлингов времени удержания энергии плазмы при B_{t0} = 1,5 Тл**

Скейлинг	ИТЭР, $H_{y,2} = 1$	ИТЭР, $H_{y,2} = 1{,}4$	Globus-2021	NSTX	Petty	Hybrid
τ_E, мс	55	77	137	83	36	73

Как следует из табл. 3, при поле B_{t0} = 1,5 Тл к «пессимистическим», приводящим к очень низкому времени удержания энергии плазмы, можно отнести скейлинги Petty [24] и ITER [25] (при $H_{y,2} = 1$); к весьма «оптимистическому» — скейлинг Globus-2021 [26]. Скейлинги ITER (при $H_{y,2} = 1{,}4$) и NSTX [24] приводят при указанных параметрах к примерно одинаковым значениям τ_E (77 и 83 мс). Отметим, что при указанных параметрах использование гибридного скейлинга Hybrid (интерполяция по величине аспектного отношения от скейлинга NSTX ($A \le 1{,}67$) к скейлингу Petty ($A \ge 2{,}5$ [1, 24]), формально дающего близкое время жизни (73 мс) и описывающего плавный переход от малых значений аспектного отношения к большим, недостаточно обосновано.

В качестве основной зависимости для времени удержания энергии плазмы далее выбран скейлинг NSTX. Его область применимости по аспектному отношению $A \le 1{,}7$ и для параметров NSTX-U с аспектным отношением A = 1,7, этот скейлинг приводит к значениям τ_E, близким к проектным (см. соответствующее сопоставление скейлингов в [2]). Выбор скейлинга NSTX в качестве базового представляется разумным, поскольку область поиска параметров Глобус-3 ограничена сверху по аспектному отношению значениями $A \le 1{,}7$—1,8.

Скейлинг Globus-2021 был создан на базе данных сферических токамаков START, MAST, NSTX, Глобус-М и Глобус-М2 — установок с аспектным отношением $A \le 1{,}5$ и тороидальным полем $B_{t0} \le 0{,}5$ Тл. Он хорошо описывает также эксперименты в Глобус-М2, в котором аспектное отношение прежнее (A = 1,5), а тороидальное поле увеличено до 0,8 Тл. Но этот скейлинг в отличие от других, указанных в табл. 4, не содержит явной зависимости от аспектного отношения (или от обратной величины $\varepsilon = A^{-1}$), в то время как остальные скейлинги демонстрируют уменьшение τ_E с ростом A. В этом смысле возможность экстраполяции скейлинга Globus-2021 на значения аспектного отношения A = 1,6—1,8 не вполне ясна. Кроме отсутствия зависимости от ε, отметим довольно сильную зависимость скейлинга Globus-2021 от большого радиуса ($\propto R^{2{,}66}$).

Скейлинг NSTX содержит явную зависимость от аспектного отношения ($\propto \varepsilon^{0{,}58}$), несколько меньшую зависимость от большого радиуса ($\propto R^{1{,}97}$ вместо $\propto R^{2{,}66}$ у скейлинга Globus-2021) и более сильную зависимость от вводимой мощности нагрева ($\propto P_{\text{AUX}}^{-0{,}73}$ вместо $\propto P_{\text{AUX}}^{-0{,}58}$ у скейлинга Globus-2021), что в сумме приводит к худшему удержанию плазмы, чем при использовании скейлинга Globus-2021.

Далее параметры Глобус-3 будут оценены по нескольким скейлингам:

— NSTX (базовый);

— Globus-2021 (оценка сверху);

— ITER с $H_{y,2} > 1$ (сопоставление с базовым).

В задаче поиска приемлемых вариантов присутствует несколько ограничений:

— на большой радиус (≤1 м);

— на максимальную температуру меди (≤100 ºС);

— на максимальную потребляемую мощность (≤100 МВт суммарно в ОТП, ЦС и системах нагрева плазмы);

— на запас полоидального магнитного потока: его должно хватить на сценарий разряда заданной длительности.

Из общих соображений можно ожидать, что при низком тороидальном магнитном поле (B_{t0} ~ 1,5 Тл) будут работать только ограничения на максимальную температуру и на баланс потока, в то время как при большом поле (B_{t0} ~ 3 Тл) добавляется ограничение по мощности питания. При этом снижение мощности питания путём уменьшения плотности тока в обмотках ОТП и ЦС может задействовать и ограничение на размеры установки.

Так, для экспериментов на Глобус-М2 при тороидальном магнитном поле $B_{t0} \approx 0{,}8$ Тл потребляемая мощность не превышает 20 МВт, а длительность разряда ограничивается запасом магнитного потока и нагревом проводника, в то время как в токамаке ST40 переход к значению поля $B_{t0} \approx 3$ Тл из-за ограничения по мощности и нагреву обусловливает необходимость предварительного захолаживания электромагнитной системы перед разрядным импульсом. Но и в этом случае длительность плато тока ограничивается на уровне ~1 с разогревом проводника и запасом потока.

Варианты параметров Глобус-3 с «тёплой» медью в ЭМС с полем B_{t0} = 1,5 Тл (табл. 4). Обозначения в таблице:

— j_{TFc}, j_{CSc} — конструктивные максимальные плотности тока в центральном керне ОТП и в ЦС. Плотность тока по проводнику пересчитывается с помощью коэффициентов заполнения;

— p_{AUX} — удельная плотность мощности нагрева, вводимая в плазму, $p_{AUX} = P_{AUX}/S_{||}$; $S_{||}$ — площадь боковой поверхности плазмы;

— P_{sup0} — суммарная мощность питания ОТП и ЦС в момент пробоя плазмы (соленоид полностью заряжен);

— P_{supe} — суммарная мощность питания ОТП, ЦС и системы нагрева плазмы в конце плато (соленоид полностью или частично перемагничен);

— T_{TF0}, T_{CS0}, T_{TFe}, T_{CSe} — начальная (0) и конечная (e) температура центрального керна тороидальной обмотки и ЦС;

— Ψ_{CS0}, Ψ_{CSe}, — начальное и конечное значение полоидального магнитного потока в ЦС.

Т а б л и ц а 4. **Параметры Глобус-3 при B_{t0} = 1,5 Тл, k_{95} = 1,8 и $T_{TF0} = T_{CS0}$ = 20 ºС**

Параметр	Вариант			
	1	2	3	4
A	1,6	1,8	1,8	1,8
j_{TFc}, МА/м^2	45	45	45	45
j_{CSc}, МА/м^2	120	120	120	120
p_{AUX}, МВт/м^2	0,15	0,4	0,4	0,15
Скейлинг τ_E	NSTX	NSTX	ИТЭР, $H_{y,2} = 2$	Globus-2021
R_0, м	0,93	0,65	0,65	0,65
a, м	0,58	0,36	0,36	0,36
I_p, МА	1,5	1,5	1,5	1,5
q_{95}	8,5	4	4	4
P_{AUX}, МВт	4,6	5,4	5,4	2,0
P_{sup0}, МВт	100	52	52	52
P_{supe}, МВт	83	54	60	45
T_{TFe}, ºС	88	80	100	80
T_{CSe}, ºС	52	83	80	80
Ψ_{CS0}, Вб	1,3	1,0	1,0	1,0
Ψ_{CSe}, Вб	–0,4	–0,55	–0,65	–0,54
$\Delta t_{plateau}$, с	3,5	3,5	3,5	3,5
$\tau_{L/R}$, с	5,3	3	2,9	3,6
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	0,7	1,5	1,5	1,5
T_n, кэВ	2,1	2,4	2,2	2,7
τ_E, мс	150	84	78	230
$f_{BS} + f_{CD}$	0,57	0,52	0,49	0,43
U_{res}, В	0,1	0,14	0,16	0,15

Некоторые выводы по данным табл. 4:

— при значении поля B_{t0} = 1,5 Тл и длительности плато разряда ~3,5 с низкому аспектному отношению (A = 1,6, вариант 1) соответствуют очень большие размеры установки (R_0 ~ 0,9—1 м). Для снижения общих размеров установки приходится идти либо на более короткий импульс, либо на уменьшение малого радиуса плазмы. Для сравнения приведён вариант 2 с аспектным отношением A = 1,8, при котором большой радиус плазмы уже существенно меньше (R_0 ≈ 0,65 м). Поэтому во всех последующих вариантах принято максимально допустимое значение A = 1,8;

— изменение скейлинга τ_E: скейлинг ИТЭР с коэффициентом улучшения удержания $H_{y,2}$ = 2 приводит примерно к тем же параметрам, что и скейлинг NSTX (см. варианты 2 и 3);

— при использовании «тёплой» меди длительность плато тока плазмы $\Delta t_{plateau}$ масштаба 3,5 с, что близко к характерному времени установления профилей плазмы $\tau_{L/R}$. При этом основное ограничение на параметры связано именно с нагревом. Имеется запас по потоку (нет полного перемагничивания соленоида). Поэтому некоторого увеличения длительности разряда можно ожидать в разрядах с предварительно захоложенной медью;

— с целью снижения резистивного напряжения на плато тока в плазму необходимо вводить довольно большую мощность нагрева (5—6 МВт, что соответствует удельной мощности нагрева p_{AUX} = 0,4 МВт/м^2). Доля неиндуктивного тока $f_{BS} + f_{CD}$ во всех вариантах табл. 4 около 0,5. Однако очень сильно увеличивать удельную мощность нежелательно из-за опасений, связанных с взаимодействием «плазма—стенка», которое может привести к преждевременному срыву разряда. Поэтому в рамках проводимого параметрического анализа будем ограничивать сверху значение p_{AUX} на уровне 0,4 МВт/м^2;

— величина удельной мощности нагрева может быть понижена при очень хорошем удержании плазмы. Эта ситуация иллюстрируется вариантом 4 со скейлингом Globus-2021. Удельная мощность нагрева для него существенно меньше (p_{AUX} = 0,15 МВт/м^2), абсолютная величина мощности нагрева небольшая (P_{AUX} ≈ 2 МВт). И хотя значение времени удержания плазмы очень велико (~200 мс), длительность разряда увеличивается довольно слабо (до 3,5 с) из-за ограничения по нагреву ЭМС.

Варианты параметров Глобус-3 с захоложенной медью в ЭМС с полем B_{t0} = 1,5 Тл (табл. 5). При переходе к вариантам с захоложенной медью (до 77 К) учтено, что время запитывания ОТП и ЦС существенно увеличивается обратно пропорционально снижению сопротивления этих обмоток, а время вывода тока из ЦС и ОТП меньше времени запитывания в силу их разогрева во время разряда.

Т а б л и ц а 5. **Параметры Глобус-3 при B_{t0} = 1,5 Тл, k_{95} = 1,8 и $T_{TF0} = T_{CS0}$ = 77 К**

Параметр	Вариант		
	5	6	7
A	1,8	1,8	1,8
j_{TFc}, МА/м^2	65	65	65
j_{CSc}, МА/м^2	100	110	110
p_{AUX}, МВт/м^2	0,4	0,4	0,2
Скейлинг τ_E	NSTX	ИТЭР, $H_{y,2}$ = 2	Globus-2021
R_0, м	0,66	0,63	0,63
a, м	0,37	0,35	0,35
I_p, МА	1,5	1,5	1,5
q_{95}	4	4	4
P_{AUX}, МВт	5,6	5,1	2,5
P_{sup0}, МВт	9	8	8
P_{supe}, МВт	61	78	72
T_{TFe}, ºС	88	100	100
T_{CSe}, ºС	–153	–24	–25
Ψ_{CS0}, Вб	1,3	1,2	1,2
Ψ_{CSe}, Вб	–0,74	–1,0	–1,0
B_{CS0}/B_{CSmax}, Тл	10/11	10/10,8	10/10,8
$\Delta t_{plateau}$, с	12	12,5	12,5
$\tau_{L/R}$, с	4,2	3,5	4,4
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	1,0	1,0	1,0
T_n, кэВ	3,0	2,8	3,4
τ_E, мс	72	63	145
$f_{BS} + f_{CD}$	0,67	0,63	0,5
U_{res}, В	0,07	0,10	0,11

Выводы из данных табл. 5:

— при захолаживании меди перед разрядом может быть достигнут выигрыш по длительности плато разряда в 3,5—4 раза: с $\Delta t_{plateau}$ = 3,5 до 12—12,5 с;

— в разрядах с предварительным захолаживанием ЭМС возможно существенное (в 1,5 раза) увеличение конструктивной плотности тока в узкой части тороидальной обмотки: с j_{TFc} = 45 до 65 МА/м^2. Это позволяет несколько уменьшить размеры установки: с R_0 = 65 до 63 см;

— максимальная плотность тока в центральном соленоиде остаётся примерно той же (100—110 МА/м^2), но для увеличения запаса потока в центральном соленоиде становится важным увеличение максимального поля на оси соленоида: с B_{CS0} = 7,5 до 10 Тл, что приводит к увеличению механических напряжений;

— при использовании скейлинга времени удержания энергии плазмы Globus-2021, как и для случая «тёплой» ЭМС, возможно снижение мощности нагрева примерно вдвое (до p_{AUX} = 0,2 МВт/м^2). При этом время установления профилей параметров плазмы увеличивается до 4,4 с, но длительность разряда, определяемая нагревом ЭМС, остаётся той же, что и для других скейлингов τ_E.

Варианты параметров Глобус-3 с полем B_{t0} = 2 и 3 Тл. В табл. 6 приведены параметры Глобус-3 при значении тороидального магнитного поля B_{t0} = 2 Тл (варианты 8 и 9 с «тёплой» медью, варианты 10 и 11 с захоложенной медью) и при B_{t0} = 3 Тл (вариант 12 с захоложенной медью).

Т а б л и ц а 6. **Параметры Глобус-3 при B_{t0} = 2 и 3 Тл, варианты с «тёплой» и захоложенной медью (Т соответствует «тёплой» ЭМС, Х — захоложенной)**

Параметр	Вариант				
	8	9	10	11	12
	T	T	X	X	X
B_{t0}, Тл	2	2	2	2	3
T_{TF0}, ºС	20	20	–196	–196	–196
T_{CS0}, ºС	20	20	–196	–196	–196
A	1,8	1,8	1,8	1,8	1,8
j_{TFc}, МА/м^2	40	45	64	55	55
j_{CSc}, МА/м^2	110	120	120	100	110
p_{AUX}, МВт/м^2	0,3	0,4	0,25	0,15	0,2
Скейлинг τ_E	NSTX	NSTX	NSTX	NSTX	NSTX
R_0, м	0,85	0,76	0,64	0,77	0,97
a, м	0,47	0,43	0,36	0,43	0,54
I_p, МА	1,5	1,8	1,5	1,6	2,4
q_{95}	7	5,2	5,2	6	7,5
P_{AUX}, МВт	7,0	7,5	3,3	3	6
P_{sup0}, МВт	91	81	9	12	25
P_{supe}, МВт	76	74	93	100	96
T_{TFe}, ºС	95	100	100	90	–56
T_{CSe}, ºС	76	70	100	10	–150
Ψ_{CS0}, Вб	1,7	1,4	1,1	1,6	2,8
Ψ_{CSe}, Вб	0,3	–0,3	–0,9	–1,4	0
$\Delta t_{plateau}$, с	4	3,5	12	16	8
$\tau_{L/R}$, с	8	10	6	7	24
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0
T_n, кэВ	3,3	4,2	3,7	3,0	5,6
τ_E, мс	140	120	135	210	400
$f_{BS} + f_{CD}$	0,9	0,9	0,6	0,5	0,77
U_{res}, В	0,01	0,01	0,07	0,1	0,02

Приведём комментарии к данным табл. 6:

— для вариантов с B_{t0} = 2 Тл и «тёплой» магнитной системой рост тороидального магнитного поля приводит к увеличению габаритов установки. При этом условие достаточно большой длительности разряда ($\Delta t_{plateau} \geq \tau_{L/R}$) не выполнено. Достичь его можно только при предварительном захолаживании (см. варианты 10 и 11);

— при B_{t0} = 3 Тл при значении плотности $n_e = 1 \cdot 10^{20}$ м$^{-3}$ даже предварительное захолаживание не позволяет выполнить условие $\Delta t_{plateau} \geq \tau_{L/R}$ (см. параметры варианта 12). Значения $\Delta t_{plateau}$ и $\tau_{L/R}$ по расчётам сравниваются только при очень высокой плотности $n_e \geq 3 \cdot 10^{20}$ м$^{-3}$ (при этом $\Delta t_{plateau} \approx \tau_{L/R} \approx 11$ с), превышающей предел Гринвальда;

— несмотря на то, что при поле B_{t0} = 3 Тл в ходе разряда ЭМС продолжает оставаться в холодном состоянии (температура меди меньше 0 ºС в ходе всего разряда), потребление мощности (главным образом, тороидальной обмоткой) уже близко к допустимому пределу 100 МВт.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ И СИСТЕМЫ ОГРАНИЧЕНИЙ В ПРОЕКТАХ ГЛОБУС-3 И ST40

В установке ST40 (проектные данные [25]: R_0 = 0,4 м, a = 0,24 м, I_p = 2 МА, k = 2,5, мощность нагрева 3—5 МВт) предполагается достижение рекордных для сферических токамаков параметров как по величине тороидального магнитного поля (B_{t0} до 3 Тл), так и по параметрам плазмы благодаря ожидаемому улучшению удержания плазмы с ростом поля при умеренной длительности разряда 1—2 с. В экспериментах на ST40 с «тёплой» электромагнитной системой уже получены значение поля B_{t0} = 2 Тл и длительность разряда в доли секунды. Достижение поля B_{t0} = 3 Тл ожидается в варианте с предварительным захолаживанием ЭМС до азотных температур.

Часть задач, стоящих перед проектом Глобус-3, близка к намеченным в ST40. Как показали расчёты по коду GLOBSYS (см. данные табл. 4—6), геометрические размеры Глобус-3 существенно больше, чем в ST40. Основные отличия подходов и системы ограничений в ST40 и Глобус-3, которые привели к такой разнице в параметрах:

— вытянутость сечения плазмы k принята на уровне 2,5 (ST40) и 1,8 (Глобус-3). В результате в ST40 ток плазмы «набирается» большей вытянутостью, в то время как в Глобус-3 — преимущественно за счёт увеличения размеров;

— затраты полоидального магнитного потока на стадии подъёма тока плазмы в ST40 существенно меньше, чем в Глобус-3, за счёт применения в ST40 схемы «merging compression» [27, 28];

— ограничение на потребляемую мощность в Глобус-3 существенно более жёсткое, чем в ST40. Фактически в ST40 ограничивается не мощность, а запасённая энергия. Это связано с различием в типе системы электропитания: сетевой в Глобус-3 и конденсаторной в случае ST40 (энергия W_C, запасённая в конденсаторной батарее ST40, составляет сотни МДж);

— предполагаемая длительность разряда в ST40 существенно меньше, чем ожидается в Глобус-3. Это снова связано с энергозапасом системы питания ST40. Так, при полной запасаемой энергии W_C ~ 200 МДж и максимальной потребляемой мощности в конце разряда ~200 МВт длительность импульса может составить 1—2 с с учётом предварительного захолаживания ЭМС в начале разряда.

ВАРИАНТЫ ПАРАМЕТРОВ ГЛОБУС-3 С УМЕНЬШЕННОЙ ВЕЛИЧИНОЙ ТОКА ПЛАЗМЫ

Параметрические исследования, проведённые ранее, отталкивались от значений тока плазмы, магнитного поля и мощности удельного нагрева, необходимых для создания компактного нейтронного источника ($I_p \geq 1{,}5$ МА, $B_{t0} \geq 1{,}5$ Тл, $p_{AUX} > 0{,}4$ МВт/м^2). Однако совместимость мощного нагрева плазмы с длительным поддержанием разряда в настоящее время неясна [29, 30], особенно в случае неохлаждаемых в ходе импульса внутрикамерных элементов. Это делает желательным анализ параметров Глобус-3 с более консервативным уровнем удельного нагрева $p_{AUX} < 0{,}3$ МВт/м^2. Также, учитывая аргументы, представленные в работе [31], кажется разумным снижение абсолютной величины базового тока плазмы I_p в 1,5—2 раза.

Как показано в табл. 6, при указанных ограничениях и уровне тороидального магнитного поля B_{t0} = 3 Тл условие $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$ не достигается даже в случае предварительного захолаживания ЭМС. В этом смысле величина поля B_{t0} = 3 Тл находится за пределами параметров Глобус-3.

Поэтому возможен несколько иной подход к определению параметров следующего шага программы «Глобус». Базовые параметры предыдущих шагов:

— Глобус-М: B_{t0} = 0,4 Тл; I_p = 0,2—0,3 МА; p_{AUX} ~ 0,1 МВт/м^2; $\Delta t_{plateau}$ ~ 0,1 с; $f_{BS} + f_{CD}$ ~ 0,1;

— Глобус-М2: B_{t0} = 0,8—1 Тл; I_p = 0,4—0,5 МА; p_{AUX} ~ 0,15 МВт/м^2; $\Delta t_{plateau}$ ~ 0,5 с; $f_{BS} + f_{CD}$ ~ 0,2.

В рамках такого подхода возможен следующий набор параметров новой установки:

— Глобус-3: B_{t0} = 1,5—2 Тл; I_p = 0,8—1 МА; p_{AUX} ~ 0,2—0,3 МВт/м^2; $\Delta t_{plateau}$ ~ несколько секунд (ЭМС с «тёплой» медью) и ~10 с (ЭМС с предварительно захоложенной медью); $f_{BS} + f_{CD} > 0{,}6$—0,8.

Выбор базового значения тока плазмы I_p при таком подходе диктуется необходимостью эффективного поглощения вводимой мощности нейтральной инжекции. Если предположить, что в Глобус-3 будет использован инжектор с токамака Глобус-М2 [32], энергия быстрых нейтралов составит E_{NB} = 50 кэВ.

Были проведены расчёты поглощения и потерь мощности пучка быстрых нейтралов в плазме по коду NUBEAM. Зависимость прямых потерь основного компонента инжекции от центральной плотности электронов для сценария I_p = 0,8 МА, B_{t0} = 1,5 Тл при инжекции дейтерия с энергией 50 кэВ показана на рис. 6, *а*. На рисунке приведена оценка потерь с первой орбиты сверху, при этом считалось, что время потерь на перезарядку вне плазмы значительно меньше времени замедления. В результате частица, пересекающая границу плазмы, за короткое время перезаряжается на нейтральном газе и покидает плазменный шнур. Важно отметить, что нижняя оценка уровня потерь с первой орбиты, учитывающая только потери из-за попадания в стенку токамака, не превышает 0,01%.

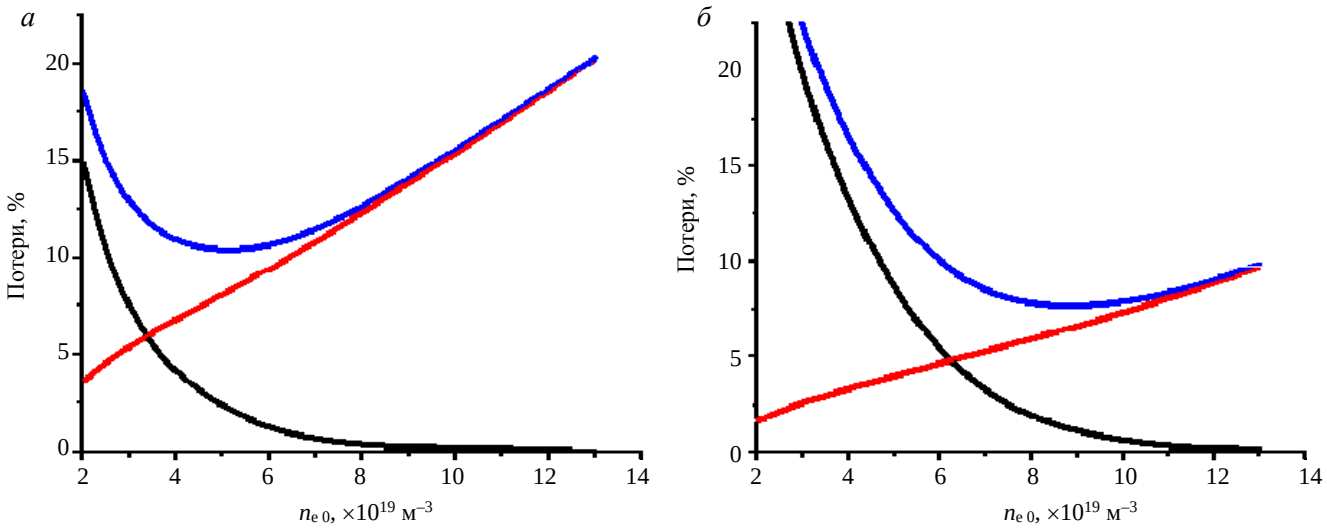


Рис. 6. Зависимость прямых потерь в токамаке Глобус-3 от центральной электронной плотности для случая инжекции дейтерия (*а*) и водорода (*б*) с энергией 50 кэВ: — потери на пролёт; — верхняя оценка потерь с первой орбиты; — суммарные потери

Видно, что потери на пролёт близки к нулю при центральной плотности выше 0,8·10^{20} м$^{-3}$. При этом потери с первой орбиты растут с увеличением плотности. Это связано с тем, что пучок перестаёт проникать внутрь плазменного шнура: всё больше частиц ионизуется вблизи границы плазмы, что приводит к росту потерь на перезарядку при пересечении границы плазмы. Минимум суммарных потерь соответствует значению центральной плотности ~0,5·10^{20} м$^{-3}$ и составляет примерно 10%.

Прямые потери для случая инжекции водорода с энергией 50 кэВ показаны на рис. 6, *б*. Характер представленных зависимостей совпадает с предыдущим случаем, однако поскольку при равных значениях энергии скорость атомов водорода выше, водородный пучок лучше проникает в центральную область плазмы. В связи с этим потери на пролёт при низкой плотности выше, однако с ростом плотности суммарный уровень потерь падает: минимальный уровень потерь составляет 7,5% и соответствует плотности ~0,9·10^{20} м$^{-3}$.

Для рассмотренных случаев при токе плазмы 0,8 МА прямые потери мощности инжекции не превышают 15% в широком диапазоне плотности плазмы 0,3·10^{20} < n_e < 0,8·10^{20} м$^{-3}$ при использовании как дейтериевого, так и водородного пучков. Условие разумной длины ионизации быстрых нейтралов при заданной энергии приводит к ограничению на плотность плазмы сверху, обеспечение приемлемого уровня потерь на пролёт — к ограничению снизу. Следует заметить, что потери на перезарядку, вносящие основной вклад в потери с первой орбиты в рассмотренных случаях, сильно падают при увеличении скорости инжектируемых частиц. Для уменьшения прямых потерь может быть предложено увеличение энергии инжекции дейтериевого пучка вплоть до 150 кэВ — технического предела для инжекторов с источниками на положительных ионах.

Расчёты также показали, что при B_{t0} = 1,5 Тл по мере уменьшения тока плазмы вплоть до значений 450—500 кА существенного роста потерь пучка не происходит. На рис. 7 показана зависимость потерь ионов с первой орбиты от тока плазмы в токамаке Глобус-3 для случая инжекции дейтерия и водорода с энергией 50 кэВ при центральной электронной плотности 10^{20} м$^{-3}$ и величине тороидального поля B_{t0} = 1,5 Тл. В этом смысле критическим значением тока плазмы относительно потерь пучка является $I_{\text{p min}} \simeq 450$ кА.

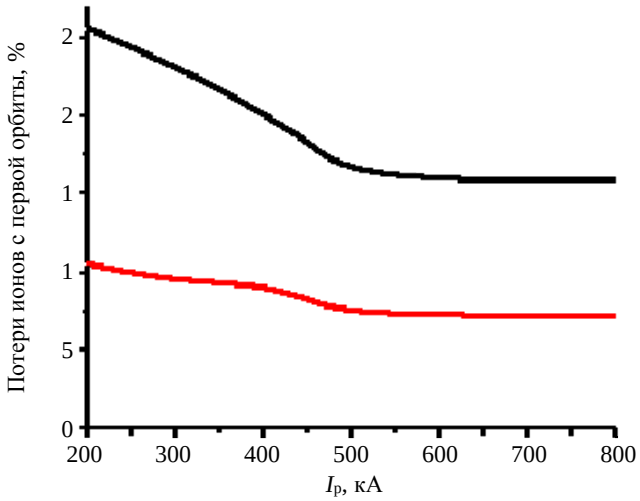


Рис. 7. Зависимость потерь ионов с первой орбиты от тока плазмы в токамаке Глобус-3 для случая инжекции дейтерия (——) и водорода (——) с энергией 50 кэВ при центральной электронной плотности 10^{20} м$^{-3}$

Следует отметить, что при значениях тока плазмы, принятых в вариантах 2—12 (см. табл. 4—6) значение запаса устойчивости q_{95} сравнительно невелико — q_{95} ~ 4—5. Переход к уменьшенным значениям I_p приводит при сохранении геометрии и поля к увеличению запаса устойчивости. В этом случае представляет интерес снова сопоставить параметры установки при использовании скейлингов энергетического времени жизни NSTX и Globus-2021. Как будет показано далее, в области больших значений q_{95} отличие времени жизни по скейлингам NSTX и Globus-2021 становится меньше, а параметры установки ближе.

Варианты параметров Глобус-3 при B_{t0} = 1,5 Тл и I_p = 0,8 МА. По мере уменьшения тока плазмы растёт запас устойчивости q_{95}, ожидаются более пикированные профили параметров плазмы, а также увеличение внутренней индуктивности l_i. В свою очередь, при больших l_i усложняется возможность достижения большой вытянутости плазмы. Поэтому в табл. 7 приведены параметры при двух значениях вытянутости сечения плазмы: k_{95} = 1,8 и 1,7.

Т а б л и ц а 7. **Параметры Глобус-3 при B_{t0} = 1,5 Тл и I_p = 0,8 МА, варианты с «тёплой» и захоложенной медью (Т соответствует «тёплой» ЭМС, Х — захоложенной)**

Параметр	Вариант				
	13	14	15	16	17
	Т	Т	Т	Х	Х
k_{95}	1,8	1,8	1,7	1,8	1,7
B_{t0}, Тл	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
T_{TF0}, °С	20	20	20	–196	–196
T_{CS0}, °С	20	20	20	–196	–196
A	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7
j_{TFc}, МА/м^2	55	50	45	60	55
j_{CSc}, МА/м^2	100	110	120	105	105
p_{AUX}, МВт/м^2	0,2	0,15	0,2	0,2	0,2
Скейлинг τ_E	NSTX	Globus-2021	NSTX	NSTX	NSTX
R_0, м	0,64	0,66	0,70	0,60	0,63
a, м	0,38	0,39	0,41	0,35	0,37
q_{95}	9	9,3	9,0	8,5	8,0
I_p, МА	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
P_{AUX}, МВт	2,8	2,2	3,1	2,4	2,6
P_{sup0}, МВт	45	48	50	5	5
P_{supe}, МВт	43	40	45	40	42
T_{TFe}, °С	100	100	85	16	–10
T_{CSe}, °С	36	50	100	–60	–6
Ψ_{CS0}, Вб	0,63	0,7	0,78	0,54	0,61
Ψ_{CSe}, Вб	0	0,1	0,3	–0,47	–0,6
$\Delta t_{plateau}$, с	2,5	3	3	12	13
$\tau_{L/R}$, с	2,5	3	3,8	2,3	2,4
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	0,7	0,7	0,7	0,7	0,7
T_n, кэВ	2,0	2,2	2,5	2,1	2,1
τ_E, мс	70	106	94	66	69
$f_{BS} + f_{CD}$	0,84	0,85	0,99	0,79	0,76
U_{res}, В	0,03	0,02	0	0,04	0,05

В вариантах с меньшей вытянутостью несколько увеличиваются размеры установки, но, тем не менее, они остаются довольно умеренными: $R_0 \sim 0{,}64$—$0{,}7$ м, $a \sim 0{,}35$—$0{,}4$ м.

Важно, что при $B_{t0} = 1{,}5$ Тл и $I_p = 0{,}8$ МА согласно расчётам запас устойчивости довольно большой ($q_{95} \sim 8$—9) и становится возможным достижение доли неиндуктивного тока ~80% даже при довольно скромном нагреве плазмы ($p_{AUX} \le 0{,}2$ МВт/м^2, $P_{AUX} \sim 2$—3 МВт) для скейлингов как NSTX, так и Globus-2021.

В вариантах с «тёплой» ЭМС условие $\Delta t_{plateau} \ge \tau_{L/R}$ может быть достигнуто на уровне длительности плато тока ~2,5—3 с. Предварительное захолаживание ЭМС позволяет в расчётах достичь условия $\Delta t_{plateau} \ge 5\tau_{L/R}$.

Варианты параметров Глобус-3 при $B_{t0} = 2$ Тл и $I_p = 1$ МА (табл. 8). Если сопоставить данные табл. 7 и 8, то в вариантах с «тёплой» ЭМС рост тороидального поля с 1,5 до 2 Тл приводит к значительному увеличению размеров установки: с ~0,65 до ~0,9 м. При этом условие $\Delta t_{plateau} \ge \tau_{L/R}$ перестаёт выполняться: для вариантов 18 и 19 отношение $\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 0{,}6$. Возможность превышения указанного отношения восстанавливается при предварительном захолаживании ЭМС (см. вариант 20), для которого $\Delta t_{plateau}/\tau_{L/R} \sim 4$.

Таблица 8. **Параметры Глобус-3 при $B_{t0} = 2$ Тл и $I_p = 1$ МА, варианты с «тёплой» и захоложенной медью (Т соответствует «тёплой» ЭМС, Х — захоложенной)**

Параметр	Вариант		
	18	19	20
	Т	Т	Х
k_{95}	1,8	1,7	1,7
B_{t0}, Тл	2	2	2
T_{TF0}, ºС	20	20	–196
T_{CS0}, ºС	20	20	–196
A	1,7	1,7	1,7
j_{TFc}, МА/м^2	45	45	50
j_{CSc}, МА/м^2	105	105	150
p_{AUX}, МВт/м^2	0,15	0,15	0,15
Скейлинг τ_E	NSTX	NSTX	NSTX
R_0, м	0,89	0,89	0,76
a, м	0,52	0,52	0,44
q_{95}	13	12,5	10
I_p, МА	1,0	1,0	1,0
P_{AUX}, МВт	4	4	2,8
P_{sup0}, МВт	95	90	10
P_{supe}, МВт	92	90	70
T_{TFe}, ºС	100	100	90
T_{CSe}, ºС	100	100	–60
Ψ_{CS0}, Вб	1,3	1,3	1,0
Ψ_{CSe}, Вб	0,5	0,5	–0,4
$\Delta t_{plateau}$, с	3,5	3,5	20
$\tau_{L/R}$, с	6,5	6	5
n_e, 10^{20} м$^{-3}$	0,7	0,7	0,7
T_n, кэВ	2,4	2,4	2,7
τ_E, мс	160	155	145
$f_{BS} + f_{CD}$	1	1	0,8
U_{res}, В	0	0	0,03

Отметим, что при таких больших размерах установки снижение вытянутости плазмы с $k_{95} = 1{,}8$ до 1,7 (варианты 18 и 19) практически не сказывается на остальных параметрах установки и требует лишь небольшого снижения запаса устойчивости плазмы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Работа является продолжением статей [1, 2]. В [1] была изложена физическая модель для описания параметров сферических токамаков и проведено сопоставление с экспериментальными данными одного из разрядов токамака Глобус-М2. В [2] разработанная модель применена к разрядам на зарубежных токамаках NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U и ST40. Для этих установок, кроме верификации физической части разработанного кода GLOBSYS, приведены также оценки ряда инженерных подсистем.

В данной статье более подробно изложена инженерная часть кода GLOBSYS, а также проведён анализ параметров установки, являющейся дальнейшим развитием программы «Глобус», а именно установки Глобус-3.

Приведена идеология поиска параметров Глобус-3 при наличии ограничений, связанных с нагревом обмоток и потреблением мощности. Часть результатов очевидна: по физике для достижения длительного горения плазмы необходимы хорошее удержание плазмы и большая доля неиндуктивного тока. Инженерные ограничения участвуют в выборе параметров более сложным образом: в ряде случаев это перегрев обмоток, в других — суммарная мощность электропитания, в третьих — ограничение на запас потока в омическом соленоиде, в четвёртых — прочность элементов конструкции.

Проведён предварительный выбор параметров сферического токамака Глобус-3 для случаев старта с применением «тёплой» ЭМС, а также предварительно захоложенной до температуры жидкого азота. В дальнейшем при разработке конструкции «тёплой» или предварительно захоложенной ЭМС установки Глобус-3 следует учитывать механическое состояние проводника при его быстром, практически адиабатическом нагреве в течение импульса, которое может привести к дополнительным ограничениям на длительность плато тока плазмы.

По результатам проведённых параметрических исследований предлагается в качестве основы для дальнейшей проработки установки Глобус-3 принять варианты, приведённые в табл. 7, с тороидальным магнитным полем B_{t0} = 1,5 Тл и током плазмы I_p = 0,8 МА, а именно либо варианты 13—15 с «тёплой» ЭМС и длительностью плато тока плазмы ~3 с, либо варианты 16, 17 с предварительно захоложенной ЭМС и длительностью плато тока 12—13 с.

При бóльших значениях тороидального магнитного поля (2 Тл) размеры установки резко растут и приемлемым можно считать только вариант 20 с захоложенной ЭМС. При значениях тороидального поля B_{t0} = 3 Тл условие $\Delta t_{plateau} > \tau_{L/R}$ не достигается даже для предварительно захоложенной ЭМС.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (соглашение № 21-79-20133 от 24.03.2021 между РНФ и АО «НИИЭФА»). В работе была использована база данных уникальной научной установки «Сферический токамак Глобус-М», входящей в состав федерального центра коллективного пользования «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях» ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курскиев Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю.** Инженерно-физическая модель (GLOBSYS) для следующего шага программы сферического токамака Глобус. Описание модели и сопоставление с данными разряда Глобус-М2. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 3, с. 37.
2. **Минеев А.Б., Бондарчук Э.Н., Кавин А.А., Конин А.Ю., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Трофимов В.А., Филатов О.Г., Бахарев Н.Н., Жильцов Н.С., Курскиев Г.С., Киселёв Е.О., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Тельнова А.Ю.** Инженерно-физическая модель (GLOBSYS) для следующего шага программы сферического токамака Глобус. Верификация кода GLOBSYS по данным установок NSTX, NSTX-U, MAST, MAST-U, ST40. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 4, с. 43.
3. **Stambaugh R.D., Chan V.S., Miller R.L., Schaffer M.J.** The spherical tokamak path to fusion power. — Fusion Technology, 1998, vol. 33, p. 1.
4. **Малков М.П.** Справочник по физико-техническим основам криогеники. — М.: Энергоатомиздат, 1985 (тез.), 2018, т. 41, вып. 2, с. 59.
5. **White G.K., Collocott S.J.** Heat capacity of reference materials: cu and W. — J. Phys. Chem. Ref. Data, 1984, vol. 13, № 4, p. 1251.
6. **Хвостенко П.П., Анашкин И.О., Бондарчук Э.Н., Инютин Н.В., Крылов В.А., Левин И.В., Минеев А.Б., Соколов М.М.** Экспериментальная термоядерная установка токамак Т-15МД. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2019, т. 42, вып. 1, с. 15; **Khvostenko P.P., Anashkin I.O., Bondarchuk E.N., Injutin N.V., Krylov V.A., Levin I.V., Mineev A.B., Sokolov M.M.** Experimental thermonuclear installation tokamak T-15MD. — Physics of Atomic Nuclei, 2020, vol. 83, p. 1037.
7. **Зарва Д.Б.** Техническое, математическое и информационное обеспечение системы управления источниками импульсного электропитания токамака КТМ. Диссертация на соискание учёной степени к.т.н. Томск, 2021.
8. **Зарва Д.Б., Дериглазов А.А., Батырбеков Э.Г., Тажибаева И.Л., Павлов В.М., Ли А.М., Мезенцев А.А., Меркулов С.В., Голобоков Ю.Н.** Электротехнический комплекс системы импульсного электропитания токамака КТМ. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 59.
9. **Шпанский Ю.С., Кутеев Б.В., Лукаш В.Э., Петров В.С.** Магнитная система нейтронного источника ТИН-СТ. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 4, с. 40.
10. **Miller R.L. & the ARIES Team.** ARIES-ST design point selection. — Fusion Engineering and Design, 2003, vol. 65, p. 199.
11. **Ono M., Chrzanowski J., Dudek L., Gerhardt S., Heitzenroeder P. et al.** Progress toward commissioning and plasma operation in NSTX-U. — Nucl. Fusion, 2015, vol. 55, 073007.
12. **Menard J.E., Gerhardt S., Bell M., Bialek J., Brooks A. et al.** Overview of the physics and engineering design of NSTX upgrade. — Nuclear Fusion, 2012, vol. 52, p. 083015. See also: **Menard J.E. et al.** Overview of the physics and engineering design of NSTX upgrade. — In: 38th IEEE International Conf. on Plasma Science (ICOPS) and 24th Symp. on Fusion Engineering (SOFE). Chicago, IL, United States, 2011.

13. **Gryaznevich M. and Tokamak Energy Ltd. Physics Team.** Faster Fusion: ST40, engineering, commissioning, first results. — 20th ISTW-2019, 29 Oct 2019, ENEA Frascati.
14. **Gryaznevich M., Asunta O., Tokamak Energy Ltd. Team.** Overview and status of construction of ST40. — Fusion Engineering and Design, 2017, vol. 123, p. 177.
15. **Neumeyer C., Avasarala S., Chrzanowski J., Dudek L., Fan H., Hatcher R., Heitzenroeder P., Menard J., Ono M., Ramakrishnan S., Titus P., Woolley R., Zhan H.** National Spherical Torus Experiment (NSTX) Center Stack Upgrade. Preprint PPPL-4464. — SOFE, 2009.
16. **Menard J., Fredrickson E., Gates D., Goldston R., Kaye S., Kugel H., Maingi R., Maqueda R., Mueller D., Paul S., Sabbagh S.A., Stutman D.** Flux consumption optimization and the achievement of 1 MA discharges on NSTX. — In: 27th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Budapest, 12—16 June 2000, ECA, vol. 24B (2000), p. 1441.
17. **Knight P.J., Kovari M.D.** A User Guide to the PROCESS Fusion Reactor Systems Code. Version 12, January 2016.
18. **Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б.** Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебное пособие для вузов. — СПб: Изд-во Политехнического ун-та, 2006.
19. **Gryaznevich M., Bevir V., Knight P. et al.** Plasma formation and volt-second consumption in spherical tokamaks. — In: Intern. Workshop on Spherical Torus'97 (STW-97). St-Petersburg, Russia, 3—5 September, 1997.
20. **Hirshman S.P., Neilson G.P.** External inductance of an axisymmetric plasma. — Phys. Fluids, 1986, vol. 29, p. 790.
21. **Kovari M., Kemp R., Knight P.J., Ward D.J.** The PROCESS Fusion Reactor Systems Code. — PROCESS Summary Paper. DRAFT 22/08/2011, 2011.
22. **Hartmann T.** Development of a Modular Systems Code to Analyse the Implications of Physics Assumptions on the Design of a Demonstration Fusion Power Plant. PhD, 2013.
23. **Gryaznevich M. and Tokamak Energy Ltd. Team.** Experiments on ST40 Towards Burning Plasma Conditions. FEC, 2021, OV/P 1377.
24. **Menard J.E.** Compact steady-state tokamak performance dependence on magnet and core physics limits. — Phil. Trans. Royal Society, 2019, A 377, 20170440.
25. **ITER Physics** Expert Group on Confinement and Transport and Confinement Modelling and Database, ITER Physics Basis. Chapter 2: Plasma confinement and transport. — Nucl. Fusion, 1999, vol. 39, p. 2175.
26. **Kurskiev G.S., Bakharev N.N., Chernyshev F.V., Gusev V.K., Khromov N.A., Kiselev E.O., Krikunov S.V., Minaev V.B., Miroshnnikov I.V., Novokhatskii A.N., Zhiltsov N.S., Mukhin E.E., Patrov M.I., Petrov Yu.V., Sakharov N.V., Shulyatiev K.D., Shchegolev P.V., Skrekel O.M., Telnova A.Yu., Tkachenko E.E., Tukhmeneva E.A., Tokarev V.A., Tolstyakov S.Yu., Varfolomeev V.I., Voronin A.V.** Energy confinement in the spherical tokamak Globus-M2 with a toroidal magnetic field approaching 0.8 T. — In: IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-EXC-P7, 2021.
27. **Gryaznevich M.P., Sykes A.** Merging-compression formation of high temperature tokamak plasma. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 7, p. 072003.
28. **Buxton P.F., Asunta O., Gryaznevich M.P., McNamara S. and Tokamak Energy Ltd. Team.** Merging compression start-up prediction for ST40. — In: 44th EPS Conf. on Plasma Physics. Belfast, Northern Ireland, 2017, vol. 4, p. 156.
29. **Mirnov S.V.** P_H/S-tokamak's limit as a result of the plasma sheath breakdown. — Plasma Phys. Contr. Fus., 2016, vol. 58, 022001.
30. **Kuteev B.V., Sergeev V.Yu.** Discharge duration limits of temporary tokamaks and stellarators. — Nucl. Fusion, 2020, vol. 60, № 4, p. 046017.
31. **Мирнов С.В.** Имеют ли сферические токамаки термоядерное будущее? — Физика плазмы, 2012, т. 38, № 12, с. 1011—1021.
32. **Minaev V.B., Gusev V.K., Sakharov N.V. et al.** Spherical tokamak Globus-M2: design, integration, construction. — Nucl. Fusion, 2017, vol. 57, № 6, p. 066047.

АО «НИИЭФА» им. Д.В. ЕФРЕМОВА, 196641 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, пос. МЕТАЛЛОСТРОЙ, ДОРОГА НА МЕТАЛЛОСТРОЙ 3, РОССИЯ

Анатолий Борисович Минеев, в.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
min-anat@mail.ru

Эдуард Николаевич Бондарчук, начальник отдела, к. техн. н., лауреат премии им. И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
bondar@sintez.niiefa.spb.su

Анна Александровна Воронова, инженер-конструктор 2 категории
voronova@sintez.niiefa.spb.su

Алексей Владимирович Глушаев, начальник испытательного стенда
alex.glushaev@sintez.niiefa.spb.su

Сергей Анатольевич Григорьев, в.н.с., к. техн. н.

Елена Руслановна Запретилина, начальник лаборатории, к. техн. н., ветеран атомной энергетики и промышленности
zapretilina@sintez.niiefa.spb.su

Андрей Александрович Кавин, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности
kavin@sintez.niiefa.spb.su

Алексей Юрьевич Конин, инженер-исследователь II категории

Анна Михайловна Кудрявцева, математик 1 категории
kudriavtseva@sintez.niiefa.spb.su

Алексей Николаевич Лабусов, к.ф.-м.н., начальник отдела
Labusov@sintez.niiefa.spb.su

Игорь Юрьевич Родин, заместитель генерального директора по термоядерным и магнитным технологиям АО «НИИЭФА», научный руководитель приоритетного направления «сверхпроводимость» ГК «Росатом», к. техн. н., вете-ран атомной энергетики и промышленности
rodin@sintez.niiefa.spb.su

Виктор Николаевич Танчук, начальник лаборатории, ветеран атомной энергетики и промышленности
vic-tor.tanchuk@sintez.niiefa.spb.su

Василий Андреевич Трофимов, ведущий инженер, ветеран атомной энергетики и промышленности
trofimov@sintez.niiefa.spb.su

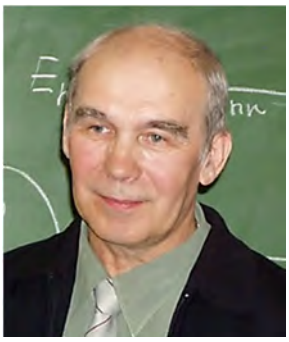
Олег Геннадьевич Филатов, научный руководитель АО «НИИЭФА», д.ф.-м.н., Золотая медаль имени И.В. Курчатова, ветеран атомной энергетики и промышленности
filatovog@niiefa.spb.su

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ, 194021 САНКТ-ПЕТЕРБУРГ, ул. ПОЛИТЕХНИЧЕСКАЯ 26, РОССИЯ

Владимир Борисович Минаев, в.н.с., к.ф.-м.н., заместитель руководителя установки, лауреат премии Правительства РФ
vladimir.minaev@mail.ioffe.ru

Николай Владимирович Сахаров, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ
nikolay.sakharov@mail.ioffe.ru

Николай Николаевич Бахарев, м.н.с., к.ф.-м.н.
bakharev@mail.ioffe.ru



Василий Константинович Гусев, г.н.с, д.ф.-м.н., лауреат премии Правительства РФ
Vasily.Gusev@mail.ioffe.ru

Никита Сергеевич Жильцов, м.н.с., аспирант
nikita.zh@mail.ioffe.ru

Евгений Олегович Киселёв, аспирант

Глеб Сергеевич Курскиев, н.с., к.ф.-м.н.
gleb.kurskiev@gmail.com

Юрий Викторович Петров, с.н.с., к.ф.-м.н.
yu.petrov@mail.ioffe.ru

Анна Юрьевна Тельнова, м.н.с.
anna.telnova@gmail.com

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 15—36.

УДК 536.468, 546.45

ИНЖЕНЕРНАЯ МОДЕЛЬ ОКИСЛЕНИЯ СЛОЯ БЕРИЛЛИЕВОЙ ПЫЛИ В УСЛОВИЯХ АВАРИИ С ИСТЕЧЕНИЕМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ ИЗ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ В ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ИТЭР

А.Д. Васильев, К.С. Долганов, А.Е. Киселёв, Л.В. Матвеев, В.Н. Семёнов

Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН (ИБРАЭ РАН), Москва, Россия

Паровое окисление бериллиевой пыли, которая неизбежно будет образовываться и накапливаться в вакуумной камере термоядерного реактора ИТЭР, может происходить в аварийных ситуациях, связанных с поступлением воды из системы охлаждения первой стенки или дивертора в вакуумную камеру (авария типа LOCA). Этот процесс сопровождается выделением свободного водорода, что создаёт опасность пожара или взрыва при смешивании его с воздухом. Анализ безопасности термоядерного реактора должен включать численные оценки степени окисления и количества выделившегося водорода. В работе представлена инженерная модель, позволяющая при заданном содержании пара в объёме камеры определить скорость наработки водорода при окислении слоёв бериллиевой пыли и общее количество образовавшегося при аварии водорода. Проведена аналитическая оценка скорости окисления пылевого слоя.

Ключевые слова: термоядерный реактор, авария с истечением теплоносителя, бериллиевая пыль, аналитическая модель, диффузия пара, кинетика окисления, генерация водорода.

ENGINEERING MODEL OF THE OXIDATION OF A BERYLLIUM DUST LAYER IN AN ACCIDENT WITH THE COOLANT OUTFLOW FROM THE COOLING SYSTEM INTO THE ITER VACUUM CHAMBER

A.D. Vasiliev, K.S. Dolganov, A.E. Kisselev, L.V. Matweev, V.N. Semenov

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

Steam oxidation of beryllium dust, which will be inevitably formed and accumulated in the vacuum chamber of the ITER thermonuclear reactor, can occur in accident situations associated with the flow of water from the cooling system of the first wall or divertor into the vacuum chamber (LOCA-type accident). This process is accompanied by the release of free hydrogen, which creates a risk of fire or explosion when it is mixed with air. The safety analysis of a thermonuclear reactor should include numerical estimates of the degree of oxidation and the amount of hydrogen released. The paper presents an engineering model that allows, with a given vapour content in the chamber volume, to determine the rate of hydrogen production during the oxidation of beryllium dust layers and the total amount of hydrogen formed during an accident. An analytical assessment of the oxidation rate of the dust layer was carried out.

Key words: thermonuclear reactor, loss-of-coolant accident, beryllium dust, analytical model, vapour diffusion, oxidation kinetics, hydrogen generation.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-37-49

ВВЕДЕНИЕ

В 2021 г. начаты работы по федеральному проекту «Разработка технологий управляемого термоядерного синтеза и инновационных плазменных технологий» комплексной программы Российской Федерации «Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии». Отдельным мероприятием федерального проекта предусмотрено выполнение НИР «Развитие законодательной и нормативной базы в области использования атомной энергии, включая новые типы ядерных установок, термоядерные и гибридные системы». Принципиальной особенностью этой работы является выработка требований безопасности на основе углублённого рассмотрения вопросов нормальной эксплуатации и нарушений в работе установок и создание методического и расчётного инструментария для подобного анализа.

В рамках федерального проекта планируется сосредоточиться на разработке проектов, а затем и создании нескольких установок, в том числе и токамаков с термоядерными технологиями (ТРТ) [1] и гибридных термоядерных установок (ГТУ) [2]. Отработку методического и расчётного инструментария для термоядерного реактора типа токамак решено проводить на основе проектных и конструкторских решений международного реактора ИТЭР [3].

В настоящей работе рассмотрен вопрос об окислении металлической пыли и генерации водорода в вакуумной камере термоядерного реактора при аварийном поступлении в неё водяного пара.

Первая стенка (ПС) международного термоядерного реактора ИТЭР состоит из отдельных панелей (блоков), поверхность которых, обращённая к плазме, выполнена из бериллия [4]. При работе реактора будет происходить распыление материала первой стенки и накопление пыли в вакуумной камере (ВК) [5—9].

К этим процессам приводит испарение материалов под действием потока энергии из плазмы как при нормальной эксплуатации, так и при отклонениях от нормального режима. К последним относятся режим с краевой локализацией, срывы плазмы, образование электронных потоков, направленных на ПС, и вертикальные смещения плазменного шнура [5, 7].

Образующаяся бериллиевая пыль осаждается и накапливается на поверхностях панелей ПС и в зазорах между ними [10]. При работе установки пыль в этих слоях может быть сильно нагрета, причём даже сильнее, чем собственно подложка, т.е. поверхность ПС [10, 11]. При этом общая площадь поверхности частиц пыли может быть сопоставима с площадью поверхности ПС.

В аварийных ситуациях, связанных с течами воды из системы охлаждения ПС или дивертора в вакуумную камеру (аварии типа LOCA), поступающий в ВК пар вступает в экзотермическую реакцию с горячими металлическими поверхностями и пылью, которая сопровождается образованием водорода. Это создаёт опасность взрыва водородовоздушной смеси при выходе водорода за пределы ВК или при поступлении воздуха внутрь ВК. Процессы окисления бериллия, генерации водорода, образования взрывоопасных смесей в ВК и последствия их возможного горения подробно обсуждаются в [12—15].

Опасность представляет также возможность горения металлических пылевых частиц в атмосфере воздуха или водородопаровоздушной смеси. Различные аспекты горения металлической пыли, включая образование оксидных корок, рассмотрены в [16—18]. В [10, 11] представлена модель окисления бериллиевой пыли в слоях на поверхности ПС или в зазорах между блоками ПС.

Эксперименты по окислению бериллиевых пылевых частиц в слоях на плоской поверхности, в щелях разной геометрии представлены в работах [19, 20]. Экспериментальные данные из этих работ могут быть использованы для верификации предлагаемой инженерной модели.

Анализ безопасности термоядерных установок (ТЯУ) требует численных оценок количества, скорости наработки водорода и состава газовой атмосферы, возникающей при окислении металлических поверхностей, в том числе частиц в пылевых слоях в результате прорыва воды из системы охлаждения в ВК.

В настоящей статье представлена упрощённая математическая модель для описания процесса окисления накопленной в слоях бериллиевой пыли. В её основе лежит предположение, что лимитирующим процессом при окислении является диффузия окислителя (пара) в пористом пылевом слое. В отличие от модели, описанной в [10, 11], в представленной модели для определения скорости окисления пылевого слоя используются реалистичные тепловое и диффузионное граничные условия на границе слоя с атмосферой. Другим отличием является то, что в настоящей модели рассчитываются скорость распространения и температура зоны реакции, что позволяет корректно оценить скорость, степень окисления, количество водорода. Кроме того, в данной модели учитывается, что при низкой концентрации газовой среды на границе слоя диффузия в нём имеет не молекулярный, а капиллярный характер.

ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

При разработке модели использованы следующие предположения:

— окисление пыли в слое происходит в условиях, когда скорость поступления пара в ВК при её разгерметизации не настолько велика, чтобы вызывать подъём пыли с поверхности и образование пылевой взвеси в объёме ВК;

— ввиду отвода тепла от стенки к воде в системе охлаждения и слабого теплового контакта со слоем пыли в вакууме при работе реактора в нормальных условиях эксплуатации (НУЭ) бериллиевая пыль на поверхностях ПС оказывается нагретой вследствие излучения плазмы сильнее, чем сама стенка (подложка) [10];

— окислитель (водяной пар) проникает внутрь слоя пыли за счёт диффузии пара в пароводородной среде внутри пористого слоя (водород — продукт реакции);

— начальная температура слоя достаточно велика, так что характерное время химической реакции много меньше характерного времени диффузии на глубину слоя;

— в отношении продуктов окисления бериллия предполагается, что какая-то их часть α остаётся в виде пористого слоя твёрдого оксида BeO. Объём такого слоя, образованного из 1 м^3 исходного пылевого слоя, есть $\psi = \alpha \frac{\Omega_{BeO}}{\Omega_{Be}} \frac{1-\mu_{BeO}}{1-\mu_{Be}}$, где Ω_{BeO}, Ω_{Be} — удельные объёмы, м^3/моль, твёрдых (без пор) BeO и Be; μ_{BeO}, μ_{Be} — пористости соответственно окисленного и неокисленного слоёв. Окисление металлического бериллия будет приводить к росту толщины слоя пыли в ходе окисления вследствие различия молярных объёмов Be и BeO. Величины α, μ_{BeO}, μ_{Be} в настоящей модели могут быть заданы пользователем произвольно. Они могут быть уточнены при появлении новых экспериментальных данных.

КАЧЕСТВЕННОЕ ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА ОКИСЛЕНИЯ

С появлением пара на границе пылевого слоя реакция будет происходить вначале только в узкой приповерхностной зоне, ширина которой δ определяется расстоянием, на которое продиффундирует пар за время реакции t_R: $\delta \sim \sqrt{Dt_R}$ (D — коэффициент диффузии). Эта ширина по условию много меньше толщины пылевого слоя Δ.

По мере окисления бериллия в этом слое реакция будет переходить в следующий слой, так что между поверхностью слоя и зоной горения возникнет постепенно расширяющаяся область окисленного бериллия. Поступление окислителя (пара) к зоне горения, а также обратный поток продукта реакции (водорода) происходят путём диффузии через область окисленного бериллия. Между зоной горения и подложкой находится область, заполненная водородом. Тепло из зоны горения может отводиться через эту область к подложке, а также через область окисленного бериллия во внешнюю атмосферу.

Характерные профили распределения концентрации пара и водорода [моль/м^3], а также температура внутри пылевого слоя и в прилегающем к нему пограничном слое атмосферы схематично показаны на рис. 1.

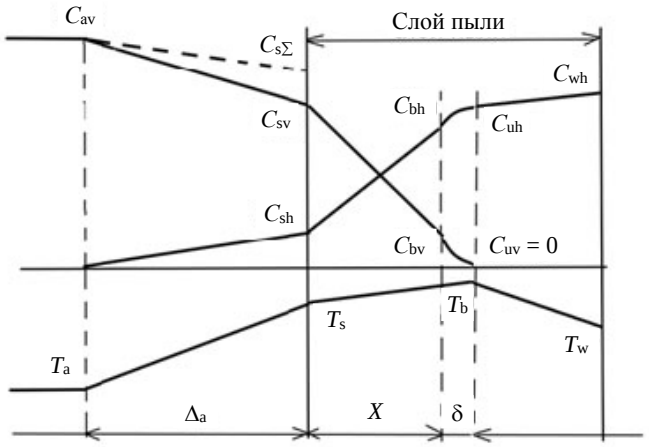


Рис. 1. Схематическое изображение профилей концентрации пара, водорода и температуры в пылевом слое и атмосферном пограничном слое

В обозначениях концентрации на рис. 1 и в тексте индекс «v» относится к пару, индекс «h» — к водороду, индекс «Σ» — к суммарной концентрации пара и водорода, индекс «a» — к атмосфере (ядро потока), индекс «s» — к внешней поверхности пылевого слоя, индекс «b» — к внешней границе зоны реакции, индекс «u» — к внутренней границе зоны реакции, индекс «w» — к поверхности подложки.

На рис. 1 использованы следующие обозначения: C_{av} — концентрация пара вдали от ПС «в ядре потока» при температуре T_a; $C_{s\Sigma}$ — суммарная концентрация пара и водорода на поверхности пылевого слоя при температуре поверхности T_s, при постоянном давлении; C_{sv} и C_{sh} — концентрация пара и водорода соответственно на поверхности слоя; C_{bv} и C_{bh} — то же на границе зоны реакции со стороны внешней границы; $C_{uv} = 0$ и C_{uh} — то же перед зоной реакции; C_{wh} — концентрация водорода на поверхности подложки; T_b — температура в зоне реакции (считаем, что в этой зоне она постоянна); T_w — температура на поверхности подложки; Δ_a — ширина атмосферного пограничного слоя; δ — ширина зоны реакции; X — ширина окисленного слоя пыли; ширина слоя пыли равна Δ.

Задача, таким образом, сводится к определению скорости продвижения зоны реакции вглубь слоя и эволюции температуры в зоне горения T_b и на поверхности слоя T_s при заданной скорости роста концентрации пара в ВК. Тем самым могут быть определены время полного окисления слоя бериллиевой пыли либо время остановки реакции из-за охлаждения более холодной подложкой. При этом определяется полное количество выделившегося за это время водорода.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Количество молей бериллия в зоне реакции при пористости порядка 0,4—0,5 [10, 11] значительно больше количества молей пара в том же объёме (в ~$2\cdot10^3$ раза даже при атмосферном давлении пара). Поэтому скорость перемещения фронта реакции во столько же раз меньше характерной скорости диффузионного потока пара в эту зону. Это значит, что профили концентрации в слое являются фактически стационарными и весь процесс движения зоны реакции представляет последовательность стационарных состояний.

В этом случае диффузионный поток пара j [моль $H_2O/(м^2\cdot с)$] и тепловой поток q [$Вт/м^2$] везде, кроме сравнительно узкой зоны реакции, постоянны:

$$\frac{dj}{dx}=0;\ \frac{dq}{dx}=0, \tag{1}$$

где x — координата с положительным направлением вглубь слоя пыли, а в самой зоне реакции

$$\frac{dj}{dx}=R;\ \frac{dq}{dx}=QR, \tag{2}$$

где R — скорость реакции окисления, моль $H_2O/(м^3\cdot с)$; Q — теплота реакции, Дж/моль H_2O.

В случае прямолинейного канала течения первое из соотношений (2) при малой ширине зоны реакции и постоянстве в ней температуры, давления и коэффициента диффузии сводится к уравнению диффузии [10, 11]

$$D\frac{d^2C_v}{dx^2}=R=kC_v. \tag{3}$$

Здесь D — бинарный коэффициент диффузии водяного пара в водород, $м^2/с$; k — коэффициент скорости реакции, $с^{-1}$. Уравнение (3) может применяться только в зоне горения, где практически постоянны температура и коэффициент диффузии. В остальной области требуется, в принципе, учитывать непостоянство D и T. Поэтому там проще использовать уравнения (1), (2).

Однако при описании пылевого пористого слоя необходимо заменить в уравнении (3) коэффициент D на эффективный коэффициент диффузии $D_{эф}$, (см. выражение (14)).

Модель окисления бериллиевой пыли с основным уравнением (3) была развита специалистами Idaho National Laboratory, США [10]. Примем, что координаты $x = 0$ и $x = \Delta - X$ соответствуют началу зоны окисления и правой границе слоя пыли соответственно. Решением уравнения (3) является

$$C_v = Ae^{ax}+Be^{-ax},\ \ a=\sqrt{k/D_{эф}}, \tag{4}$$

где A и B — константы, определяемые из двух следующих граничных условий (см. рис. 1):

$$C_v(x=0)=C_{bv}; \tag{5}$$

$$-D_{эф}\left.\frac{\partial C_v}{\partial x}\right|_{x=0}=k\int_0^{\Delta-X}C_v(x)dx. \tag{6}$$

Соотношение (5) является граничным условием первого рода на левой границе, где задана концентрация водяного пара. Соотношение (6) устанавливает, что диффузионный поток водяного пара на левой границе зоны окисления пыли равен объёмной скорости потребления водяного пара в слое пыли, проинтегрированной по координате x.

Тогда для констант A и B получим

$$A=\frac{C_{bv}}{1+e^{2a(\Delta-X)}};\ \ B=\frac{C_{bv}e^{2a(\Delta-X)}}{1+e^{2a(\Delta-X)}}. \tag{7}$$

Профиль молярной концентрации водяного пара в итоге определится следующим соотношением [10]:

$$C_{\text{v}}(x) = C_{\text{bv}}\left[\cosh\left(\sqrt{\frac{k}{D_{\text{эф}}}}x\right) - \tanh\left(\sqrt{\frac{k}{D_{\text{эф}}}}(\Delta - X)\right)\sinh\left(\sqrt{\frac{k}{D_{\text{эф}}}}x\right)\right]. \quad (8)$$

Следуя работе [10], в обозначениях уравнения (8) коэффициент скорости реакции

$$k = \frac{s_{\text{D}}\rho_{\text{D}}R_{\text{Be}}^{\text{INL}}\varpi}{c_{\text{H}_2\text{O}}},\ 1/\text{с}, \quad (9)$$

где s_{D} — удельная поверхность частицы пыли, м^2/кг; ρ_{D} — плотность вещества пыли, кг/м^3; $R_{\text{Be}}^{\text{INL}}$ — зависящая от температуры объёмная скорость реакции, полученная на основе экспериментальных данных INL (Idaho National Laboratory, US), моль H_2O/(м^3·с) [10]; ϖ — фактор преобразования от кг Be к молю H_2O, моль/кг; $c_{\text{H}_2\text{O}} = 27{,}7$ — молярная концентрация пара в тестах INL, моль/м^3.

В итоге результирующая скорость потребления водяного пара M_{v} на единицу площади поверхности пыли, рассчитываемой как площадь единицы поверхности плоскости, перпендикулярной оси x, моль/(м^2·с), составит:

$$\frac{dM_{\text{v}}}{dt} = -D_{\text{эф}}\frac{\partial C_{\text{v}}}{\partial x}\bigg|_{x=0} = C_{\text{bv}}\frac{e^{2a(\Delta-X)}-1}{e^{2a(\Delta-X)}+1}\sqrt{kD_{\text{эф}}}. \quad (10)$$

Скорость генерации водорода M_{h} и скорость потребления бериллия M_{Be} при этом можно определить из очевидных соотношений

$$\frac{dM_{\text{h}}}{dt} = \frac{dM_{\text{v}}}{dt}\frac{m_{\text{H}_2}}{m_{\text{H}_2\text{O}}};\quad \frac{dM_{\text{Be}}}{dt} = \frac{dM_{v}}{dt}\frac{m_{\text{Be}}}{m_{\text{H}_2\text{O}}}, \quad (11)$$

где m_i — молярная масса соответствующего компонента, как следует из реакции окисления

$$\text{Be} + \text{H}_2\text{O} = \text{BeO} + \text{H}_2 + Q, \quad (12)$$

где Q — тепловой эффект реакции.

Выражение для скорости реакции в (3) записано в соответствии с [11] в предположении, что это реакция первого порядка. В настоящей работе коэффициент скорости реакции k также взят из [11], где он представлен на основе полученных INL экспериментальных данных по окислению паром бериллиевых поверхностей. Для конкретного примера пылевого слоя, который использован в настоящей работе (средняя плотность частиц пыли в слое $\rho \approx 1$ г/см^3, пористость слоя $\mu = 0{,}45$, удельная поверхность пылевых частиц в слое на 1 кг пыли $s_{\text{D}} \approx 1630$ м^2/кг, соответствующая среднему диаметру частицы около 2 мкм), коэффициент k, рассчитанный на основе данных [11], равен

$$k = 7{,}9\cdot10^5\exp(-13\,465/T)c^{-1},\ T < 739\ \text{K};$$

$$k = 1{,}68\cdot10^{14}\exp(-28\,789/T)c^{-1},\ 739\ \text{K} < T < 1133\ \text{K}; \quad (13)$$

$$k = 2{,}3\cdot10^8\exp(-13\,387/T)c^{-1},\ T > 1133\ \text{K}.$$

Например, при $T = 1400$ К получим $k = 1{,}65\cdot10^4\ c^{-1}$.

Отметим, что полученная в работе [21] корреляция для скорости окисления бериллиевой пыли в целом неплохо согласуется с корреляцией INL (см. выражения (13)). Тем не менее внимательное изучение полученных в [21] данных показывает, что скорость окисления бериллиевой пыли в зависимости от времени не определяется чисто линейной зависимостью, а носит значительно более сложный характер, явно показывая признаки параболической зависимости, по крайней мере, на малых временах и при относительно невысоких температурах.

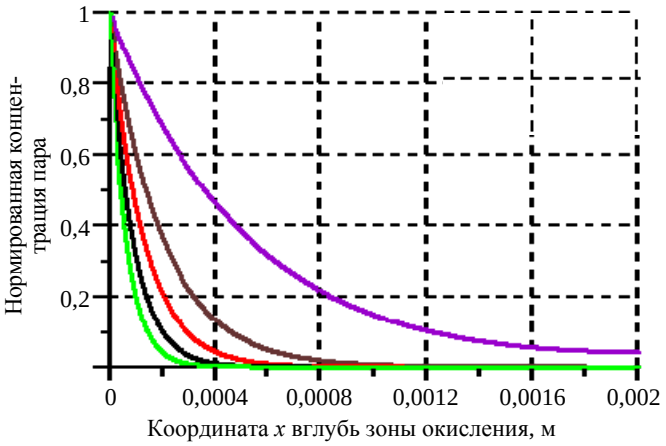


Рис. 2. Профиль концентрации водяного пара в зависимости от координаты, направленной вглубь зоны окисления слоя пыли: — — T = 1073 К; — — T = 1173 К; — — T = 1273 К; — — T = 1373 К; — — T = 1473 К

На рис. 2 показан профиль концентрации водяного пара, нормированной на концентрацию пара на левой границе зоны окисления C_{bv}, вглубь слоя пыли толщиной $\Delta = 2$ мм в зависимости от температуры в соответствии с выражением (8), справедливый для малой толщины окисленного слоя $X << \Delta$. Эффективный коэффициент диффузии пара $D_{эф}$ принимался в расчётах для оценки равным постоянной величине 10^{-4} м^2/с. Отметим, что $D_{эф}$ растёт с ростом температуры степенным образом с показателем степени при температуре между единицей и двойкой, что значительно меньше роста коэффициента скорости реакции k с ростом T.

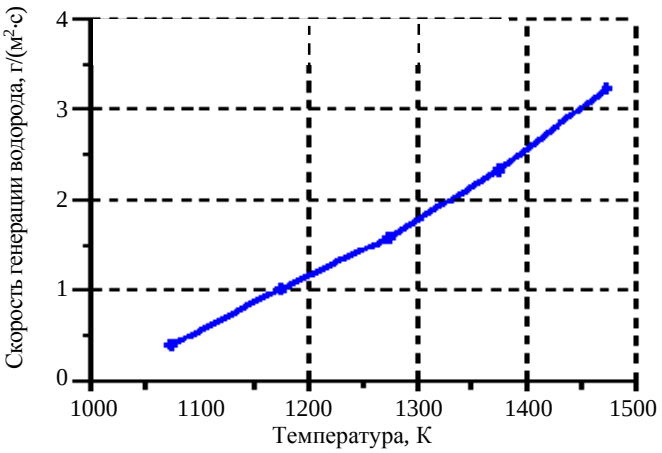


Рис. 3. Зависимость скорости генерации водорода с единицы площади пылевого слоя от температуры

Чем больше скорость окисления и чем меньше эффективный коэффициент диффузии пара в смеси пар—водород, тем более крутой профиль спада концентрации в зоне окисления (зоне горения) и тем менее широкая зона реакции.

Зависимость скорости генерации водорода с 1 м^2 пылевого слоя от температуры в зоне реакции показана на рис. 3. Концентрация пара на левой границе зоны окисления принималась равной 1 моль/м^3. Видно, что характерная скорость генерации для наиболее интересного диапазона температуры до начала плавления бериллия составляет порядка 1—3 г/(м^2·с). Отметим, что интегральная наработка водорода при полном окислении слоя пыли с пористостью 0,45 и толщиной 2 мм составит около 450 г/м^2. Поэтому время, требуемое для полного окисления пыли, варьируется для рассмотренных температур в диапазоне 140—1250 с.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ОКИСЛЕНИЯ ПРИ НИЗКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ

При оценке диффузионных потоков в пористой среде необходимо использовать эффективный коэффициент диффузии [10, 11]

$$D_{эф} = D\mu\varphi, \qquad (14)$$

где D — коэффициент диффузии в свободном пространстве; μ — пористость; φ — понижающий коэффициент, учитывающий увеличение пути диффузии из-за его извилистости. Оба этих параметра несколько понижают величину эффективного коэффициента диффузии по сравнению с бинарным коэффициентом диффузии в смеси пар—водород.

При поступлении пара в ВК, особенно с малыми скоростями, в течение длительного времени имеет место ситуация, когда длина свободного пробега λ молекул пара и водорода в пароводородной смеси оказывается больше размера пор r в пылевом слое. В этом случае характер диффузии газов в пористой среде существенно отличается от молекулярного. Пар диффундирует независимо от водорода с коэффициентом диффузии порядка $D_c \approx \frac{1}{3} V_T r$ (V_T — тепловая скорость молекул пара).

То же самое касается и коэффициентов теплопроводности κ и температуропроводности χ, причём $\chi \sim D_c$. В общем случае коэффициенты переноса должны вычисляться с помощью интерполяции между молекулярным и «капиллярным» выражениями.

Следует отметить ещё одну особенность теплопередачи в пылевом слое. Хотя теплопроводность как бериллия [22], так и оксида бериллия [23] много выше теплопроводности газа, тепло переносится, по существу, газовой фазой, поскольку контактная передача тепла между пылинками мала из-за отсутствия сжимающих нагрузок и радиационная теплопроводность также мала [11]. Действительно, пылевой слой можно грубо представить как систему $N \approx \Delta/r \approx 10^3$ поверхностей, между которыми происходит переизлучение, и коэффициент лучистой теплопроводности такой системы порядка $\kappa_R \sim 4\sigma\varepsilon T^3/N \sim 1{,}2\cdot10^{-3}$ Вт/м/К $<< \kappa_{gas}$. Однако в присутствии газа хорошо проводящие твёрдые частицы существенно усиливают теплопередачу по сравнению с собственной теплопроводностью газа. В [11] дано выражение для общей теплопроводности слоя пыли с наполняющим его газом с учётом вклада высокой теплопроводности твёрдых частиц:

$$\kappa = \Lambda\kappa_0, \tag{15}$$

где κ_0 — теплопроводность газа вне пористой среды при тех же условиях; Λ — поправочный коэффициент, связанный с вкладом в теплопередачу твёрдых частиц и зависящий от пористости и отношения теплопроводностей фаз [11]. При использованных для оценок параметрах пылевого слоя в соответствии с [11] для металлического слоя фактор $\Lambda_1 \approx 6{,}9$, а для оксидного $\Lambda_2 \approx 6{,}3$.

УПРОЩЁННАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В бинарной смеси пар—водород диффузионный поток, строго говоря, зависит от градиента температуры, а тепловой поток — от градиента концентрации [24]. Вклад «перекрёстных членов» в рассматриваемых условиях (T ~ 273—2000 K, мольная доля компонентов ~0—1) не превышает 30—40%. В то же время в задаче есть существенные неопределённости, связанные с распределением размеров частиц пылевого слоя, характером диффузии газов в пористой среде слоя в разных режимах, скорости окисления пылинок. Поэтому учёт этих членов был бы превышением точности рассматриваемой модели. Разумным представляется упрощённый подход, при котором производные в уравнениях диффузии и теплопроводности без учёта перекрёстных членов заменяются алгебраическими разностными соотношениями с усреднёнными коэффициентами.

Определение концентрации пара. При таком подходе, например, диффузионный поток пара к зоне реакции (см. рис. 1) в случае $\lambda << r$ в соответствии с [23] может быть приближенно выражен как

$$j = j_{\mathrm{sb}} = (DC_\Sigma)_{\mathrm{sb}} \frac{c_{\mathrm{sv}} - c_{\mathrm{bv}}}{X} = \frac{(DC_\Sigma)_{\mathrm{sb}}}{XC_{\mathrm{s}\Sigma}} \left(C_{\mathrm{sv}} - C_{\mathrm{bv}} \frac{T_{\mathrm{b}}}{T_{\mathrm{s}}} \right) \text{ (моль/(м}^2\cdot\text{с))}, \tag{16}$$

где C_Σ — суммарная концентрация компонентов; $c_{\mathrm{sv}} = C_{\mathrm{sv}}/C_\Sigma$, $c_{\mathrm{bv}} = C_{\mathrm{bv}}/C_\Sigma$ — относительные концентрации (мольные доли); D — коэффициент диффузии; $(DC_\Sigma)_{\mathrm{sb}}$ — среднее значение произведения на участке $0 < x < X$, равное $0{,}5(D_{\mathrm{s}}(C_{\mathrm{sv}} + C_{\mathrm{sh}}) + D_{\mathrm{b}}(C_{\mathrm{bv}} + C_{\mathrm{bh}}))$ (здесь и в дальнейшем двойными индексами «as» обозначаются средние значения величин во внешней атмосфере; «sb» — между внешней поверхностью слоя и зоной реакции; «bw» — между зоной реакции и поверхностью подложки). Величина бинарного коэффициента диффузии пар—водород слабо зависит от состава смеси [25]. В противоположном случае кнудсеновского течения $\lambda >> r$

$$j = j_{\mathrm{sb}} = D_{\mathrm{av}} \frac{C_{\mathrm{sv}} - C_{\mathrm{bv}}}{X}, \tag{17}$$

где $D_{\mathrm{av}} = 0{,}5(D_{\mathrm{s}} + D_{\mathrm{b}})$. В общем случае поток определяется интерполяцией предельных выражений.

Так же может быть представлен диффузионный поток через атмосферный пограничный слой:

$$j = j_{\mathrm{as}} = (DC_\Sigma)_{\mathrm{as}} \frac{c_{\mathrm{av}} - c_{\mathrm{sv}}}{\Delta_{\mathrm{a}}} = \frac{(DC_\Sigma)_{\mathrm{as}}}{\Delta_{\mathrm{a}} C_{\mathrm{s}\Sigma}} \left(C_{\mathrm{s}\Sigma} - C_{\mathrm{sv}} \right) \text{ (моль/(м}^2\cdot\text{с))}, \tag{18}$$

где учтено, что $c_{\mathrm{av}} = 1$; $(DC_\Sigma)_{\mathrm{as}}$ — среднее значение произведения DC_Σ во внешнем пограничном слое. Это произведение зависит только от температуры приблизительно как $T^{0{,}75}$ и не зависит от концентрации [24], поэтому может быть представлено как

$$(DC_\Sigma)_{\mathrm{as}} = D_{\mathrm{s}} C_{\mathrm{s}\Sigma} \vartheta,\ \vartheta = 1/2 \left(1 + \left(\frac{T_{\mathrm{a}}}{T_{\mathrm{s}}} \right)^{0{,}75} \right) \approx 0{,}65 \text{ (при } T_{\mathrm{s}} = 1400 \text{ K},\ T_{\mathrm{a}} = 273 \text{ K}). \tag{19}$$

Из уравнения (3) следует, что ширина зоны реакции порядка $\delta \approx (D/k)^{1/2}$ (см. рис. 2), а диффузионный поток пара к этой зоне есть

$$j = j_{\mathrm{bu}} = (DC_\Sigma)_{\mathrm{bu}} \frac{c_{\mathrm{bv}} - c_{\mathrm{uv}}}{\delta} = \frac{(D\,C_\Sigma)_{\mathrm{bu}}}{C_{\mathrm{s}\Sigma}} \frac{C_{\mathrm{bv}}}{\delta},\ (c_{\mathrm{uv}} = 0). \tag{20}$$

С другой стороны, этот же поток в силу квазистационарности равен потоку через окисленную область (см. рис. 1) шириной X и выражается формулой (8). Он также равен потоку через внешний пограничный слой, который выражается аналогичной формулой (18).

Определение температуры. Для определения температуры в разных точках пылевого слоя используются следующие соотношения:

— общий баланс тепловыделения и теплоотвода к границам слоя

$$W = jQ = \kappa_{bw}\frac{T_b - T_w}{\Delta - X} + \kappa_{sb}\frac{T_b - T_s}{X}\ \text{(Вт/м}^2\text{)}, \tag{21}$$

где Q — тепловой эффект реакции; κ_{bw} — среднее значение коэффициента теплопроводности на участке между зоной реакции и подложкой; κ_{sb} — средняя теплопроводность между зоной реакции и внешней поверхностью слоя. Первый член в правой части — плотность потока тепла к подложке; второй член — плотность потока тепла к внешней границе слоя;

— условие непрерывности потока тепла на внешней границе пылевого слоя

$$\kappa_{as}\frac{T_s - T_a}{\Delta_a} = \kappa_{sb}\frac{T_b - T_s}{X}, \tag{22}$$

где κ_{as} — среднее значение коэффициента теплопроводности во внешнем пограничном слое.

Скорость перемещения зоны реакции. Скорость перемещения зоны реакции может быть оценена следующим образом. При продвижении фронта реакции на расстояние dZ за время dt произойдёт окисление $C_{Be}\,dZ$ молей Be на 1 м^2 поверхности слоя (C_{Be} — средняя мольная плотность бериллия в пылевом слое). Количество окисленных молей Be (на 1 м^2) равно jdt (окисление 1 моля Be требует 1 моля пара), а увеличение толщины окисленного слоя $dX = \psi dZ$. Таким образом:

$$\frac{dZ}{dt} = \frac{j}{C_{Be}};\ \frac{dX}{dt} = \psi\frac{dZ}{dt}. \tag{23}$$

К приведённым уравнениям (16), (18), (20)—(23) нужно добавить ещё условие отсутствия градиента давления, из которого, в частности, следует равенство $C_{av}T_a = C_{s\Sigma}T_s$. Это условие и шесть перечисленных уравнений представляют систему для определения семи неизвестных C_{sv}, C_{bv}, $C_{s\Sigma}$, j, T_b, T_s, X при заданных $C_{av}(t)$, T_a, T_w, Δ, Δ_a. Ширина пограничного слоя атмосферы Δ_a зависит от гидродинамических условий на поверхности слоя и в разных случаях может быть задана в качестве входного параметра. После этого данная модель на основе решения указанной системы уравнений позволяет получить значения всех переменных как функций времени, в частности, скорость и время полного окисления слоя.

Предложенная модель (уравнения (16), (18), (20)—(23)) может, в принципе, описывать процесс окисления не только бериллия, но и других материалов. Для настройки на требуемый материал необходимо задание скорости реакции в зависимости от температуры, концентрации пара, а также характеристик пылевого слоя: пористость, размеры частиц, объём продуктов реакции и др. Модель применима для расчёта окисления различных марок бериллия как отечественного, так и зарубежного производства. В этом смысле разработанная модель является универсальной. Отметим также, что ожидается относительно небольшое отличие основных параметров, относящихся к окислению, для различных марок бериллия, о чём упоминалось ранее.

ЧИСЛЕННАЯ ОЦЕНКА СКОРОСТИ ОКИСЛЕНИЯ БЕРИЛЛИЕВЫХ ЧАСТИЦ В ПЫЛЕВОМ СЛОЕ

Предполагая, что скорость собственно химической реакции окисления бериллия описывается уравнениями (3), (13) [10, 11], оценим характерное время окисления бериллия в пылевом слое для конкретного случая.

В качестве примера используем параметры пылевого слоя, рассмотренные в [11]: толщина слоя Δ = 2 мм; средний размер частиц пыли r = 2 мкм; средняя плотность ρ = 1 г/см^3; пористость μ = 0,45; коэффициент уменьшения скорости диффузии из-за увеличения пути диффузии за счёт извилистости φ = 0,5; удельная поверхность пылевых частиц в слое на 1 кг пыли s_D = 1630 м^2/кг; начальная температура на поверхности слоя T_s = 1400 К; температура поверхности подложки T_w = 500—1000 К. Численные оценки далее сделаны в предположении, что пористости и извилистости окисленного и неокисленного слоёв равны (μ и φ), а величина $\psi \sim 1$.

Процесс окисления сильно зависит от размера течи и от геометрии ВК, определяющих скорость роста давления пара и условия тепло- и массопереноса на поверхности пыли. Для оценок будем считать объём вакуумной камеры ИТЭР $\Omega = 1727$ м^3, площадь сечения ВК, нормального к тороидальной оси, $S \approx 50$ м^2.

Рассмотрим аварийную ситуацию с большой течью теплоносителя из системы охлаждения в ВК, когда площадь разрыва в системе составляет 0,1 м^2. Расход пароводяной смеси, оцененный по модели двухфазного критического истечения [26], составляет $J = 9{,}4\cdot10^3$ моль/с, скорость роста концентрации пара в объёме Ω ВК $\dot{C}_{\mathrm{av}} = J/\Omega = 5{,}4\cdot10^{-3}$ моль/(м$^3\cdot$с) в предположении, что капли воды мгновенно испаряются. Предполагается, что рассматриваемый пылевой слой находится на расстоянии $L = 10$ м в направлении тороидальной оси от места течи. Он представляет собой малый участок гладкой плоской поверхности, обтекаемой потоком газа со скоростью V.

Параметры парового потока вблизи поверхности пылевого слоя. Рассмотрим гидродинамические условия на внешней границе пылевого слоя. Пар из течи распространяется, заполняя камеру вдоль тороидальной оси по обе стороны от места разрыва. Скорость течения пара может быть оценена как $V(t) \approx \dfrac{1}{2}\dfrac{J}{SC_{\mathrm{av}}(t)}$, где S — площадь сечения ВК, нормального тороидальной оси; множитель 1/2 использован для учёта того, что поток пара равномерно расходится вдоль оси в обе стороны от течи. Эта скорость снижается со временем из-за увеличения концентрации пара в камере.

Локальное число Рейнольдса потока равно $\mathrm{Re} = VL/\nu$ (ν — вязкость пара при концентрации $C(t)$ и температуре T_{a}). По числу Рейнольдса может быть определено локальное сопротивление ξ из соотношения [27, 28]

$$\sqrt{\frac{0{,}34}{\xi}} = \ln(\xi\,\mathrm{Re}), \tag{24}$$

после чего определяются динамическая скорость $u^* = V(\xi/2)^{1/2}$, толщина вязкого подслоя $\Delta_\nu \approx 10\nu/u^*$ и полная толщина турбулентного пограничного слоя $\Delta_{\mathrm{T}} \approx 0{,}3L(\xi)^{1/2}$ [27, 28].

В соответствии с [28] диффузионный поток (в данном случае поток пара в пароводородной смеси) через турбулентный пограничный слой может быть оценен как чисто молекулярный поток через некоторый слой с эффективной толщиной

$$\Delta_{\mathrm{a}} \approx \Delta_\nu\left(1+\frac{\beta}{10\alpha\,\mathrm{Pr}}\ln\left(\frac{\Delta_{\mathrm{T}}}{\Delta_\nu}\right)\right), \tag{25}$$

где $\mathrm{Pr} = \nu/D$ — диффузионное число Прандтля; $\alpha = 0{,}4$ — постоянная Кармана; β — эмпирическая константа.

Отметим, что число Рейнольдса не зависит в данном случае от времени, так как и скорость V, и кинематическая вязкость газа ν обратно пропорциональны его концентрации. Вместе с Re ширина диффузионного пограничного слоя Δ_{T}, а также Δ_ν и Δ_{a} не зависят от времени при увеличении концентрации пара.

Оценка скорости реакции. Проведём оценку параметров пограничного слоя газовой атмосферы. Число Рейнольдса для потока пара, заполняющего ВК, приблизительно равно $\mathrm{Re} \approx 1{,}8\cdot10^6$. Коэффициент сопротивления в этом случае порядка $\xi \approx 0{,}004$, толщина вязкого подслоя $\Delta_\nu \sim 1{,}3$ мм, полная толщина турбулентного пограничного слоя порядка $\Delta_{\mathrm{T}} \sim 0{,}18$ м. Эффективная ширина турбулентного диффузионного пограничного слоя, рассчитанная по (25), составляет $\Delta_{\mathrm{a}} \sim 3$ мм. Диффузионное число Прандтля ($\mathrm{Pr} \approx 0{,}87$), входящее в (25), оценено для пароводородной смеси с равными мольными долями при температуре $T \approx 850$ К, средней между температурой в ядре потока и начальной температурой вблизи поверхности слоя пыли.

Характерное время окисления, как будет показано, много больше времени наполнения камеры вплоть до атмосферного давления (несколько секунд), так что процесс окисления будет проходить, в основном, в молекулярном режиме.

Из условия непрерывности потока тепла на внешней границе слоя (22) следует

$$T_\mathrm{b} - T_\mathrm{s} = \frac{X}{\Delta_\mathrm{a}} \frac{\kappa_\mathrm{as}}{\kappa_\mathrm{sb}} (T_\mathrm{s} - T_\mathrm{a}). \tag{26}$$

Коэффициент теплопроводности зависит только от температуры приблизительно как $T^{0,75}$ [24], поэтому среднее значение κ_as аналогично (19) можно выразить как $\kappa_\mathrm{as} = \kappa_\mathrm{s}\vartheta$, где ϑ определяется из (19). Коэффициент κ_sb внутри слоя согласно (15) есть $\kappa_\mathrm{sb} = \kappa_\mathrm{s}\Lambda_2$, так что $\kappa_\mathrm{as}/\kappa_\mathrm{sb} = \vartheta/\Lambda_2 << 1$, и при $X < \Delta_\mathrm{a}$ $(T_\mathrm{b} - T_\mathrm{s}) << (T_\mathrm{s} - T_\mathrm{a})$. Поэтому можно считать, что $T_\mathrm{s} \approx T_\mathrm{b}$.

Из условия равенства диффузионных потоков по разные стороны границы зоны реакции, выражающихся формулами (16) и (20), получаем

$$\frac{(D\,C_\Sigma)_\mathrm{sb}}{C_{\mathrm{s}\Sigma}} \frac{C_\mathrm{sv} - C_\mathrm{bv}}{X} = \frac{(D\,C_\Sigma)_\mathrm{bu}}{C_{\mathrm{s}\Sigma}} \frac{C_\mathrm{bv}}{\delta}, \tag{27}$$

откуда $C_\mathrm{bv} = C_\mathrm{sv} \dfrac{\delta}{X+\delta}$; $C_\mathrm{sv} - C_\mathrm{bv} = C_\mathrm{sv} \dfrac{X}{X+\delta}$. Здесь учтено, что во всей области ($0 < x < X + \delta$) концентрация C_Σ и коэффициент диффузии $D = D_\mathrm{sb}$ постоянны в силу постоянства давления и температуры ($T_\mathrm{s} \approx T_\mathrm{b}$) в этой области и предположенного равенства пористости в окисленной и неокисленной частях. При $T = 1400$ K коэффициент диффузии с учётом пористости и извилистости $\mu\varphi \approx 0{,}2$ $D_\mathrm{sb} \approx 2{,}4\cdot10^{-4}$ м^2/с, скорость реакции согласно (13) $k \approx 1{,}6\cdot10^4$ с$^{-1}$, а $\delta = (\mu\varphi D_\mathrm{sb}/k)^{1/2} \approx 0{,}12$ мм.

Поскольку $\delta << \Delta$, а $X \sim \Delta$ в течение большей части времени движения зоны реакции, то для оценки полного времени окисления слоя будем считать, что $\delta << X$ и $C_\mathrm{bv} << C_\mathrm{sv}$, а

$$C_\mathrm{sv} - C_\mathrm{bv} \approx C_\mathrm{sv}. \tag{28}$$

Из условия непрерывности диффузионного потока пара на границе пылевого слоя с атмосферой, приравнивая (18) и (16), получаем

$$(C_{\mathrm{s}\Sigma} - C_\mathrm{sv}) \approx C_\mathrm{sv} \frac{\Delta_\mathrm{a}}{X} \frac{(DC_\Sigma)_\mathrm{sb}}{(DC_\Sigma)_\mathrm{as}} = C_\mathrm{sv} \frac{\Delta_\mathrm{a}}{X} \frac{D_\mathrm{sb}}{D_\mathrm{s}} = \frac{\mu\varphi}{\vartheta} C_\mathrm{sv} \frac{\Delta_\mathrm{a}}{X}. \tag{29}$$

Здесь учтено соотношение (19), а также то, что при отсутствии градиента давления и температуры ($T_\mathrm{s} \approx T_\mathrm{b}$) D_sb и C_Σ постоянны при $x < X + \delta$. При этом $D_\mathrm{sb}/D_\mathrm{s} = \mu\varphi \approx 0{,}2$. Как следует из (29):

$$C_\mathrm{sv} = \frac{C_{\mathrm{s}\Sigma}}{1 + \dfrac{\Delta_\mathrm{a}}{X} \dfrac{\mu\varphi}{\vartheta}}. \tag{30}$$

Скорость перемещения зоны горения находим из (23), а поток пара через внешнюю границу пылевого слоя находим из (16) с учётом (28) и (30). В результате получаем

$$\frac{dX}{dt} \approx \frac{D_\mathrm{sb}}{X} \frac{C_\mathrm{sv}}{C_\mathrm{Be}} = \frac{D_\mathrm{sb}}{X\left(1 + \dfrac{\Delta_\mathrm{a}}{X} \dfrac{\mu\varphi}{\vartheta}\right)} \frac{C_{\mathrm{s}\Sigma}}{C_\mathrm{Be}}. \tag{31}$$

Входящее в (31) произведение $D_\mathrm{sb}C_{\mathrm{s}\Sigma}$, где D_sb — молекулярный коэффициент диффузии, поправленный на пористость и извилистость, не зависит от концентрации $C_{\mathrm{s}\Sigma}$ и, следовательно, не зависит от времени при росте концентрации во время натекания. Это произведение может быть вычислено при любой концентрации, например, 1 моль/м^3 и при температуре T_s. Интегрируя уравнение (31) и приравнивая $X = \Delta$, получаем

$$\left(X + \frac{\mu\varphi}{\vartheta}\Delta_\mathrm{a}\right)^2 - \left(\frac{\mu\varphi}{\vartheta}\Delta_\mathrm{a}\right)^2 = \frac{D_\mathrm{sb}}{X} \frac{C_{\mathrm{s}\Sigma}}{C_\mathrm{Be}} t;\ t = \frac{\Delta^2 + 2\dfrac{\mu\varphi}{\vartheta}\Delta\Delta_\mathrm{a} C_\mathrm{Be}}{D_\mathrm{sb} C_{\mathrm{s}\Sigma}}. \tag{32}$$

Подставляя значения параметров в (32), получим $t \approx 465$ с. Это время значительно больше времени заполнения ВК вплоть до давления ~2,5 атм., соответствующего моменту разрыва предохранительной мембраны вакуумной камеры (~17 с). Скорость окисления будет соответствовать (31) и после этого момента, пока течь не прекратится. После прекращения течи гидродинамические условия, определяющие

ширину атмосферных пограничных слоёв на поверхности пыли, будут задаваться конвективными течениями в ВК.

Температура в зоне реакции. При оценке скорости распространения реакции окисления исходим из предположения, что температура в зоне реакции T_b достаточно велика, так что выполняется условие $\delta \sim (D/k)^{1/2} << \Delta$. Коэффициенты диффузии и концентрации пара рассчитывались для $T_b \approx 1400$ К. Необходимо проверить, в каких условиях выполняются эти предположения. Как будет видно дальше, такая температура слоя будет поддерживаться в начале процесса окисления при температуре подложки $T_w \geq 1000$ К.

Температура в зоне реакции определяется балансом тепловыделения в зоне реакции и охлаждения за счёт теплоотвода к подложке. В уравнении (10) нужно учесть только первый член в правой части (второй член соответствует тепловому потоку на внешнюю границу пылевого слоя, который мал в силу $T_b \approx T_s$). Подставив для входящего в слой потока пара значение j из (18) с учётом (19), получаем

$$jQ = \frac{\vartheta D_s C_{s\Sigma}}{\Delta a} Q = \kappa_{bw} \frac{T_b - T_w}{\Delta - X}, \tag{33}$$

где $Q = 3{,}7 \cdot 10^5$ Дж/моль — тепловой эффект реакции окисления паром на 1 моль бериллия [13] (см. уравнение (12)); κ_{bv} — среднее значение коэффициента теплопроводности между подложкой и зоной реакции $X + \delta < x < \Delta$. Для его оценки нужно учесть, что в этой области находится водород. Коэффициент теплопроводности есть $\kappa = \Lambda_1 \chi C_\Sigma c_p'$, где c_p' — молярная теплоёмкость водорода (Дж/моль/град), χ — его температуропроводность. Произведение χC_Σ не зависит от концентрации и зависит только от температуры приблизительно как $T^{0,75}$ [24]. Поэтому среднее значение коэффициента теплопроводности в указанной области можно получить аналогично (19): $\kappa_{bw} = \Lambda_1 \chi_b C_{b\Sigma} c_p' \vartheta_1;\ \vartheta_1 = 0{,}5(1 + (T_w/T_b)^{0,75}) \approx 0{,}9$ (при $T_w = 1000$ К, $T_b = 1400$ К). Кроме того, ввиду постоянства давления и температуры между внешней поверхностью слоя и зоной реакции ($x < X + \delta$) $C_{s\Sigma} = C_{b\Sigma}$. Подставляя это выражение в (33), получаем

$$T_b = T_w + \frac{Q}{c_p'} \frac{\vartheta g}{\vartheta_1 \Lambda_1} \frac{\Delta - X}{\Delta_a}, \tag{34}$$

где введено обозначение $g = D_s/\chi_b \approx 0{,}43$ (обе величины берутся при одинаковых давлении и температуре $T_s = T_b$). Подставив в (34) значения $Q/c_p' \approx 1{,}3 \cdot 10^4$ К, $\Lambda_1 \approx 6{,}9$, $\vartheta \approx 0{,}65$, $\vartheta_1 \approx 0{,}9$, получим $T_b \approx 1400$ К при $X << \Delta$, что оправдывает сделанное предположение о температуре в начале процесса. При приближении зоны горения к подложке ($X \to \Delta$) температура в зоне горения, а вместе с ней скорость реакции быстро падают, а ширина зоны реакции δ растёт и в какой-то момент станет $\delta > \Delta$. С этого момента скорость окисления будет меньше, чем следует из (31). Таким образом, оценка времени окисления (32) является заниженной, т.е. консервативной с точки зрения скорости выделения водорода. Фактически скорость наработки водорода будет меньше.

Из (34) видно, что температура реакции будет расти с уменьшением Δ_a, т.е. с улучшением условий притока пара.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена инженерная модель для оценки скорости окисления слоёв бериллиевой пыли, которая будет образовываться и накапливаться при работе термоядерного реактора ИТЭР. Окисление может происходить при взаимодействии пыли с паром в результате аварийного прорыва воды из системы охлаждения в вакуумную камеру (авария LOCA) и сопровождаться выделением водорода, что создаёт опасность взрыва.

Модель основана на предположении, что при высоких температурах пыли скорость окисления ограничивается скоростью притока в зону реакции окислителя (пара) путём диффузии в пористой среде пылевого слоя. Представленная модель позволяет определить скорость наработки и количество водорода при заданной интенсивности истечения воды, которая является входным условием для модели.

Проведена численная оценка скорости и времени полного окисления пыли в слое в предположении о том, что гидродинамические условия на границе слоя неизменны и соответствуют процессу заполнения ка-

меры. Полученное таким образом время окисления оказывается больше времени заполнения вакуумной камеры. Можно показать, что это справедливо и для течей других размеров. При рассмотренных здесь параметрах пылевого слоя (толщина 2 мм, плотность 1 г/см^3) его полное окисление будет сопровождаться выделением около 450 г водорода с 1 м^2 со скоростью ~1—2 г/(м^2·с) при температуре в зоне горения 1400 К.

Если же течь прекратится, то с этого момента условия на границе слоя изменятся и будут определяться конвективными движениями газовой среды в ВК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Красильников А.В. и др.** Токамак с реакторными технологиями (TRT): концепция, миссии, основные особенности и ожидаемые характеристики. — Физика плазмы, 2021, т. 47, вып. 11, с. 970—985.
2. **Кутеев Б.В., Шпанский Ю.С. команда DEMO-FNS**. Развитие гибридных систем «Синтез—деление» и их интеграция в ядерную энергетику России. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2021, т. 44, вып. 2, с. 7—14.
3. **ITER** Organization [Электронный ресурс]. Режим доступа: https://www.iter.org/.
4. **Aymar R., Barabaschi P., Shimomura Y.** The ITER design. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, p. 519—565.
5. **Mazzinia G., Kaliatkab T., Porfiric M.T.** Tritium and dust source term inventory evaluation issues in the European DEMO reactor concepts. — Fusion Engineering and Design, 2019, vol. 146, p. 510—513.
6. **Shimada M., Pitts R.A., Ciattaglia S., Carpentier S., Choi C.H., Dell Orco G., Hirai T., Kukushkin A., Lisgo S., Palmer J., Shu W., Veshchev E.** In-vessel dust and tritium control strategy in ITER. — J. of Nuclear Materials, 2013, vol. 438, p. 996—1000.
7. **Пашков А.Ю.** Оценка скорости распыления первой стенки ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, вып. 2, с. 45—52.
8. **García-Cascales J.R., Otón-Martínez R.A., Sánchez-Velasco F.J., Vera-García F., Bentaiby A., Meynet N.** Advances in the characterisation of reactive gas and solid mixtures under low pressure conditions. — Comput. Fluids, 2014, vol. 101, p. 64—87.
9. **Topilski L., Reyes S.** Accident Analysis Report Vol. iii: Hypothetical Event Analysis. Technical Report ITER-D-2E2XAMv4.1, ITER Project. France, 2009.
10. **Merrill Brad J., Moore Richard L., Sharpe J. Phillip.** A preliminary assessment of beryllium dust oxidation during a wet bypass accident in a fusion reactor. — Fusion Engineering and Design, 2009, vol. 84, p. 1285—1288.
11. **Moore Richard L.** Final Report on ITER Task Agreement 81-08. Idaho National Laboratory Idaho Falls, Idaho 83415, March 2008, INL/EXT-08-13894.
12. **Пашков А.Ю.** Оценка возможности образования и взрыва гремучей смеси после аварии с истечением воды и прорывом воздуха в вакуумную камеру ДЕМО-ТИН. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 78—91.
13. **Сорокин С.И., Давыдов Д.А.** Моделирование химического взаимодействия бериллиевой облицовки с водяным паром в замкнутой полости. — Там же, 2004, вып. 1, с. 10—20.
14. **Давыдов Д.А., Холопова О.В., Колбасов Б.Н.** Образование и деградация оксидных плёнок на бериллии. — Там же, 2010, вып. 2, с. 39—49.
15. **Iseli M.** In-vessel hydrogen deflagration and detonation in ITER-FEAT. — Fusion Engineering and Design, 2001, vol. 54, p. 421—430.
16. **Давыдов Д.А., Холопова О.В., Колбасов Б.Н.** Некоторые характеристики воспламенения и горения бериллиевой пыли. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2010, вып. 1, с. 32—41.
17. **García-Cascales J.R., Velasco F.J.S., Otón-Martínez R.A., Espín-Tolosa S., Bentaib A., Meynet N., Bleyer A.** Characterisation of metal combustion with DUST code. — Fusion Engineering and Design. 2015, vol. 98—99, p. 2142—2146.
18. **Nicolás-Pérez Francisco, Velasco F.J.S., Otón-Martínez Ramón A., García-Cascales José R., Bentaib Ahmed Chaumeix Nabiha.** Mathematical Modelling of turbulent combustion of two-phase mixtures of gas and solid particles with a eulerian–eulerian approach: the case of hydrogen combustion in the presence of graphite particles. — Mathematics, 2021, vol. 9, p. 2017; https://doi.org/10.3390/math9172017.
19. **Давыдов Д.А., Бирюков А.Ю., Чехлатов Г.М.** Химическое взаимодействие бериллиевой пыли в щелях и на плоской поверхности с водяным паром. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2002, вып. 3—4, с. 118—125.
20. **Сорокин С.И., Давыдов Д.А.** Исследование константы скорости реакции при окислении водяным паром компактного и пористого бериллия и бериллиевого порошка. — Там же, с. 102—117.
21. **Ovchinnikov I., Komarov A., Kuznetsov V., Titov V.** Real-time measurement of hydrogen generation level during beryllium Dust oxidation by steam depending on the dust arrangement geometry. — Fusion Engineering and Design, 2006, vol. 81, p. 2073—2084.
22. **Чиркин В.С.** Температуропроводность и теплопроводность металлического бериллия. — Атомная энергия, 1966, т. 20, вып. 1, с. 80—82.
23. **Харламов А.Г.** Теплопроводность окиси бериллия в интервале температур 1000—2000 °С. — Там же, 1963, т. 15, вып. 6, с. 517—519.
24. **Франк-Каменецкий Д.А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987. 502 с.
25. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Т. X. Физическая кинетика. — М.: Наука, 1979.
26. **Семенов В.Н., Стародубцева Л.П., Соков Л.М.** Неравновесная модель истечения теплоносителя через трещины в трубах для обоснования концепции «Течь перед разрушением». — Известия Академии наук. Сер. Энергетика, 2004, № 2, с. 101—107.
27. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.
28. **Левич В.Г.** Физико-химическая гидродинамика. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1959. 699 с.

Александр Дмитриевич Васильев, с.н.с., к.ф.-м.н., лаборатория теоретической физики; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, Большая Тульская ул. 52, Россия
vasil@ibrae.ac.ru

Кирилл Сергеевич Долганов, к. техн. н., заведующий лабораторией анализа запроектных аварий на АЭС; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, Большая Тульская ул. 52, Россия
dolganov@ibrae.ac.ru

Аркадий Евгеньевич Киселёв, д. техн. н., заведующий отделением анализа безопасности ядерных энергетических установок; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, Большая Тульская ул. 52, Россия
ksv@ibrae.ac.ru

Леонид Владимирович Матвеев, д.ф.-м.н., директор Института проблем безопасного развития атомной энергетики; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, Большая Тульская ул. 52, Россия
matweev@ibrae.ac.ru

Владимир Николаевич Семёнов, д. техн. н., заместитель заведующего отделением анализа безопасности ядерных энергетических установок; ИБРАЭ РАН, 115191 Москва, Большая Тульская ул. 52, Россия
semenov@ibrae.ac.ru

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 37—49.

УДК 621.039.616, 621.039.619

СРАВНЕНИЕ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ ТОКАМАКА КТМ С ОПЕРАЦИОННЫМИ ПРЕДЕЛАМИ УСТАНОВКИ

Н.А. Кирнева[1, 2], А.М. Белов[1], Д.А. Ольховик[3], Д.В. Рыжаков[1], Д.С. Сергеев[1], М.Л. Субботин[1], И.Л. Тажибаева[3], П.П. Хвостенко[1], Б.Ж. Чектыбаев[3]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[2]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*
[3]*Институт атомной энергии Национального ядерного центра Республики Казахстан, Курчатов, Республика Казахстан*

В статье приведены оценки рабочей области токамака КТМ по плотности и току плазмы для омических режимов, исходя из проектных параметров машины. На диаграмму (n_e, I_p) нанесены параметры разрядов, полученных в экспериментах 2021 г. Отмечено увеличение рабочих значений тока плазмы и достижение граничных значений фактора запаса устойчивости $q \sim 4$. Показано, что продвижение в область более высоких токов плазмы в реализованном диапазоне плотностей ведёт к достижению предела по развитию пучков ускоренных электронов. В соответствии с этим увеличение рабочих значений плотности плазмы является одной из целей следующей экспериментальной кампании на токамаке КТМ.

Ключевые слова: область операционных параметров, ток плазмы, длительность импульса.

COMPARISON OF KTM TOKAMAK WORKING PARAMETERS WITH THE OPERATION LIMITS OF THE MACHINE

N.A. Kirneva[1, 2], A.M. Belov[1], D.A. Olkhovik[3], D.V. Ryzhakov[1], D.S. Sergeev[1], M.L. Subbotin[1], I.L. Tazhibayeva[3], P.P. Khvostenko[1], B.Zh. Chektybayev[3]

[1]*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*
[2]*National Research Nuclear University MEPhI, Kashirskoe Sh., Moscow, Russia*
[3]*Institute of Atomic Energy of National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan, Kurchatov, Republic of Kazakhstan*

Estimation of the KTM tokamak working area in terms of the plasma density and plasma current is presented for ohmic discharges basing on the design parameters of the machine. The (n_e, I_p) diagram contains the discharges obtained in the autumn campaign of 2021. Increase of the operating values of the plasma current and achieving the value of the edge safety factor $q \sim 4$ are marked. It has been shown that the transition to the region of higher plasma currents in the realized density range leads to the approaching the limit on the development of the beams of runaway electrons. Accordingly, increase of the plasma density operating values is one of the objectives of the next experimental campaign on the KTM tokamak.

Key words: operation area, plasma current, pulse duration.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-50-54

ВВЕДЕНИЕ

Токамак КТМ — Казахстанский токамак материаловедческий — установка среднего размера, основными задачами которой являются [1] исследования взаимодействия плазмы с первой стенкой:

— тестирование различных материалов первой стенки;

— анализ влияния плазменных потоков на разрушение поверхности;

— изучение физики дивертора, тестирование различных видов диверторных пластин в условиях реальных потоков тепла и частиц из плазмы токамака.

Кроме того, в [1] отмечается, что конструктивной особенностью токамака КТМ является малое аспектное отношение $A = 2$. Установка занимает промежуточное положение между традиционными ($A > 2$) и сферическими ($A < 2$) токамаками. В таблице приведены проектные параметры токамака КТМ вместе с

Параметры токамака КТМ в сравнении с параметрами традиционных и сферических токамаков

Параметр	TCV [2]	Т-11М [3]	КТМ [1]	NSTX-U [4, 5]	MAST-U [6, 7]
Ток плазмы I_p, МА	0,8	0,12	0,75	2,0	2,0
Большой радиус R_0, м	0,88	0,7	0,90	0,93	0,85
Малый радиус a, м	0,25	0,2	0,45	0,62	0,65
Аспектное отношение	3,5	3,5	2	1,5	1,31
Вытянутость k	≤2,05	1	1,7	2,1—2,9	2
Треугольность δ	–0,7— +0,7	0	0,1—0,2	0,2—0,7	0,45
Тороидальное магнитное поле $B_т$, Тл	1,0—1,46	1,5	1	1	0,92

параметрами традиционных токамаков TCV (Швейцария) и Т-11М (Россия) и сферических токамаков MAST-U (Великобритания) и NSTX-U (США). Выбор этих установок для сравнения связан с тем, что они имеют очень близкие геометрические размеры и возможность получения режимов с одинаковым значением тороидального магнитного поля, основное отличие заключается в величине аспектного отношения. Таким образом, при задании идентичных параметров разряда на этих установках можно выделять эффекты, зависящие именно от аспектного отношения. В связи с этим изучение различных режимов удержания плазмы в КТМ также представляет специальный интерес.

В этой статье очерчена область рабочих параметров установки КТМ в омических режимах для разной формы плазменного шнура и продемонстрировано достигнутое расширение рабочей области токамака КТМ в ходе совместных экспериментов с участием сотрудников НИЦ «Курчатовский институт» в осенней экспериментальной кампании 2021 г. Отметим здесь, что увеличение параметров разряда связано как с проведением работ по оптимизации сценария плазменного разряда, так и с проведением комплексных технических работ на токамаке КТМ по повышению точности измерения и управления, а также по внедрению и использованию системы управления плазмой.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ РАБОЧИХ ПАРАМЕТРОВ

В обсуждаемых разрядах осенней кампании 2021 г. сценарий формы разряда предполагал получение плазменного шнура с круглым поперечным сечением. Однако жёсткий контроль соответствия формы плазмы заданному сценарию не был реализован. Поскольку установка КТМ — токамак с низким аспектным отношением, то в соответствии с [8] форма поперечного сечения плазменного шнура должна стремиться к естественной вытянутости $k_{\text{nat}} \sim 1+A^{-2}$ [9]. Для установки с аспектным отношением $A = 2$ получаем $k_{\text{nat}} = 1{,}25$. Это не противоречит результатам видеонаблюдения в процессе разряда (рис. 1).

Величина тороидального магнитного поля в разрядах составляла $B_{\text{T}} = 0{,}9$ Тл.

Границы рабочей области установки определялись аналогично тому, как это делалось в [10, 11]. В области низких плотностей граница рабочей области определялась пределом Разумовой по развитию пучков убегающих электронов n_{Raz}. В области высоких плотностей диапазон рабочих параметров ограничивался меньшим из двух значений — пределом Гринвальда n_{Gw} или пределом Мураками n_{M}. Рабочий диапазон токов разряда ограничивался сверху достижением $q = 2$ на границе плазменного шнура, если соответствующий $q = 2$ ток не превосходит проектного значения. Для определения величины q использовалась формула $q = \dfrac{5a^2 B_{\text{T}}}{I_{\text{p}} R_0} f_1(k) f_2(A)$, где $f_1(k) = \dfrac{1+k^2}{2}$; $f_2(A) = \dfrac{1{,}17 - 0{,}65/A}{(1-A^{-2})^2} = 1{,}5$; a — малый радиус плазменного шнура, м; B_{T} — тороидальное магнитное поле, Тл; I_{p} — ток плазмы, МА; R_0 — большой радиус тора, м; k — вытянутость плазмы. Подстановка геометрических параметров, приведённых в таблице для установки КТМ, и $B_{\text{T}} = 0{,}9$ Тл позволяют получить величины тока плазмы, соответствующие граничному значению $q = 2$. Для плазмы с $k = 1{,}25$ $I_{\text{p}}(q = 2) = 970$ кА, для плазмы с вытянутостью $k = 1{,}7$ $I_{\text{p}}(q = 2) = 1{,}4$ МА. Поскольку максимальное проектное значение тока составляет 750 кА (см. таблицу), то ток плазмы будет ограничиваться этим значением, что соответствует $q \approx 2{,}1$ на границе для плазмы круглого сечения, $q \approx 2{,}5$ на границе для $k = 1{,}25$ и $q \approx 4$ для $k = 1{,}7$.

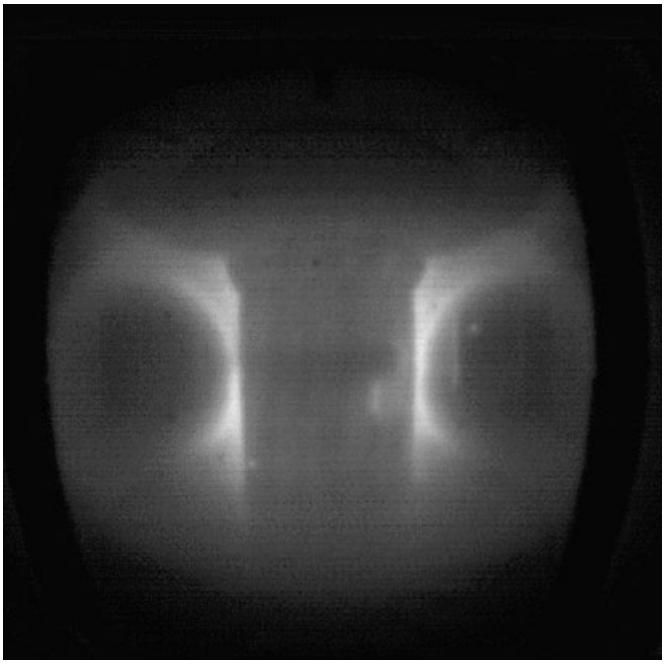


Рис. 1. Свечение плазмы в импульсе 4442, $t = 269{,}7$ мс

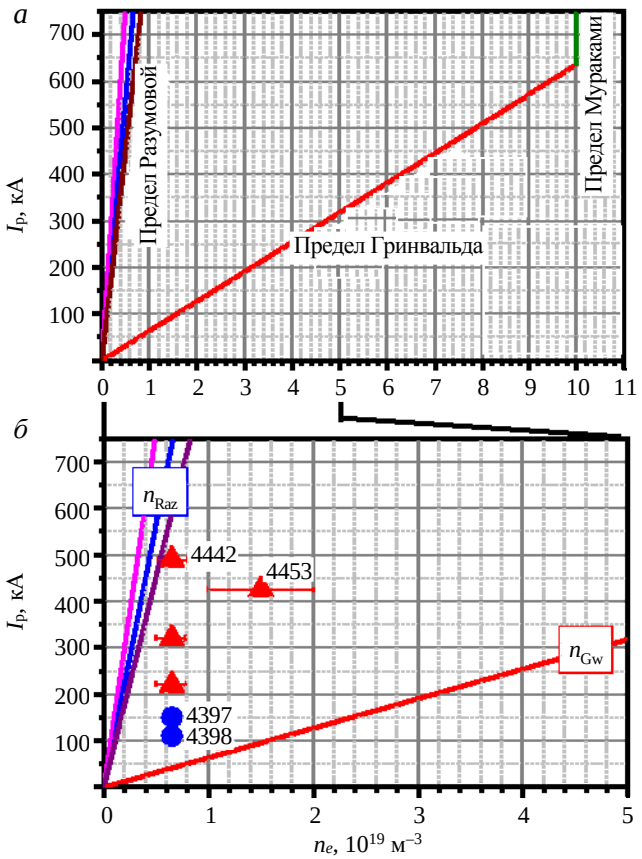


Рис. 2. Расчётная область операционных параметров токамака КТМ при B_T = 0,9 Тл и разных значениях вытянутости плазмы: k = 1,0 (– –), k = 1,25 (– –), k = 1,7 (– –) (*а*), и опорные импульсы: ● — данные из летней экспериментальной кампании 2021 г.; ▲ — осенняя кампания 2021 г. (номера опорных импульсов подписаны в поле рисунка) (*б*)

На рис. 2, *а* показаны границы рабочей области установки КТМ при B_T = 0,9 Тл для трёх значений вытянутости плазмы: k = 1, 1,25 и 1,7. Вплоть до значений плотности $n_e = 10 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$, что соответствует току плазмы $I_р \approx 600$ кА, предельное значение плотности определяется пределом Гринвальда. Величина $n_e = 10 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$ — предел Мураками ($n_M = B_T$[Т]/R[м]) для B_T = 0,9 Тл — ограничивает плотность при $I_р > 600$ кА.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2, *б* на рабочую область установки точками нанесены результаты, полученные в осенней экспериментальной кампании 2021 г. Для более наглядного представления достигнутых экспериментальных параметров плотность на графике ограничена значением $n_e = 5 \cdot 10^{19}$ м$^{-3}$. Для представления отобраны разряды с наибольшими достигнутыми значениями тока и плотности. Для сравнения приведены импульсы из летней кампании 2021 г. Увеличение тока плазмы от 150 кА (в летней кампании) до ~490 кА (в осенней кампании) соответствует уменьшению граничного значения фактора запаса устойчивости от q ~ 13 до q ~ 4 при расчёте на естественную вытянутость плазмы (рис. 3). Осциллограммы тока плазмы в опорных разрядах показаны на рис. 4.

На рис. 2, *б* видно, что увеличение тока приблизило рабочие точки КТМ к границе по убегающим электронам (к пределу Разумовой). Имеющиеся данные не дают оснований ожидать существенной доли тока пучка в измеренном значении тока плазмы: свечение плазмы, регистрируемое видеокамерами (пример показан на рис. 1), показывает, что плазменный шнур занимает широкую область и нет светящихся образований на внешнем обводе тора, которые могли бы свидетельствовать о выходе пучка убегающих электронов. Тем не менее для дальнейших экспериментов одной из приоритетных задач следует рассматривать увеличение плотности плазмы в разряде.

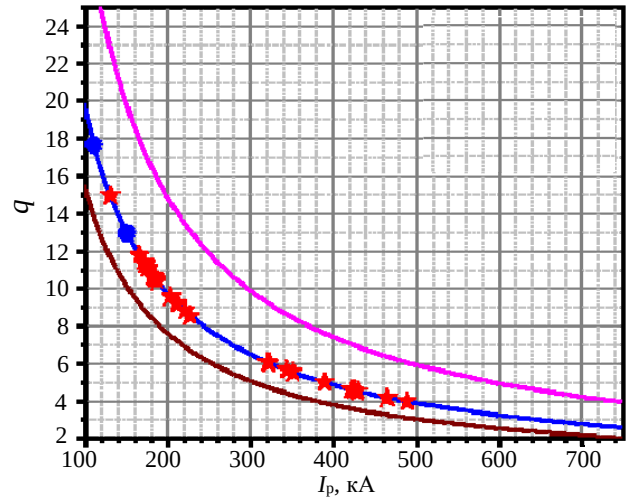


Рис. 3. Соответствие между значением фактора запаса устойчивости на границе и значением тока плазмы при разных значениях вытянутости плазменного шнура для рабочей области токамака КТМ, показанной на рис. 2: k = 1,0 (– –), k = 1,25 (– –), k = 1,7 (– –)

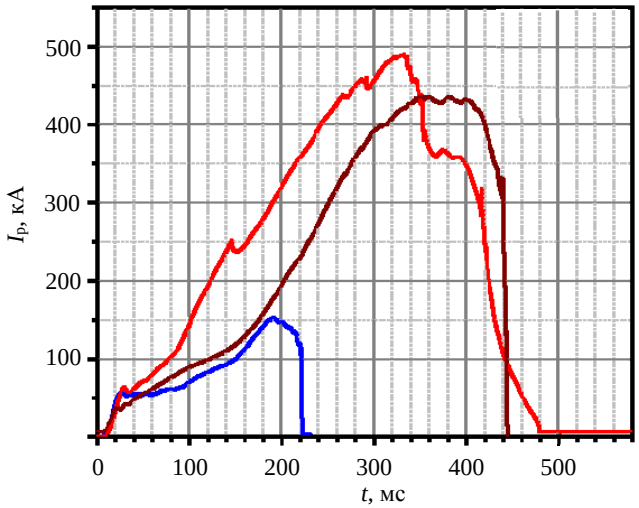


Рис. 4. Осциллограммы тока плазмы в опорных импульсах летней (№ 4397 (– –)) и осенней (№ 4442 (– –), № 4453 (– –)) кампаний 2021 г.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье приведены оценки диапазона допустимых значений плотности и тока плазмы в токамаке КТМ для проектных параметров установки. Проведено сопоставление границ рабочей области с результатами, полученными в ходе экспериментов 2021 г. Достигнутые значения разрядного тока 350 кА и выше соответствуют продвижению в область граничных значений фактора запаса устойчивости $q \sim 4$—6, что при удлинении импульса и получении выраженного плато тока позволит проводить широкий набор экспериментов в соответствии с программой, изложенной в [1], и сопоставление данных КТМ с результатами других установок. Показано, что в режимах с низкой вытянутостью плазмы ($k = 1$—1,25) экспериментальные значения плотности приближаются к пределу по убегающим электронам. Это обусловливает необходимость увеличения плотности плазмы в плазменных разрядах следующих экспериментальных кампаний. Импульс 4453 ($q \approx 4{,}4$) может стать опорным режимом для продвижения в область более высоких плотностей и больших длительностей импульса.

Авторы благодарят команду токамака КТМ (Институт атомной энергии НЯЦ Республики Казахстан) за подготовку и проведение экспериментов, а также сотрудников НИЦ «Курчатовский институт» за участие в совместных экспериментах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант № 075-15-2021-952) и Министерства энергетики Республики Казахстан по бюджетной программе на 2021—2023 гг. № BR09158585 «Научно-техническое обеспечение экспериментальных исследований на казахстанском материаловедческом токамаке КТМ».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Tazhibayeva I.L. et al.** KTM Experimental complex project status. — Fusion Science and Technology, April 2005, vol. 47, p. 746—750.
2. **Hofmann F. et al.** — Plasma Phys. Control Fusion, 1994, vol. 36, B277.
3. **Mirnov S.V. et al.** — Nucl. Fusion, 2011, vol. 51, 073044.
4. **Menard J.E. et al.** — Ibid., 2017, vol. 57, 102006.
5. **Menard J.E. et al.** — Ibid., 2012, vol. 52, 083015.
6. **Harrison J.R. et al.** — Ibid., 2019, vol. 59, 112011.
7. **Cunningham G.** — Fus. Eng. and Design, 2013, vol. 88, p. 3238.
8. **Арцимович Л.А., Шафранов В.Д.** — Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 72—76.
9. **Глухих В.А., Беляков В.А., Минеев А.Б.** Физико-технические основы управляемого термоядерного синтеза. Учебное пособие. — СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2006. 347 с.
10. **Кирнева Н.А. и др. —** ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2020, т. 43, вып. 1, с. 64—74.
11. **Кирнева Н.А. и др.** — Там же, вып. 3, с. 90—100.

Наталья Александровна Кирнева, начальник лаборатории, к.ф.-м.н., лауреат премий им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; доцент кафедры «Физика плазмы»; НИЯУ МИФИ, 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
e-mail: Kineva_NA@nrcki.ru

Александр Михайлович Белов, с.н.с., к.ф.-м.н., лауреат премии им. Л.А. Арцимовича РАН, ветеран атомной энергетики и промышленности; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: Belov_AM@nrcki.ru

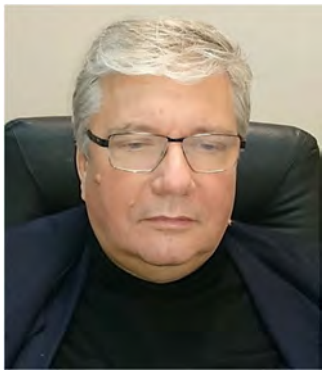
Дмитрий Анатольевич Ольховик, начальник комплекса-главный инженер токамака КТМ; Филиал ИАЭ РГП НЯЦ РК, Институт атомной энергии НЯЦ РК, 071100 Курчатов, ул. Бейбит атом 10, ВКО, Республика Казахстан
e-mail: Olkhovik@nnc.kz

Дмитрий Владимирович Рыжаков, с.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: ryjakovdv@gmail.com

Дмитрий Сергеевич Сергеев, н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: Liceist1511@yandex.ru

Михаил Леонидович Субботин, заместитель руководителя ККТЭиПТ, ветеран атомной энергетики и промышленности, награждён ведомственным знаком отличия ГК «Росатом» «Академик И.В. Курчатов» 2-й и 3-й степеней, Почётный работник науки и техники Российской Федерации; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: Subbotin_ML@nrcki.ru

Ирина Лашкаровна Тажибаева, главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., профессор; Филиал ИАЭ РГП НЯЦ РК, Алматы, ул. Л. Чайкиной 4, Республика Казахстан
e-mail: tazhibayeva@ntsc.kz



Петр Павлович Хвостенко, научный руководитель ККТЭиПТ, д. техн. н., лауреат премий им. И.В. Курчатова и А.П. Александрова, ветеран атомной энергетики и промышленности, награждён ведомственными знаками отличия ГК «Росатом»; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
e-mail: Khvostenko_PP@nrcki.ru

Бауржан Жамбулович Чектыбаев, начальник отдела термоядерных исследований, PhD; Филиал ИАЭ РГП НЯЦ РК, 071100 Курчатов, ул. Бейбит атом 10, ВКО, Республика Казахстан
e-mail: chektybaev@nnc.kz

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2021 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 50 —54.

УДК 533.9.082.5

ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ИСПЫТАНИИ МАКЕТОВ ПЕРВОЙ СТЕНКИ ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА В УСТАНОВКЕ ПЛМ

Д.И. Кавыршин[1,3], В.П. Будаев[1,2], С.Д. Федорович[1], А.В. Карпов[1,2], В.Ф. Чиннов[3], М.В. Лукашевский[1], В. Чан Куанг[1], Е.А. Муравьева[1,3], А.С. Мязин[1,3], А.Г. Агеев[4]

[1]*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия*
[2]*НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия*
[3]*ФГБУН Объединенный институт высоких температур Российской академии наук (ОИВТ РАН), Москва, Россия*
[4]*АО «Всероссийский научно-исследовательский институт радиотехники» (АО «ВНИИРТ»), Москва, Россия*

Объектом исследования в данной работе выступает плазма гелия низкого давления с магнитным удержанием на экспериментальном стенде МЭИ — «плазменном линейном мультикаспе» (ПЛМ). Данная установка предназначена для испытания тугоплавких материалов и макетов элементов первой стенки в обеспечение отечественной программы создания термоядерного реактора (ТИН—ДЕМО) и международного термоядерного реактора ИТЭР. В установке создаются условия плазменного воздействия на поверхность испытуемого образца, близкие по характеру и параметрам к режиму работы диверторных пластин токамака. Установка представляет собой магнитную ловушку с минимумом магнитного поля на оси, плазма в которой создаётся потоком электронов, движущихся от прямонакального танталового катода к аноду. В установке удаётся создать стационарную гелиевую плазму и поддерживать её в течение нескольких часов при постоянных параметрах разряда: давление гелия в камере 10^{-3}—10^{-1} торр, ток разряда 4—30 А, диаметр плазменного столба 35—40 мм, падение напряжения на разрядном промежутке 100—200 В. Тепловая нагрузка на поверхность вводимой в приосевую область плазменного столба мишени достигала 5 МВт/м^2. В качестве основного диагностического средства в данной работе выступает оптическая эмиссионная спектроскопия. В работе предложена методика определения на основе данных об относительных интенсивностях спектральных линий атомов металлических примесей соответствующих им концентраций.

Ключевые слова: токамак, дивертор, плазменные испытания материалов, вольфрам, материалы термоядерного реактора, диагностика, спектроскопия, концентрация.

MEASUREMENT OF ADMIXTURE CONCENTRATION IN THE NEAR-WALL PLASMA DURING TESTING OF THE FUSION REACTOR'S FIRST WALL PROTOTYPES IN THE PLM FACILITY

D.I. Kavyrshin[1,3], V.P. Budaev[1,2], S.D. Fedorovich[1], A.V. Karpov[1,2], V.F. Chinnov[3], M.V. Lukashevskij[1], Q.V. Tran[1], E.A. Muravieva[1,3], A.S. Myazin[1,3], A.G. Ageev[4]

[1]*National Research University «Moscow Power Engineering Institute», Moscow, Russia*
[2]*NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia*
[3]*Joint Institute for High Temperatures of the Russian Academy of Sciences (JIHT), Moscow, Russia*
[4]*JSC All-Russian Scientific Research Institute of Radio Engineering (VNIIRT), Moscow, Russia*

This work studies low-pressure helium plasma with magnetic confinement at the experimental installation at MPEI called plasma linear multicusp (PLM). This installation is used for testing refractory materials and prototypes of the first wall elements for the construction of the national thermonuclear reactor (DEMO—FNS) and the international thermonuclear reactor ITER. The installation creates plasma impact conditions on the sample surfaces which are close in nature and parameters to the operation modes of diverter plates of a tokamak reactor. The installation is a magnetic trap with magnetic field minimum on its axis in which plasma is created by a flow of electrons moving from a directly heated tantalum cathode to the anode. In the installation, it is possible to create a stationary helium plasma and maintain it for several hours at constant discharge parameters: helium pressure in the chamber 10^{-3}—10^{-1} Torr, discharge current 4—30 A, plasma column diameter 35—40 mm, voltage drop across the discharge gap 100—200 V. This provides heat load up to 5 MW/m^2 on the surface of the tested sample introduced into the axial region of the plasma column. Optical emission spectroscopy serves as the main diagnostic tool in this work. This work utilizes optical emission spectroscopy as a main diagnostics method. We propose methods for determining atomic concentrations of plasma-forming gas and metallic admixtures on the data on relative intensities of atomic spectral lines.

Key words: tokamak, divertor, plasma testing of materials, tungsten, fusion materials, diagnostics, spectroscopy, concentration.

DOI:10.21517/0202-3822-2022-45-2-55-62

ВВЕДЕНИЕ

Проблема первой стенки является одной из ключевых на пути создания технологии промышленного термоядерного реактора. Подвергаясь колоссальным тепловым, плазменным и радиационным нагрузкам, материалы обращённых к плазме поверхностей токамака неизбежно подвергаются структурным из-

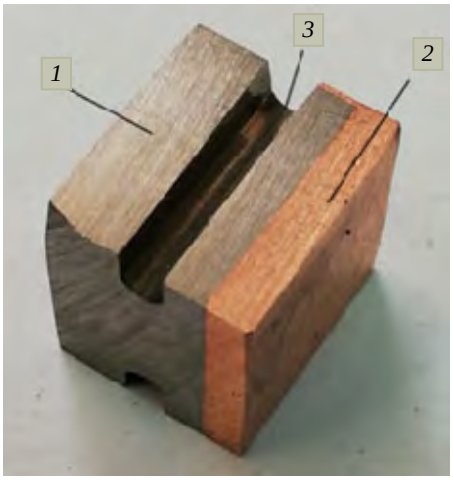


Рис. 1. Макет вольфрамового модуля облицовки дивертора: *1* — вольфрам; *2* — медь; *3* — проточка для крепления в камере установки ПЛМ

менениям и эрозии. В частности, в качестве такого материала может выступать вольфрам, который был выбран в качестве материала диверторных пластин международного экспериментального термоядерного реактора ИТЭР [1—3]. С целью проведения испытаний макетов модуля дивертора, изготовленных из вольфрама, сертифицированного для применения при изготовлении диверторных пластин ИТЭР (рис. 1), в НИУ МЭИ была создана плазменная установка ПЛМ [4, 5], а затем и более крупная и усовершенствованная её версия (ПЛМ-М).

Данная установка, являясь простой и нетребовательной в эксплуатации, позволяет создавать условия среды, близкие к параметрам диверторной плазмы с высокой стабильностью и воспроизводимостью. В частности, это позволяет детально исследовать плазму вблизи поверхности образца в процессе его эрозии.

При анализе результатов воздействия плазмы на элементы первой стенки камеры термоядерного реактора важными параметрами, которые необходимо отслеживать, являются концентрации атомов конструкционных материалов в приповерхностной плазме. Наиболее подходящими для решения данной задачи являются методы спектральной диагностики [6, 7]. Так, в [8] описан набор спектроскопических средств (монохроматоров с различными вариантами установленных детекторов и дифракционных решёток), использованных на токамаке Т-10 для обнаружения примесных элементов в плазме, таких как углерод, вольфрам, литий и др. Аналогичные исследования проводятся на токамаке Jet для примесей углерода и бериллия [9] и для жидкометаллической стенки на основе олова и лития на установках Pilot-PSI [10] и Magnum-PSI [11]. При этом определение абсолютной концентрации примесей (количественно, а не качественно) требует очень тщательной калибровки и точного знания глубины излучающего слоя, что делает такой способ диагностики чрезвычайно сложным. Так, в работе [12] для анализа данных оптической эмиссионной спектроскопии на установке PSI-2 с учётом указанных факторов предлагается использование моделирования на основе метода Монте-Карло. На токамаке TEXTOR также использовалась оптическая эмиссионная спектроскопия для определения потока вольфрама при эрозии первой станки [13] по интенсивности спектральных линий атома и иона вольфрама. При этом применяемая методика требовала не только точного определения потока излучения из объёма, но и детальной информации о параметрах плазмы в исследуемой области пространства. В данной работе предложен метод определения концентраций примесей по относительным интенсивностям спектральных линий. В ходе проведённого эксперимента наблюдалось поступление в плазму атомов меди с подложки испытуемых образцов (см. рис. 1), и данный метод был использован для определения её концентрации.

СХЕМА И ПАРАМЕТРЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

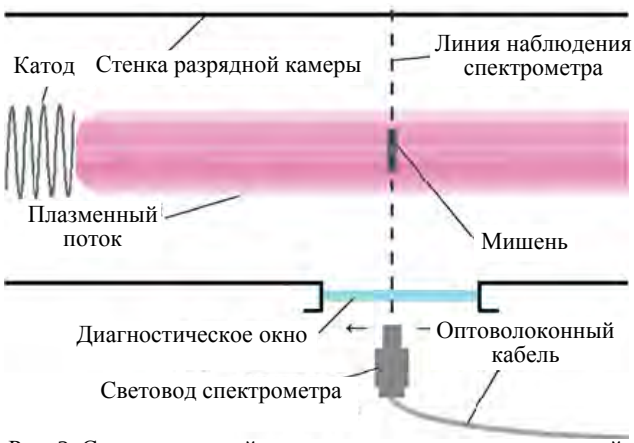


Рис. 2. Схема разрядной камеры и спектральных измерений

Макет устанавливался в центре плазменного потока между катодом и анодом (рис. 2). Для диагностики параметров плазмы в области её взаимодействия с испытуемым образцом в стенках канала установки были оборудованы смотровые окна из сапфира, обеспечивающие возможность спектральной диагностики в диапазоне длин волн 250—1100 нм. В данной статье представлены результаты одновременной регистрации оптических эмиссионных спектров излучения плазмы во всём указанном диапазоне длин волн со спектральным разрешением 0,2—1 нм с использованием четырёхканального оптоволоконного спектрометра AvaSpec.

В плазменном эксперименте длительностью 50 ч плотность гелиевой плазмы составляла ~10^{12} см$^{-3}$, ток разряда устанавливался от 5 до 7 А. На испытуемый макет подавался потенциал 100 В, ток ионов из плазмы на образец с площадью грани 12×12 мм составлял от 0,55 до 0,65 А.

На рис. 3 показаны фотографии, сделанные через смотровое окно, установленного в камере ПЛМ-М вольфрамового образца во время работы установки (см. рис. 3, *а*) и после выключения плазмы (см. рис. 3, *б*). На рис. 3, *а* заметна «тень» справа от образца (катод расположен слева, и образец перекрывает поток электронов, движущихся к аноду). Также обращает на себя внимание то, что поверхность вольфрама под воздействием плазмы стала насыщенно чёрной.

Средняя температура макета вольфрамового модуля измерялась в ходе эксперимента с помощью термопары, установленной в вольфрамовую часть макета, и составляла ~650 ºС, оценка теплового потока на поверхность образца составила 0,4 МВт/м^2.

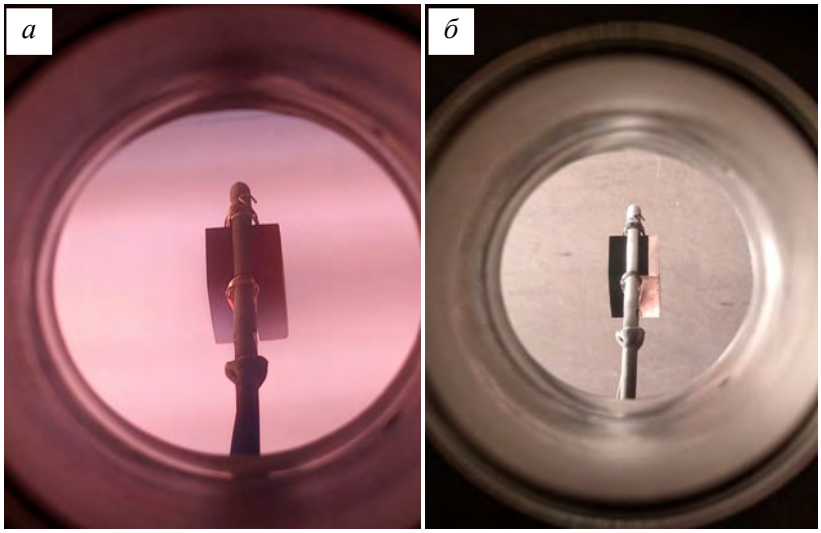


Рис. 3. Макет вольфрамового модуля облицовки дивертора во время испытаний гелиевой плазмой (*а*) и спустя 6 ч обработки (*б*)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ ГЕЛИЯ

В работе рассматривается разреженная (10^{-3}—10^{-1} торр) электроразрядная плазма гелия вблизи разрушаемой металлической стенки — в нашем случае вольфрам на медной подложке. Среда характеризуется малой плотностью основного газа [He] ≈ 10^{13}—10^{14} см$^{-3}$ и зарядов $n \approx 10^{11}$—10^{13} см$^{-3}$, при которых определяющим механизмом уширения спектральных линий является доплер-эффект [14, 15]. Для переноса излучения в оптически плотной плазме профессор Л.М. Биберман построил модель «эффективного времени жизни» возбуждённого состояния [16], согласно которой интенсивность реабсорбированной спектральной линии, соответствующей разрешённому оптическому переходу m→k, пропорциональна эффективной вероятности перехода A^*_{mk}:

$$J_{mk} = h\nu_{mk} A^*_{mk} N_m = h\nu_{mk} A_{mk} \theta_{mk} N_m, \quad (1)$$

где $h\nu_{mk}$ — энергия испускаемого кванта; A_{mk} — вероятность спонтанного перехода оптически тонкой линии; N_m — концентрация излучающих атомов в состоянии m; θ_{mk} — вероятность вылета принадлежащего данному переходу фотона из рассматриваемой точки среды.

В нашем рассмотрении за относительную интенсивность линии J_{mk} мы принимаем результат интегрирования регистрируемой интенсивности линии (отсчитываемой от «континуума» при его наличии) по её контуру (в разреженной плазме, как правило, узкий контур разрешить не удаётся, и регистрируется аппаратный контур оптической системы). Для доплеровского контура линии, излучающей из центра протяжённого цилиндра радиусом R, вероятность вылета фотона [16]

$$\theta(k_0 R) = \frac{\sqrt{\pi}}{4k_0 R\sqrt{\ln k_0 R}}, \quad (2)$$

а коэффициент поглощения в центре этой линии

$$k_0 = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{f_{km} N_k^{\text{погл}}}{\Delta\nu_D} \quad (3)$$

определяется концентрацией частиц на поглощающем уровне $N_k^{погл}$, силой осциллятора перехода в поглощении f_{km} и полушириной доплеровской линии A_{mk}^*

$$\Delta\nu_D = 7{,}16\cdot10^{-7}\,\nu_0\sqrt{\frac{T}{\mu}}. \qquad (4)$$

Здесь ν_0 — частота покоящейся частицы; T — температура тяжёлых частиц, К; μ — масса излучающей частицы (в атомных единицах).

Каждая из излучающих линий плазмы характеризуется определённой оптической толщиной $\tau_0 = k_0R$. Линии с $\tau_0 < 1$ являются оптически тонкими, для них вероятность вылета фотона $\theta = 1$, и излучение такой линии выходит из плазмы радиусом R без поглощения. Если же $\tau_0 \geq 1$, линия является оптически плотной, вероятность вылета её фотонов из среды $\theta(k_0R) < 1$, и наблюдаемая интенсивность такой реабсорбированной линии пропорциональна эффективной вероятности перехода $A_{mk}^* = A_{mk}\theta_{mk}$.

В спектре излучения пристеночной плазмы гелия наблюдается множество спектральных линий атомов гелия и атомов меди (рис. 4).

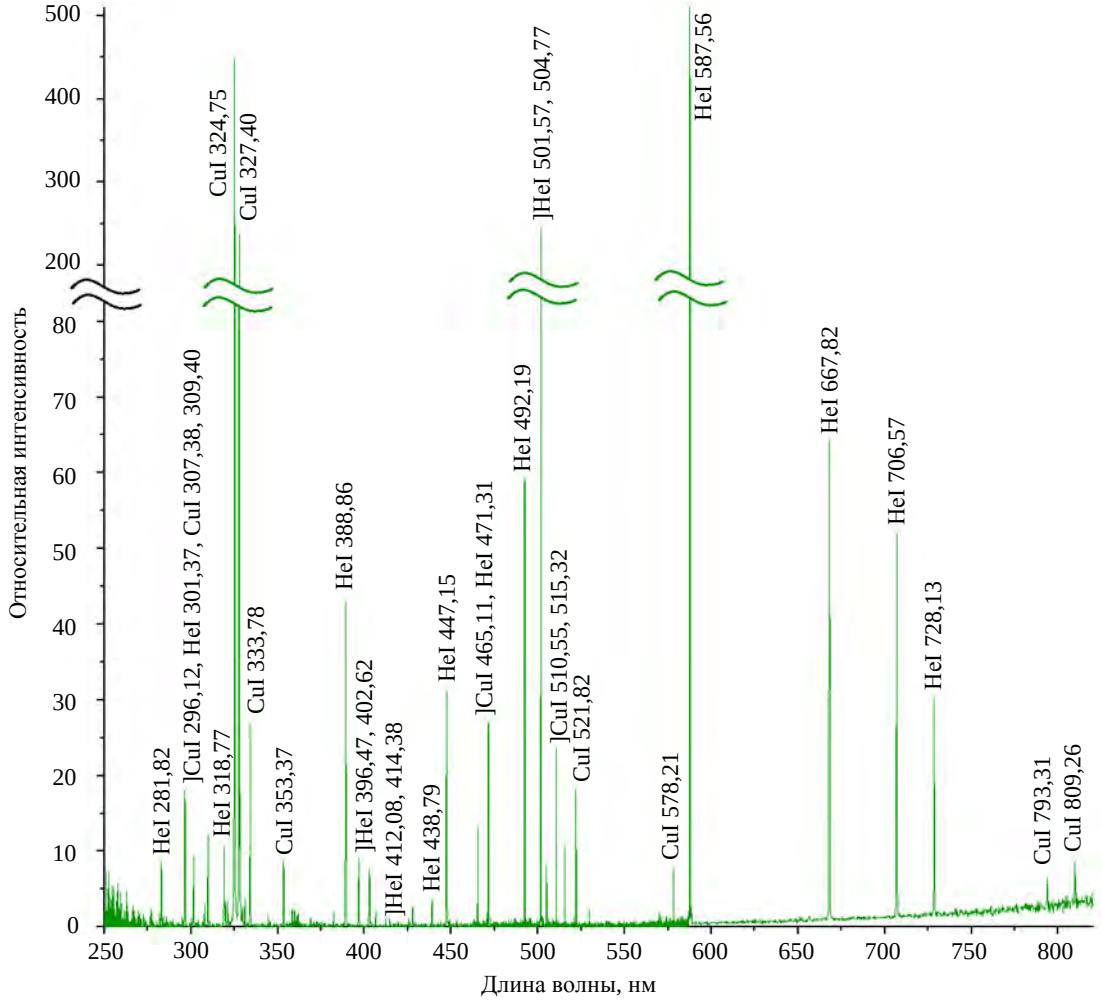


Рис. 4. Расшифровка спектра He + Cu слева от мишени (перед мишенью)

В условиях коронального равновесия, при котором расселение возбуждённых состояний осуществляется радиационно, чувствительны к реабсорбции те спектральные линии, излучающий уровень которых имеет радиационный переход в основное состояние атома, т.е. переход, характеризующийся максимальной оптической толщиной. Применительно к плазме He + Cu — это наблюдаемые в спектре резонансные линии CuI 324,7 и 327,4 нм. Уровень энергии 4p ($^2P^0_{1/2}$) является общим для резонансной линии CuI 327,4 нм (переход 4p→1s ^{2}S) и линии CuI 578,2 нм (переход 4p→3d^{9}4s^2 $^2D_{5/2}$). В оптически тонкой

плазме его населённость может быть определена из соотношения $[N_k](E_k) = C\frac{J_{km}\lambda_{km}}{A_{km}}$ с использованием измеренных относительных интенсивностей J_{km} и вероятностей излучательного перехода A_{km} [17]. Если же в плазме начинает играть роль поглощение, может наблюдаться значительное, за пределами ошибки измерений относительных интенсивностей, превышение населённости излучающего уровня, определённое по линии 578,2 нм, по сравнению с населённостью того же уровня, определённой по интенсивности резонансной линии 327,4 нм. Это кажущееся расхождение объясняется тем, что резонансная линия 327,4 нм отвечает переходу на нижний, наиболее населённый и потому наиболее поглощающий уровень атома меди. Поэтому для правильной оценки населённости излучающего уровня по интенсивности резонансной линии необходимо учесть возможную реабсорбцию её излучения и использовать для оценки интенсивности эффективную вероятность перехода $A^*_{mk} = A_{km}\theta_{km}$ с вероятностью вылета «резонансных» фотонов $\theta_{km} < 1$.

Анализ механизмов уширения резонансных линий меди в названных условиях показывает, что, несмотря на значительный атомный вес Cu ($\mu = 63{,}5$), доплеровское уширение будет преобладающим как над ван-дер-ваальсовым (при [He] < 10^{16} см$^{-3}$), так и над резонансным (при [Cu] < 10^{14} см$^{-3}$) уширением [14]. Наблюдаемые в спектре линии CuI 510,5 и 578,2 нм, отвечающие за переходы на метастабильные состояния, имеют общий верхний уровень с линиями 324,7 и 327,4 нм соответственно. С целью выявления эффекта «пленения» резонансного излучения проведём сравнение приведённой населённости $[N_k/g_k](E_k) = C\frac{J_{km}\lambda_{km}}{A_{km}g_k}$ уровня энергии 4p ($^2P^0_{1/2}$), энергия возбуждения 3,79 эВ, являющегося общим для резонансной линии CuI 327,4 нм (переход 4p→4s ^{2}S) и линии CuI 578,2 нм (переход 4p→3d^{9}4s^2 $^2D_{5/2}$).

Выполним оценку вероятности вылета фотона резонансной линии 327,4 нм, используя измеренное отношение интенсивностей рассматриваемых линий с общей (равной) населённостью их верхнего уровня N_{4p}:

$$N_{4p_{1/2}} = C\frac{578J_{578}}{g_{4p_{1/2}}A_{578}} = C\frac{327J_{327}}{g_{4p_{1/2}}A_{327}\theta_{4p_{1/2}-1s}}. \quad (5)$$

Разрешая равенство (5) относительно вероятности вылета «резонансного» фотона $\lambda = 327{,}4$ нм, получаем её численное значение $\theta_{4p-1s} = \frac{1{,}65\cdot10^6\cdot240\cdot327}{1{,}37\cdot10^8\cdot8\cdot578} = 0{,}20$. Решив трансцендентное уравнение (2), оцениваем соответствующую вероятности вылета оптическую плотность плазмы $k_0R = 2{,}35$ и при $R = 1{,}6$ см получаем значение коэффициента поглощения в центре линии 327,4 нм $k_0 = 1{,}5$ см$^{-1}$. Согласно соотношению (3) мы можем определить концентрацию поглощающих атомов меди в основном состоянии $N_0^{погл} = [Cu]$, если правильно оценим доплеровскую полуширину резонансной линии CuI 327,4 нм по формуле (4). Принимая температуру излучающих атомов меди соизмеримой с температурой нагрева образца (его тепловое излучение наблюдается на ИК-участке спектра) $T = 1200$ K, $\mu = 63{,}54$, $\nu = 0{,}92\cdot10^{15}$ с$^{-1}$, $\Delta\nu_D = 2{,}8\cdot10^9$ с$^{-1}$, определяем по (3) значение плотности атомов меди в основном состоянии $N_0^{погл} = [Cu] = 5{,}7\cdot10^{11}$ см$^{-3}$.

Аналогичное сравнение интенсивностей может быть выполнено для второй резонансной линии 324,7 нм и линии 510,6 нм, также имеющих общий верхний уровень с энергией 3,82 эВ:

$$N_{4p_{3/2}} = \frac{510J_{510}}{g_{4p_{3/2}}A_{510}} = \frac{324J_{324}}{g_{4p_{3/2}}A_{324}\theta_{4p_{3/2}-4s}}. \quad (6)$$

Решая уравнение (6), находим значения $\theta = 0{,}14$, $k_0R = 3{,}0$ и [Cu] = $4{,}8\cdot10^{11}$ см$^{-3}$. Среднее значение плотности [Cu] = $5{,}2\cdot10^{11}$ см$^{-3}$ соответствует парциальному давлению паров меди над твёрдой поверхностью с температурой $T_w \cong 1300$ K в вакууме [18], Это значение находится в хорошем согласии с использованной нами при оценке доплеровской ширины температурой атомов в исследуемом плазменном потоке.

ВЫВОДЫ

Важным направлением диагностики плазмы в термоядерном реакторе является определение концентрации металлических примесей, появляющихся в плазме при эрозии стенки реактора. В работе был предложен оригинальный, не требующий абсолютной калибровки спектрометра метод определения этого параметра путём измерения коэффициентов поглощения в центре резонансных линий металлов, излучающих в доступной области спектра (УФ и видимой). С использованием предложенного метода в работе была определена концентрация меди, поступающей в плазму при испытаниях макета модуля облицовки дивертора токамака. Оценка вероятности вылета фотонов линий резонансного дублета CuI 324,7, 327,4 нм выполнялась посредством сравнения отношений наблюдаемых интенсивностей реабсорбированных резонансных линий и оптически тонких линий CuI 510,5 и 578,2 нм с общей (а потому и равной) населённостью их излучающих уровней $N_{4p1/2}$ и $N_{4p3/2}$. Разрешая равенства (5) и (6) относительно неизвестных вероятностей вылета «резонансных» фотонов λ = 324,7, 327,4 нм, были получены два её численных значения θ, уравнением (2) связанных с коэффициентом поглощения в центре резонансных линий k_0, который однозначно с помощью соотношения (3) позволяет установить два искомых значения концентрации атомов меди [Cu] $\approx \{4{,}8—5{,}7\}10^{11}$ см$^{-3}$. Области применимости модели «эффективного времени жизни» [16] k_0R = 2—50 соответствует диапазон измеряемых предложенным методом концентраций паров меди 10^{11}—10^{12} см$^{-3}$, отвечающий ожидаемым концентрациям электронов и соответствующий температуре нагрева образца под воздействием потока гелиевой плазмы.

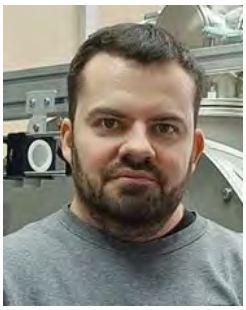
Таким образом, рассмотренный метод оценки концентрации металлических примесей в разреженной (10^{-1}—10^{-3} торр) плазме гелия требует для своей реализации лишь легко измеряемого отношения интенсивностей двух атомных линий металла — резонансной и нерезонансной с общим излучающим уровнем, обеспечивая приемлемую для сильно неравновесной плазмы погрешность около 20%. Данный метод имеет широкое поле применения благодаря небольшим энергиям ионизации атомов металлов (4—8 эВ), приводящим к сосредоточенности спектров их излучения в удобном для наблюдений УВИ-диапазоне длин волн.

Спектроскопическое исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 21-79-10281 «Спектроскопия высокого разрешения для диагностики приповерхностной плазмы при взаимодействии мощных потоков неравновесной замагниченной плазмы со стенкой», работы по генерации плазмы на ПЛМ выполнены при поддержке проекта № 223 ЕОТП-УТП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **ITER** Physics Basis. — Nuclear Fusion, 1999, vol. 39, № 12, p. 2561.
2. **Ueda Y., Coenen J.W., De Temmerman G., Doerner R.P., Linke J., Philipps V., Tsitrone E.** Research status and issues of tungsten plasma facing materials for ITER and beyond. — Fusion Engineering and Design, 2014, vol. 89, Issues 7—8, p. 901—906.
3. **Pitts R.A., Bonnin X., Escourbiac F., Frerichs H., Gunn J.P., Hirai T., Kukushkin A.S., Kaveeva E., Miller M.A., Moulton D., Rozhansky V., Senichenkov I., Sytova E., Schmitz O., Stangeby P.C., De Temmerman G., Veselova I., Wiesen S.** Physics basis for the first ITER tungsten divertor. — Nuclear Materials and Energy, 2019, vol. 20, p. 100696.
4. **Будаев В.П., Федорович С.Д., Мартыненко Ю.В., Лукашевский М.В., Губкин М.К., Карпов А.В., Лазукин А.В., Шестаков Е.А., Кавыршин Д.И., Рогозин К.С.** Плазменная установка ПЛМ для испытаний вольфрама мощными стационарными плазменно-тепловыми нагрузками. — Ядерная физика и инжиниринг, 2018, т. 9, № 3, с. 283—294.
5. **Будаев В.П., Федорович С.Д., Лукашевский М.В., Мартыненко Ю.В., Губкин М.К., Карпов А.В., Лазукин А.В., Шестаков Е.А.** Плазменная установка НИУ «МЭИ» для испытаний тугоплавких металлов и создания высокопористых материалов нового поколения. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 3, с. 23—36.

6. **Belevtsev A.A., Kavyrshin D.I., Sargsyan M.A., Chinnov V.F., Efimov A.V., Shcherbakov V.V.** Spectral diagnostics of plasma in the zone of its destructive interaction with heat-resistant materials. — J. Phys. D: Appl. Phys., 2018, vol. 51, p. 484002 (13 p.); doi: https://doi.org/10.1088/1361-6463/aadccc.
7. **Coenen J.W. et al.** — Nucl. Fusion, 2013, vol. 53, p. 073043.
8. **Немец А.Р., Крупин В.А., Ключников Л.А., Нургалиев М.Р., Тройнов В.И., Земцов И.А., Образцов И.С., Сергеев Д.С.** Исследование примесного состава плазмы в экспериментах с углеродным, вольфрамовым и литиевым лимитерами на Т-10. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2017, т. 40, вып. 2, с. 23—28.
9. **Sertoli M., Carvalho P., Giroud C., Menmuir S.** Measuring the plasma composition in tokamaks with metallic plasma-facing components. — J. of Plasma Physics, 2019, vol. 85(5), p. 905850504; doi: 10.1017/S0022377819000618.
10. **Van Eden G.G., Kvon V., van de Sanden M.C.M., Morgan T.W.** Oscillatory vapour shielding of liquid metal walls in nuclear fusion devices. — Nature Communications, 04 August 2017; doi: 10.1038/s41467-017-00288-y.
11. **Morgan T.W. et al.** Liquid metals as a divertor plasma-facing material explored using the Pilot-PSI and Magnum-PSI linear devices. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2018, vol. 60, p. 014025.
12. **Eksaeva A., Marenkov E., Borodin D., Kreter A., Reinhart M., Kirschner A., Romazanov J., Terra A., Brezinsek S., Nordlund K.** ERO modelling of tungsten erosion in the linear plasma device PSI-2. — Nuclear Materials and Energy, 2017, vol. 12, p. 253—260.
13. **Brezinsek S. et al.** Spectroscopic determination of inverse photon efficiencies of W atoms in the scrape-off layer of TEXTOR. — Phys. Scr., 2017, p. 014052.
14. **Собельман И.И.** Введение в теорию атомных спектров. — М.: Физматлит, 1963.
15. **Очкин В.Н.** Спектроскопия низкотемпературной плазмы. — М.: Физматлит, 2006.
16. **Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.** Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982.
17. **Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., and NIST ASD Team**. NIST Atomic Spectra Database, 2021, ver. 5.9, [Online]. — Available: https://physics.nist.gov/asd [2022, February 27]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD; doi: https://doi.org/10.18434/T4W30F.
18. **Dushman S.** Scientific Foundations of Vacuum Technique. Second Edition. — N.-Y., London. 1962.



Дмитрий Игоревич Кавыршин, с.н.с., к.ф.-м.н.; ОИВТ РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2, Россия; доцент; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия
dimakav@rambler.ru

Вячеслав Петрович Будаев, в.н.с., д.ф.-м.н., ветеран атомной энергетики и промышленности, лауреат премии им. И.В. Курчатова; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия
budaev@mail.ru

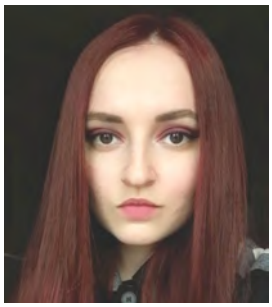
Сергей Дмитриевич Федорович, к. техн. н., доцент; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия

Алексей Владиславович Карпов, ведущий инженер; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия; ведущий инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Валерий Федорович Чиннов, д.ф.-м.н., главный научный сотрудник; ОИВТ РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2, Россия

Михаил Владимирович Лукашевский, к. техн. н., доцент; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия

Винь Чан Куанг, аспирант; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия



Евгения Андреевна Муравьева, инженер; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия; стажер-исследователь; ОИВТ РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2, Россия

Алексей Сергеевич Мязин, инженер; НИУ «МЭИ», 111250 Москва, ул. Красноказарменная 14, Россия; стажер-исследователь; ОИВТ РАН, 125412 Москва, ул. Ижорская 13, стр. 2, Россия

Алексей Геннадиевич Агеев, ведущий инженер; ВНИИРТ, 105082 Москва, ул. Б. Почтовая 22, Россия

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 55—62.

УДК 661.8.039; 54.19

ИССЛЕДОВАНИЕ СОРБЦИОННЫХ СВОЙСТВ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ ZrCrFe И ZrCo ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В СИСТЕМАХ ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА ТЕРМОЯДЕРНОЙ УСТАНОВКИ

Б.В. Иванов[1], Т.А. Анфимова[1, 2]

[1]НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
[2]Российский химико-технологический университет им. Д.И. Менделеева, Москва, Россия

Применение гидридообразующих материалов в системах хранения изотопов водорода и возможность их применения в других системах топливного цикла (ТЦ) термоядерных установок (например, в системе разделения изотопов водорода) обусловливают актуальность исследований свойств этих металлов и интерметаллических соединений (ИМС). В настоящее время наиболее широко для хранения водорода применяется уран, однако он обладает такими недостатками, как токсичность соединений, радиоактивность, необходимость специального учёта, пирофорность. Для палладия, применяемого для разделения изотопов водорода, характерны низкая ёмкость по водороду и высокая стоимость. Недостатки данных материалов приводят к необходимости поиска альтернатив. В статье представлены результаты исследования взаимодействия изотопов водорода (протия и дейтерия) с ИМС ZrCrFe в виде порошка, полученного методом центробежного распыления. По изотермам сорбции, полученным волюметрическим методом Сивертса в интервале температуры 273—323 К, были определены практически значимые для хранения и разделения изотопов водорода параметры: сорбционная ёмкость, равновесное давление над гидридом, коэффициенты разделения, термодинамические параметры реакции гидрирования. Для подтверждения надёжности экспериментальной методики проведены исследование свойств хорошо изученного материала ZrCo и сравнение полученных результатов с литературными данными. Результаты исследования интерметаллического соединения ZrCrFe демонстрируют возможность его применения для разделения изотопов водорода в топливном цикле термоядерных систем, так как для него характерны высокая сорбционная ёмкость, значительный коэффициент разделения (α_{HD} = 1,22 ± 0,06 при температуре 298 К), сравнительно низкие значения теплоты гидридо- и дейтеридообразования.

Ключевые слова: гидридообразующие материалы, изотопы водорода, термоядерный топливный цикл, хранение водорода, коэффициенты разделения, изотерма сорбции, интерметаллические соединения на основе ZrCo, ZrCrFe.

STUDY OF INTERMETALLIC COMPOUNDS ZrCrFe AND ZrCo SORPTION PROPERTIES TO ASSESS ITS APPLICABILITY IN THE FUEL CYCLE SYSTEMS OF FUSION FACILITIES

B.V. Ivanov[1], T.A. Anfimova[1, 2]

[1]NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia
[2]Mendeleev University of Chemical Technology of Russia, Moscow, Russia

Usefulness of hydride-forming materials in hydrogen isotope storage systems and the possibility of their usage in other systems of the fusion fuel cycle (for example, in a hydrogen isotope separation system or for analytical equipment) determine the relevance of studies of the metals and intermetallic compounds (IMCs) properties. The disadvantages of uranium, which are currently used for the hydrogen storage, and palladium, which are used for hydrogen isotopes separation, lead to the need to search for alternatives. The paper presents the results of a study of the interaction of hydrogen isotopes (protium and deuterium) with the IMC ZrCrFe. The sorption isotherms obtained by the Sieverts volumetric method in the temperature range 273—323 K were used to estimate the parameters practically significant for the storage and separation of hydrogen isotope-sorption capacity, equilibrium pressure, separation coefficients, thermodynamic parameters of the hydrogenation reaction. To confirm the reliability of the experimental and computational methods, the properties of the well-studied ZrCo material were measured and the results obtained were compared with the literature data. Studied sorption properties of the ZrCrFe demonstrate the applicability of this material for hydrogen isotopes separation, since it is characterized by a significant separation coefficient (α_{HD} = 1,22 ± 0,06 at a temperature of 298 K), low stability of hydride and deuteride, and high sorption capacity.

Key words: hydride-forming materials, hydrogen isotopes, fusion fuel cycle, hydrogen storage, separation of hydrogen isotopes, separation coefficients, sorption isotherm, ZrCo, ZrCrFe, intermetallic compounds.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-63-71

ВВЕДЕНИЕ

В термоядерных установках гидридообразующие материалы применяют для хранения и доставки топлива [1, 2]. Системы долгосрочного и кратковременного хранения изотопов водорода в форме гидридов урана и ИМС ZrCo являются одним из основных элементов топливного цикла ИТЭР [3—5]. Хране-

ние радиоактивного трития в виде гидридов является более безопасным и экономически целесообразным по сравнению с другими методами хранения [6].

Образование и разложение гидридов металлов и интерметаллических соединений можно представить в виде следующей обратимой реакции [7]:

$$\mathrm{Me} + x\mathrm{H_2} = \mathrm{MeH_{2x}} + Q, \qquad (1)$$

где Me — металл или ИМС; Q — количество теплоты.

Отметим, что реакция (1) является упрощённым представлением процесса сорбции водорода, в качестве примера более полного описания возможно использовать механизм сорбции и диспропорционирования в системе $\mathrm{ZrCo—H_2}$ [8].

В топливном цикле ИТЭР в настоящее время в качестве гидридообразующих материалов планируют использование обеднённого урана и ИМС ZrCo. Применение урана удовлетворяет таким критериям, как низкое равновесное давление, невысокая температура дегидрирования, удовлетворительная кинетика сорбции и десорбции. Однако уран обладает такими недостатками, как радиоактивность, необходимость специального учёта, пирофорность, высокая скорость диспергирования при многократном повторении циклов сорбции/десорбции, что приводит к усложнению конструкции уранового контейнера для предотвращения попадания мелких частиц сорбента в вакуумные части систем ТЦ.

В некоторых системах водород—гидрид металла (ИМС) наблюдаются значительные изотопные эффекты. Это обусловлено тем, что атомы изотопов водорода занимают различные положения в кристаллической решётке гидрида [7]. Как правило, при заполнении тетраэдрических положений твёрдая фаза с тяжёлым изотопом оказывается более стабильной. Исключением являются некоторые металлы (Pd, Ti) и ИМС (TiCo, TiFe, TiNi, $\mathrm{Mg_2Ni}$), в кристаллической решётке которых водород занимает октаэдрические междоузлия. В этом случае тяжёлый изотоп водорода предпочтительнее находится в газовой фазе, что приводит к обратному изотопному эффекту [7, 9].

Количественной характеристикой термодинамического изотопного эффекта при поглощении изотопов водорода металлами и сплавами является коэффициент разделения [9]

$$\alpha = \frac{x(1-y)}{y(1-x)}, \qquad (2)$$

где x, y — атомные доли тяжёлого изотопа (дейтерия или трития) в гидридной и газовой фазах соответственно.

Значительные изотопные эффекты, наблюдаемые для некоторых металлов и ИМС, определяют возможность их применения для разделения изотопов водорода (хроматографическим методом [10]). Наибольшую практическую применимость для разделения изотопов водорода получил палладий, так как он обладает высоким коэффициентом разделения (α = 2,0 при T = 293 K) [10]. В то же время палладий характеризуется такими недостатками, как низкая сорбционная ёмкость (2,7 моль $\mathrm{H_2}$/кг) и высокая стоимость [10]. Это приводит к необходимости поиска новых перспективных материалов, обладающих необходимыми свойствами для разделения изотопов водорода.

Разделение изотопов водорода хроматографическим методом с использованием интерметаллических соединений (или металлов) в качестве рабочего вещества обеспечивает достижение высокой чистоты продуктов [11—13]. По сравнению с методом криогенной ректификации, который в настоящее время является основным методом разделения изотопов водорода в топливном цикле реактора ИТЭР, для хроматографического метода характерны значительно меньшие размеры установки и меньшее количество трития для поддержания рабочего режима [12, 14]. Основной недостаток хроматографического метода — периодический характер работы [11, 13], который приводит к значительному усложнению аппаратурного оформления метода разделения, необходимых действий и операций, а также к увеличению продолжительности технологических процессов. При сопоставимой пропускной способности с установкой криогенной ректификации производительность установки вытеснительной хроматографии только за счёт времени, необходимого для очистки сорбента и подготовки установки для разделения новой партии газовой смеси, будет примерно в 3 раза меньше. Приведённая оценка основана на стандартной процеду-

ре использования установки газовой хроматографии в ТЦ токамака JET: ~2 ч работа в режиме разделения, в течение ~4—6 ч восстановление палладиевого сорбента и подготовка установки к работе [11]. Одним из способов организации квазинепрерывного процесса хроматографического разделения является абсорбция при термоциклировании (Thermal Cycling Absorption Process, TCAP), данный процесс с 1980 г. разрабатывали в Лаборатории Саванна-Ривер, США [12]. Процесс TCAP представляет собой циклическое перемещение разделяемого газа по хроматографической колонне в прямом и обратном направлении за счёт циклического нагрева и охлаждения колонны [15]. Метод позволяет отбирать высокообогащённые изотопы водорода с разных концов колонны и перерабатывать 10 стандартных литров смеси 25% D_2 и 75% H_2 за цикл ~60 мин. Усовершенствованной версией TCAP стала технология абсорбции при переменной температуре (Temperature swing absorption, TSA). Данная технология основана на использовании двух хроматографических колонн, заполненных сорбентами с противоположными изотопными эффектами [16, 17]. Более подробно процессы описаны в [12, 15, 16].

ОПИСАНИЕ МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Исследование взаимодействия ИМС с изотопами водорода проводили путём построения диаграмм «давление—состав—температура» (изотерм сорбции) с применением волюметрического метода Сивертса. Метод заключается в непосредственном измерении количества газа, поглощённого исследуемым образцом, при известных температуре и давлении в реакторе известного объёма. Подробное описание метода представлено в [18]. Полученные изотермы сорбции описывают термодинамическое равновесное состояние системы водород—гидрид ИМС, предоставляют информацию о водородной ёмкости интерметаллического соединения и равновесном давлении в области α—β-перехода, что позволяет рассчитать термодинамические параметры реакции гидрирования и коэффициенты разделения для бинарной смеси изотопов водорода. Важно отметить, что в реальных гидридных системах α—β-переход происходит не при постоянном давлении, а в интервале давлений, что отражается в наклоне плато на изотерме (рис. 1).

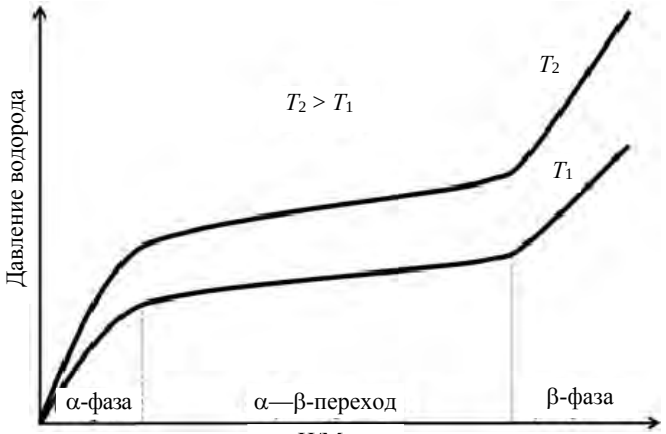


Рис. 1. Схематическое изображение изотерм сорбции для систем Me—H_2

Расчёт коэффициентов разделения производился по индивидуальным изотермам сорбции [10] с помощью численного интегрирования согласно уравнению

$$\ln \alpha_{H-D} = \frac{1}{2x}\int_0^x \ln(P_{H_2}/P_{D_2})_x dx. \quad (3)$$

Здесь P_{H_2/D_2} — равновесное давление плато на изотерме сорбции протия/дейтерия (Па); x — концентрация водорода в металле (атомные доли).

Данные уравнения позволяют рассчитать коэффициенты разделения для 50% смеси H_2—D_2.

Из полученных зависимостей среднего давления гидридообразования от температуры $\ln p = f(1/T)$ были рассчитаны значения изменений энтальпии и энтропии для реакции гидридообразования по уравнению Вант—Гоффа [10]

$$\ln p_{H_2} = \frac{\Delta H}{RT} - \frac{\Delta S}{R}, \quad (4)$$

где ΔH и ΔS — изменение энтальпии и энтропии изотопов водорода при гидридообразовании.

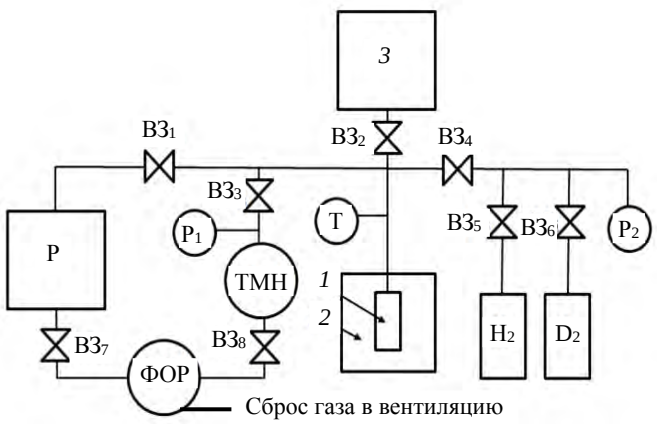


Рис. 2. Принципиальная схема установки: *1* — образец ИМС; *2* — реакционный объём; *3* — калибровочная ёмкость; $ВЗ_{1–8}$ — вентили; Р — ресивер (в работе не применялся); $Р_1$, $Р_2$ — датчики давления; Т — датчик температуры; ТМН — турбомолекулярный насос ТМН500; ФОР — форвакуумный насос ВН1; $Н_2$ — источник протия; D_2 — источник дейтерия

На рис. 2 показана принципиальная схема экспериментальной установки.

Давление определяется с помощью датчика Пирани APGX (от 10^{-4} до 1 мбар, относительная погрешность 15%), ионизационного датчика AIGX ($6{,}6\cdot10^{-10}$—$6{,}6\cdot10^{-2}$ мбар). Минимальное остаточное давление в установке составляет 10^{-5}—10^{-4} Па. Измерение давления в диапазоне от 1 до 1000 мбар осуществляли деформационным датчиком ASG (относительная погрешность 0,2% во всём диапазоне). Температуру образца определяли хромель-алюмелевой термопарой и ПИД-регулятором температуры ТЕРМОДАТ.

Газы (протий и дейтерий) хранили в баллонах под давлением 2,5—5 атм., которые были подсоединены к реакционному объёму с помощью соединительных магистралей. Чистота газов: протий 99,99%, дейтерий 99,99%. Натекание в частях установки не превышало $1{,}15\cdot10^{-7}$ Па·м^3/с.

Активацию образцов (~2 г) проводили следующим образом: образцы в контейнере из металлической сетки с размером ячейки 14 мкм с прикреплённой к ней термопарой помещали в реактор, вакуумировали до давления 10^{-5} Па, нагревали до 500 ºС со скоростью 5 ºС в минуту с дальнейшей выдержкой при данной температуре в течение часа. Далее образцы несколько раз подвергались циклам гидрирования-дегидрирования, что приводило к измельчению образцов и соответственно увеличению их удельной поверхности.

Сорбцию протия или дейтерия проводили при различных температурах, в том числе при 273 К при погружении реактора в воду со льдом. После окончания каждого эксперимента образец нагревали в вакууме до 600 ºС со скоростью 5 ºС в минуту с дальнейшей выдержкой при данной температуре в течение часа при давлении не выше 10^{-6} Па. Данные условия десорбции позволяли удалить водород из образца и восстановить его сорбционные свойства, что подтверждается сохранением сорбционной ёмкости и постоянством равновесного давления над гидридом в пяти и более последовательных циклах сорбции.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

Описание образцов. Для исследования были использованы образцы интерметаллидов ZrCrFe, ZrCo, изготовленные методом центробежного распыления во ВНИИНМ им. А.А. Бочвара.

ZrCo был выбран в качестве образца сравнения для верификации измерительной и расчётной методик, так как данный интерметаллид достаточно хорошо изучен и его свойства описаны в литературе [19]. К свойствам ZrCrFe, обусловливающим выбор данного ИМС для исследования, относятся высокая сорбционная ёмкость по водороду, отсутствие эффекта диспропорционирования [20] и высокое равновесное давление α—β-перехода в диапазоне 10^4—10^5 Па при комнатной температуре [21]. Данные свойства позволяют рассматривать ИМС ZrCrFe для разделения водорода путём абсорбции при переменной температуре. Значения коэффициентов разделения изотопов водорода для ZrCrFe не были найдены в литературе.

Удельная поверхность и плотность исходных образцов были оценены методами низкотемпературной физической адсорбции и гелиевой пикнометрии. Они составили $S_{уд}$ = 0,0317 м^2/г, ρ = 7,286 ± 0,029 г/см^3 для ZrCo, $S_{уд}$ = 0,0939 м^2/г, ρ = 7,059 ± 0,027 г/см^3 для ZrCrFe. Анализ удельной поверхности проводился на приборе ASAP 2020. Анализ истинной плотности образцов проведён в ЦКП РХТУ им. Д.И. Менделеева методом гелиевой пикнометрии на приборе AccuPyc II 1340.

Фазовый состав образцов ZrCo и ZrCrFe определяли рентгенофазовым анализом на дифрактометре Bruker D8 Advance с использованием излучения CoK_α в интервале углов 2Θ = 20—130º для ZrCo и

$2\Theta = 15—120^{o}$ для ZrCrFe с шагом 0,02° и экспозицией в точке в течение 2 с. Использовалась следующая система щелей: на трубке щель 0,4 мм, на детекторе 5 мм, на трубке и на детекторе щели Соллера с расстоянием между пластинами 2,5 мм. В процессе съёмки образец вращался со скоростью 10 об./мин. Все измерения проводили при комнатной температуре.

Из табл. 1 видно, что, помимо основной фазы ZrCo, в обоих образцах присутствуют фазы другой стехиометрии и фаза оксида. Тот факт, что содержание фаз Zr_2Co и $CoZr_2$ уменьшилось в образце после циклов сорбции/десорбции, а фазы ZrCo увеличилось, говорит о том, что выбранные режимы активации и десорбции позволяют полностью удалить водород из исследуемого образца и приводят к образованию фазы стехиометрического состава. Постоянство содержания фазы оксида указывает на отсутствие образования дополнительного оксидного слоя в процессе экспериментов.

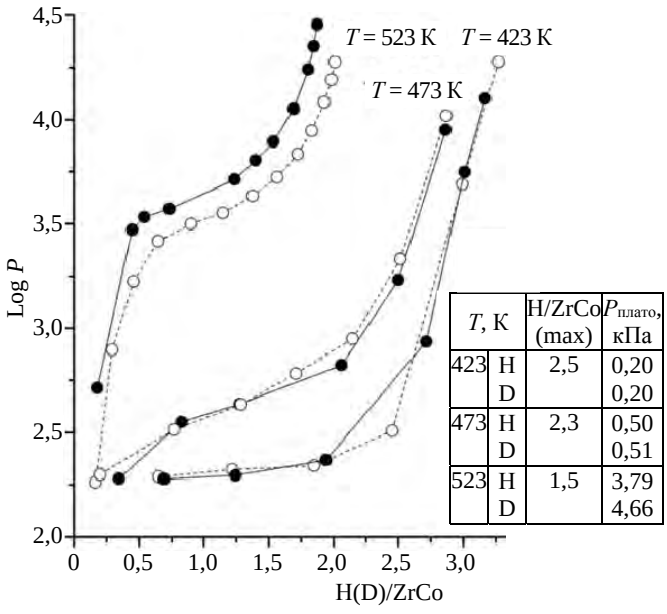
Т а б л и ц а 1. **Фазовый состав ZrCo по результатам рентгеноструктурного анализа**

Образец	ZrCo, %	Zr_2Co Cubic Fd—3m, %	$CoZr_2$ Tetragonal I4/mcm (140), %	$Zr_3CoO_{0,8}$, %
Исходный образец	61	27	9	3
Образец после сорбции водорода и дегазации	79	18	0	3

По результатам анализа было показано, что образцы $Zr(Cr_{0,5}Fe_{0,5})_2$ состоят из одной фазы и их состав не изменился в ходе экспериментов, что свидетельствует об отсутствии склонности к диспропорционированию.

Отработка методики исследования ZrCo. Для отработки методики исследования сорбционных свойств гидридообразующих материалов использовали ИМС ZrCo. Исследование взаимодействия протия и дейтерия с ИМС ZrCo проводилось в диапазоне температуры от 423 до 603 К. Полученные изотермы сорбции показаны на рис. 3.

На рис. 4 показано сравнение полученных данных с результатами других авторов. Согласованность полученных данных с результатами других исследователей подтверждает надёжность экспериментальной методики.



T, K		H/ZrCo (max)	$P_{плато}$, кПа
423	H	2,5	0,20
	D		0,20
473	H	2,3	0,50
	D		0,51
523	H	1,5	3,79
	D		4,66

Рис. 3. Изотермы сорбции и основные параметры образца ZrCo: ---o--- — H_2, --●-- — D_2

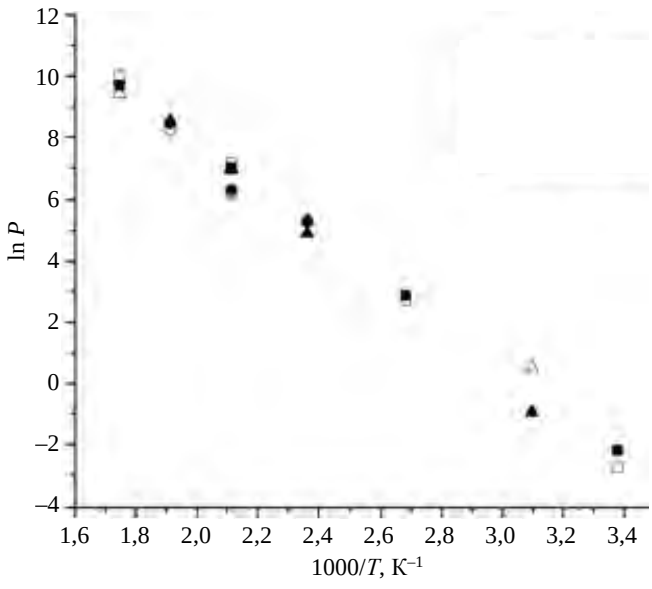


Рис. 4. Температурная зависимость давления гидридо-, дейтеридообразования для образца ZrCo и сравнение с литературными данными [22, 23]: △, □, ○ — H_2, ■, ▲, ● — D_2

Сорбционные свойства ZrCrFe. Изучение фазового равновесия для образца ZrCrFe проводилось в интервале температуры от 273 до 323 К. Выбор данного температурного диапазона для исследования обусловлен его практической значимостью для систем хранения и разделения изотопов водорода. Полученные изотермы сорбции протия и дейтерия и зависимости давления гидридо- и дейтеридообразования

от температуры показаны на рис. 5. Повышение температуры образца выше 323 К нецелесообразно, так как известно, что с ростом температуры коэффициент разделения уменьшается [10].

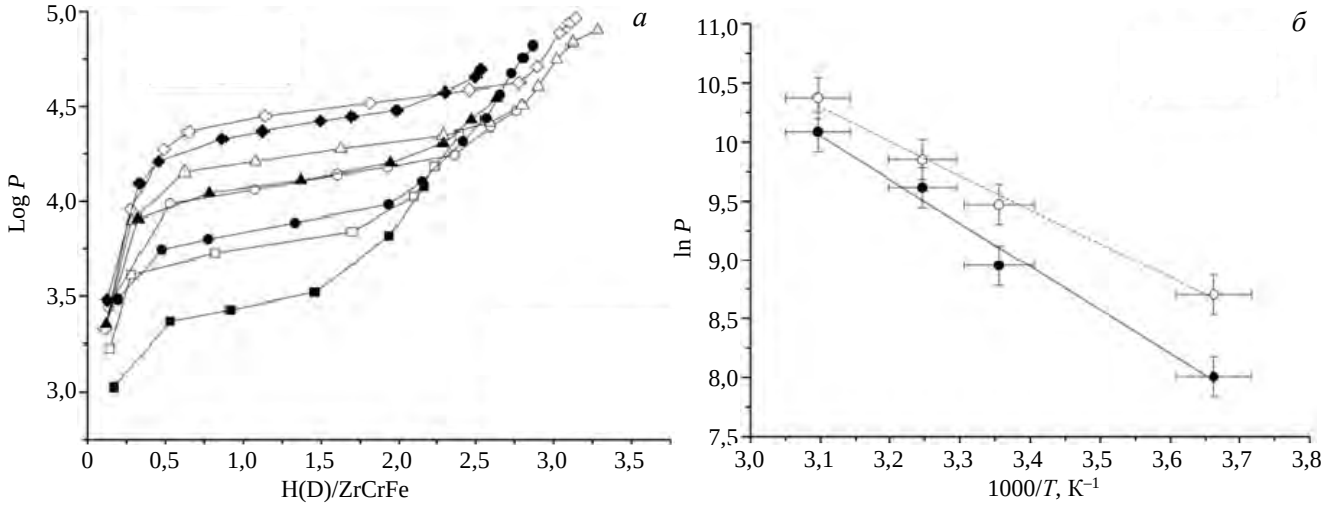


Рис. 5. Изотермы сорбции H_2 и D_2 (◆ — Log P(D), ◇ — Log P(H)): □ — T = 273, ○ —T = 298, △ — T = 308, ◇ — T = 323 К (*а*) и зависимости давления гидридо- и дейтеридообразования от температуры: ● — ln P(D), ○ — ln P(H) (*б*) для образца ZrCrFe

Полученные изотермы имеют характерные участки α-фазы, β-фазы и α—β-перехода. С ростом температуры значительно возрастает равновесное давление изотопов водорода над ИМС, при этом разница между равновесными давлениями для протия и дейтерия с ростом температуры уменьшается, т.е. коэффициент разделения приближается к 1.

Из анализа изотерм сорбции в системе ZrCrFe—H_2(D_2) следует, что в диапазоне температуры от 273 до 323 К дейтерид является более стабильным, что при сорбции смеси протия и дейтерия приводит к концентрированию тяжёлого изотопа в твёрдой фазе. ИМС ZrCrFe характеризуется достаточно высокой сорбционной ёмкостью по водороду (5,9 моль H_2/кг ИМС при комнатной температуре). Для сравнения — сорбционная ёмкость урана составляет 6,7 моль H_2/кг U [2].

По полученным зависимостям равновесного давления над гидридом от температуры были рассчитаны значения изменения энтальпии и энтропии гидридообразования (табл. 2).

Т а б л и ц а 2. **Термодинамические параметры гидридообразования для образца ZrCrFe**

Параметр	Образец	
	ZrCrFe—H_2	ZrCrFe—D
ΔH, кДж/моль	–24,0	–30,7
ΔS, Дж/(моль·К)	160,1	179,8
$\lvert\Delta H_D\rvert$—$\lvert\Delta H_H\rvert$, кДж/моль	6,7	—

Абсолютное значение изменения энтальпии для образования дейтерида больше, чем для гидрида ($|\Delta H_D|$—$|\Delta H_H| > 0$). Это подтверждает, что для ИМС ZrCrFe характерен прямой изотопный эффект, тяжёлые изотопы (дейтерий и тритий) концентрируются в твёрдой фазе. Так как значения теплоты гидридообразования определяют тепловые затраты на извлечение водорода из твёрдой фазы, то невысокие значения параметра ΔH (20—30 кДж/моль) для ZrCrFe позволяют проводить процесс разделения изотопов водорода с меньшими энергетическими затратами. Для сравнения — ΔH для стабильного соединения TiH_2 составляет 125,3 кДж/моль [10], температура разложения гидрида при давлении водорода 100 кПа равна ≈930 ºС [2].

Для образца ZrCrFe по индивидуальным изотермам сорбции были впервые рассчитаны коэффициенты разделения для смеси протий—дейтерий: $\alpha_{T = 273\ К} = 1{,}43 \pm 0{,}08$; $\alpha_{T = 298\ К} = 1{,}22 \pm 0{,}06$; $\alpha_{T = 308} = 1{,}13 \pm 0{,}06$; $\alpha_{T = 323\ К} = 1{,}03 \pm 0{,}06$.

Зависимость коэффициента разделения от температуры (рис. 6) описывается следующим уравнением [10, с. 65]

$$\ln\alpha = \frac{580}{T} - 1{,}76. \qquad (5)$$

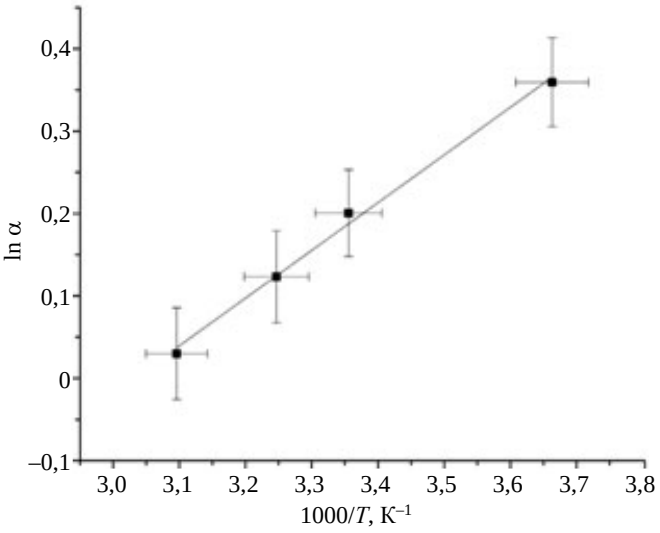


Рис. 6. Зависимость коэффициента разделения смеси протий—дейтерий для образца ZrCrFe при заполнении [H(D)/ZrCrFe] = 1,2

Полученные значения коэффициента разделения для ИМС ZrCrFe при температурах 273, 298, 323 К значительно отличаются от единицы и могут быть сопоставимы с коэффициентами разделения для других металлов и ИМС, рассматриваемых или используемых для разделения изотопов водорода. Среди металлов и ИМС с прямым изотопным эффектом можно выделить следующие [10, 17]: $ZrMn_2$ (α = 1,27), $ZrCr_2$ (α = 1,60), $ZrMn_2Cr_{0,8}$(α = 1,33) (для системы H—D при комнатной температуре). Для ZrCrFe определённое в этой работе значение коэффициента разделения для 50%-ной H_2—D_2-смеси при комнатной температуре составляет α = 1,22.

Из полученных результатов следует, что для ИМС ZrCrFe характерны высокая сорбционная ёмкость по водороду, а также коэффициенты разделения, значительно отличающиеся от единицы для системы протий—дейтерий. Это позволяет рассматривать ИМС ZrCrFe в качестве рабочего материала для разделения изотопов водорода.

Квантово-статистическая оценка коэффициентов разделения изотопов водорода для ИМС ZrCrFe. Поскольку в термоядерном реакторе в качестве топлива используются дейтерий и тритий, изучение коэффициента разделения для тритийсодержащих изотопных смесей представляет особый интерес. Так как проведение экспериментальных работ по исследованию изотопных эффектов в тритийсодержащих системах затруднено, для оценки коэффициентов разделения может быть применён квантово-статистический метод расчёта. Подробная методика квантово-статистического расчёта представлена в [10]. Изотопный обмен газообразного трития с гидридной фазой описывается следующей реакцией:

$$HT + H(ИМС) = T(ИМС) + H_2. \qquad (6)$$

Коэффициент разделения для данной системы может быть рассчитан по уравнению [10, 24]

$$\alpha_{H\text{–}T} = \left(\frac{Z_{H_2}}{Z_{T_2}}\right)^{1/2} \frac{Z_T}{Z_H}, \qquad (7)$$

где Z_{H_2}, Z_{T_2} — суммы по состояниям газообразных молекул водорода; Z_H, Z_T — суммы по состояниям гидридной фазы.

Суммы по состояниям для гидридной фазы могут быть рассчитаны с применением модели гармонического осциллятора по следующему выражению [10, 24]:

$$\frac{Z_T}{Z_H} = \left[\frac{1-\exp\left(hc\omega_H/kT\right)}{1-\exp(hc\omega_T/kT)}\exp\frac{hc(\omega_H-\omega_T)}{2kT}\right]^3, \qquad (8)$$

где ω_H и ω_T — собственная частота колебаний атома протия и трития в кристаллической решётке. В случае гармонического осциллятора собственные частоты колебаний изотопов водорода связаны следующим уравнением [10, 24]:

$$\omega_H = \omega_D 2^{1/2} = \omega_T 3^{1/2}. \qquad (9)$$

Отношение сумм по состояниям газообразных молекул водорода Z_{H_2}/Z_{T_2} может быть найдено по следующему выражению [10, 24]:

$$\ln\left(\frac{\sigma_{HT}Z_{HT}}{\sigma_{H_2}Z_{H_2}}\right)=\sum_{n=0}^{4}a_n(300/T)^n, \quad (10)$$

где σ_{H_2} и σ_{HT} — числа симметрии молекул H_2 и HT соответственно; a_n — коэффициенты полинома [10].

Как видно из анализа уравнений (7)—(10), возможно рассчитать значения ω_H и ω_T на основе одного известного значения коэффициента разделения, определённого экспериментальным путём, в нашем случае для этого использовали коэффициент разделения для системы протий—дейтерий (5). Рассчитанные значения составляют $\omega_H = 704$ см$^{-1}$, $\omega_T = 406$ см$^{-1}$.

По уравнениям (7) и (8) была проведена оценка коэффициента разделения для системы протий—тритий. Согласно расчёту значение коэффициента разделения составляет $\alpha_{H—T} = 1{,}65$ ($T = 298$ К).

Коэффициент разделения позволяет оценить давление в области плато на изотерме сорбции трития с использованием уравнения

$$\alpha_H=\sqrt{P_{H_2}/P_{T_2}}, \quad (11)$$

поскольку среднее давление в области плато на изотерме сорбции протия при комнатной температуре получено экспериментально в данной работе.

Рассчитанное по уравнению (11) равновесное давление образования тритида при температуре 298 К приблизительно составляет 4,8 кПа.

ВЫВОДЫ

Получены изотермы сорбции протия и дейтерия для ИМС ZrCrFe в интервале температуры 273—323 К, имеющем практическое значение для систем хранения и разделения изотопов водорода термоядерных установок. На основании полученных экспериментальных результатов впервые были рассчитаны значения изменений энтальпии и энтропии образования гидридов и дейтеридов, которые составили $\Delta H_{H_2} = -24$ кДж/моль, $\Delta H_{D_2} = -30{,}7$ кДж/моль, $\Delta S_{H_2} = 160{,}1$ Дж/(моль·К) и $\Delta S_{D_2} = 79{,}8$ Дж/(моль·К). Была определена температурная зависимость коэффициентов разделения для 50%-ной смеси протий—дейтерий в интервале температуры 273—333 К, которая составила $\ln\alpha = 580/(T - 1{,}76)$. Была проведена оценка коэффициентов разделения изотопов водорода для ИМС ZrCrFe квантово-статистическим методом. Показано, что интерметаллид ZrCrFe обладает высоким коэффициентом разделения (значительно отличным от единицы), высокой водородной ёмкостью и сравнительно низкими значениями ΔH (20—30 кДж/(моль H_2)). Полученные результаты дают основания рассматривать ZrCrFe в качестве рабочего вещества в процессах разделения изотопов водорода в топливном цикле термоядерных установок.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Lässer R., Grünhagen S., Kawamura Y.** Use of micro gas chromatography in the fuel cycle of fusion reactors. — Fusion Eng. Des., 2003, vol. 69, № 1—4, p. 813—817.
2. **Перевезенцев А.Н., Розенкевич М.Б.** Технология трития для термоядерного реактора. — Долгопрудный: ООО Издательский дом Интеллект, 2018.
3. **Chung H. et al.** Korea's progress on the ITER tritium systems. — Fusion Eng. Des., 2009, vol. 84, № 2—6, p. 599—603.
4. **Song K.M. et al.** The development of standard operating procedures for the SDS of the ITER tritium plant. — Ibid., 2008, vol. 83, № 10—12, p. 1380—1383.
5. **Yun S.H. et al.** Risk-based multi-criteria design concept of the ITER SDS getter bed. — Ibid., 2014, vol. 89, № 7—8, p. 1495—1499.
6. **Карпов Д., Литуновский В.** Водородная энергетика: хранение водорода в связанном состоянии. — М.: Изд-во Palmarium Academic Publishing, 2018.
7. **Перевезенцев А.Н. и др.** Гидриды интерметаллических соединений и сплавов, их свойства и применение в атомной технике. — Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1988, vol. 19, № 6, p. 1386—1439.
8. **Bekris N., Sirch M.** On the mechanism of the disproportionate of ZrCo hydrides. — Fusion Sci. Technol., 2012, vol. 62, № 1, p. 50—55.
9. **Магомедбеков Э.П., Райтман А.А., Розенкевич М.Б.** Разделение изотопов биогенных элементов в двухфазных системах. — М.: ИздАТ, 2003.

10. **Andreev B.M., Magomedbekov E.P., Sicking G.H.** Interaction of Hydrogen Isotopes with Transition Metals and Intermetallic Compounds. — Heidelberg: Springer Verlag, 1996.
11. **Lässer R. et al.** Preparative gas chromatographic system for the JET Active Gas Handling System — tritium commissioning and use during and after DTE1. — Fusion Eng. Des., 1999, vol. 47, № 2—3, p. 301—319.
12. **Horen A.S., LeeM.W.** Metal hydride based isotope separation. Large-scale operations. — Fusion Technol., 1992, vol. 21, № 2, pt 2, p. 282—286.
13. **Бучирин А.В., Голубков А.Н.** Разделение изотопов водорода на Pd-содержащем сорбенте. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2009, vol. 3, p. 61—63.
14. **Glugla M. et al.** The ITER tritium systems. — Fusion Eng. Des., 2007, vol. 82, № 5—14, p. 472—487.
15. **Heung L.K., Sessions H.T., Xiao X., Mentzer H.L.** Demonstration of the next-generation TCAP hydrogen isotope separation process. — Fusion Sci. Technol., 2009, vol. 56, № 4, p. 1471—1475.
16. **Heung L.K., Sessions H.T., Xiao X.** TCAP hydrogen isotope separation using palladium and inverse columns. — Ibid., 2011, vol. 60, № 4, p. 1331—1334.
17. **Neugebauer C., Hörstensmeyer Y., Day C.** Technology development for isotope rebalancing and protium removal in the EU-DEMO fuel cycle. — Ibid., 2020, vol. 76, № 3, p. 215—220.
18. **Checchetto R., Trettel G., Miotello A.** Sievert-type apparatus for the study of hydrogen storage in solids. — Meas. Sci. Technol., 2004, vol. 15, № 1, p. 127—130.
19. **Shmayda W.T., Heics A.G., Kherani N.P.** Comparison of uranium and zirconium cobalt for tritium storage. — J. Less-Common Met., 1990, vol. 162, № 1, p. 117—127.
20. **Coaquira J.A.H., Rechenberg H.R., Mestnik Filho J.** Hydrogen absorption effects in the $Zr(Fe_{(0.5)}Cr_{(0.5)})_{(2)}$ compound. —Hyperfine Interactions, 2000, vol. 126, № 1—4, p. 205—210.
21. **Zhang L.Y., Wallace W.E.** Hydrogenation characteristics of the isoelectronic alloys $ZrMn_2$, ZrCrFe, and ZrVCo. — J. Solid State Chem., 1988, vol. 74, № 1, p. 132—137.
22. **Bekris N., Bessere U., Sirch M., Penzhorn R.D.** On the thermal stability of the zirconium/cobalt–hydrogen system — Fusion Eng. Des., 2000, vol. 49—50, p. 781—789.
23. **Devillers M., Sirch M., Bredendiek-Kämper S., Penzhorn R.D.** Characterization of the ZrCo-hydrogen system in view of its use for tritium storage. — Chem. Mater., 1990, vol. 2, № 3, p. 255—262.
24. **Андреев Б.М., Зельвенский Я.Д., Катальников С.Г.** Тяжелые изотопы водорода в ядерной технике. — М.: ИздАТ, 2000.

Татьяна Александровна Анфимова, лаборант-исследователь; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; аспирант; РХТУ им. Д.И. Менделеева, 125047 Москва, Миусская площадь 9, Россия
Anfimova_TA@nrcki.ru

Борис Владимирович Иванов, м.н.с.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 63—71.

УДК 538.911; 548.4; 669.292.5; 620.186.8

МИКРОСТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАЛОАКТИВИРУЕМЫХ ВАНАДИЕВЫХ СПЛАВОВ V—4Ti—4Cr—(C, O, N) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ УСЛОВИЙ ИХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОЙ И ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

А.Н. Тюменцев[1, 2], И.А. Дитенберг[1, 2], К.В. Гриняев[1], И.В. Смирнов[1], Ю.П. Пинжин[1], А.Д. Коротаев[2], В.М. Чернов[3, 4], М.М. Потапенко[3], М.В. Кравцова[3], К.А. Мороз[3], Н.А. Дегтярев[3]

[1]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия*
[2]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия*
[3]*АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов им. А.А. Бочвара» (АО «ВНИИНМ»), Москва, Россия*
[4]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Обобщены результаты исследования влияния режимов термомеханической обработки (ТМО) на закономерности фазовых превращений, микроструктуру и механические свойства малоактивируемых сплавов системы V—4Ti—4Cr—(C, O, N). Установлены механизмы этих превращений и взаимосвязи микроструктуры с уровнем прочности и пластичности. Представлены режимы ТМО, обеспечивающие однородное по объёму распределение наноразмерных частиц стабильного оксикарбонитрида, значительное увеличение их плотности (дисперсности) и повышение термической стабильности микроструктуры. Показано, что эти режимы приводят к значительному (на 30—60%) увеличению кратковременной прочности сплавов в широком (от 293 до 1073 K) интервале температур при сохранении достаточно высокого запаса пластичности.

Ключевые слова: сплав V—4Ti—4Cr, термомеханическая обработка, микроструктура, дисперсное упрочнение, фазы внедрения, электронная микроскопия, механические свойства.

MICROSTRUCTURE AND MECHANICAL PROPERTIES OF LOW-ACTIVATION V—4Ti—4Cr—(C, O, N) VANADIUM ALLOYS DEPENDING ON THE CONDITIONS OF THEIR TECHNOLOGICAL AND THERMOMECHANICAL TREATMENT

A.N. Tyumentsev[1, 2], I.A. Ditenberg[1, 2], K.V. Grinyaev[1, 2], I.V. Smirnov[1, 2], Yu.P. Pinzhin[1, 2], A.D. Korotaev[1, 2], V.M. Chernov[3, 4], M.M. Potapenko[3], M.V. Kravtsova[3], K.A. Moroz[3], N.A. Degtyarev[3]

[1]*Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia*
[2]*Tomsk State University, Tomsk, Russia*
[3]*JSC Bochvar High-Technology Research Institute for Inorganic Materials, Moscow, Russia*
[4]*National Research Nuclear Institute MEPhI, Moscow, Russia*

The results of studying the effect of thermomechanical treatment (TMT) regimes on the regularities of phase transformations, microstructure, and mechanical properties of low-activation alloys of the V—4Ti—4Cr—(C, O, N) system are summarized. The mechanisms of these transformations and the relationship between the microstructure and the level of strength and plasticity have been established. TMT regimes are presented that provide a uniform volume distribution of nanosized particles of stable oxycarbonitride, a significant increase in their density (dispersion) and an increase in the thermal stability of the microstructure. It is shown that these regimes lead to a significant (by 30—60%) increase in the short-term strength of alloys in a wide (from 293 to 1073 K) temperature range, while maintaining a sufficiently high plasticity.

Key words: V—4Ti—4Cr alloy, thermomechanical treatment, microstructure, dispersion strengthening, interstitial phases, electron microscopy, mechanical properties.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-72-87

ВВЕДЕНИЕ

Одним из перспективных направлений создания конструкционных материалов для активных зон энергетических ядерных (быстрых) и термоядерных реакторов является разработка малоактивируемых сплавов ванадия типа V—(4 ± 0,5%)Ti—(4 ± 0,5%)Cr—(C, O, N) [1—3].

Высокая химическая активность ванадиевых сплавов к элементам внедрения (C, O, N) совместно с обогащением этими элементами в процессе получения слитков и их последующих технологических обработок переводит эти сплавы в разряд гетерофазных дисперсионно-твердеющих сплавов со сложной последовательностью структурно-фазовых превращений. Это приводит к сильной зависимости их микроструктуры и физико-механических свойств от условий такой обработки, включая режимы термомеханической обработки (ТМО) полуфабрикатов и изделий [4—17].

Указанные особенности сплавов ванадия открывают возможности для модификации их микроструктуры и, как следствие, физико-механических свойств сплавов в процессе ТМО. Среди них:

— формирование более однородного по объёму распределения высокодисперсных частиц оксикарбонитридных, оксидных и карбидных фаз в объёме и границах зёрен;

— увеличение объёмной доли наноразмерных выделений этих фаз со значительным повышением эффективности дисперсного упрочнения;

— повышение термической стабильности гетерофазной и дефектной субструктуры и температуры рекристаллизации;

— исключение грубодисперсных выделений частиц неметаллических фаз как потенциальных источников разрушения и снижения пластичности в интервале пониженной температуры.

В совокупности это свидетельствует о хороших перспективах существенного повышения физико-механических свойств сплавов V—4Ti——4C—(C, O, N) путём разработки новых режимов их термомеханической обработки.

В настоящей работе обобщены результаты исследования влияния режимов ТМО на микроструктуру и механические свойства сплавов ванадия системы V—4Ti—4Cr—(C, O, N). Выявлены основные закономерности и механизмы фазовых превращений на различных технологических стадиях получения и переработки сплавов ванадия в зависимости от режимов их обработки. Представлены режимы обработки, обеспечивающие однородное по объёму распределение наноразмерных частиц на основе фаз внедрения, увеличение их объёмной плотности, повышение термической стабильности микроструктуры и значительное увеличение кратковременной прочности в широком интервале (от 20 до 800 ºС) температур при сохранении достаточно высокого запаса пластичности. Установлены взаимосвязи микроструктуры этих сплавов с характеристиками их прочности и пластичности.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ V—4Ti—4Cr—(C, O, N) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ РЕЖИМОВ ИХ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ

Особенности фазовых превращений в процессе технологических обработок сплавов V—4Ti—4Cr—(C, O, N) в условиях стандартных режимов ТМО. С использованием сплава V—4,36Cr—4,21Ti—0,013C——0,02O—0,01N (вес. %) производства России (ВНИИНМ им. А.А. Бочвара) выявлена последовательность фазовых и структурных превращений в процессе полного цикла стандартной технологической обработки слитка — от его гомогенизации до холодной прокатки в лист толщиной от 5 до 0,3 мм. Сплав получали в виде слитков весом 30—110 кг. Указанный стандартный режим обработки (далее ТМО-I) включает следующие этапы.

ТМО-I:

— гомогенизирующий отжиг слитка при температуре 1573 К в течение 8 ч;

— нагрев до температуры 1123—1273 К с выдержкой при этой температуре в течение 1,5—2 ч и горячее выдавливание в пруток толщиной около 60 мм;

— отжиг при T = 1223—1373 К в течение 1 ч и осадка при комнатной температуре на гидравлическом прессе со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом в диапазоне температуры 1223—1373 К;

— несколько циклов деформация прокаткой ε = 50% при T = 293 К + отжиг при T = 1223—1373 К с получением пластин разной (от 0,3 до 4,5 мм) толщины.

Структурные исследования проводили методами оптической металлографии на микроскопах Olympus GX-71 и NEOPHOT-21, сканирующей электронной микроскопии на приборах Philips SEM515 и Quanta 200 3D и просвечивающей электронной микроскопии на электронных микроскопах Philips CM30 и ЭМ-125 при ускоряющих напряжениях 300 и 125 кВ соответственно. Электронографический анализ выделений оксикарбонитридных фаз проведён с точностью ±0,001 нм. Методики получения слитков, их последующей технологической обработки и приготовления образцов для электронно-микроскопических исследований представлены в работах [1, 15, 17].

В литом состоянии, как показано в работах [8, 16, 17], в изучаемом сплаве на границах и в объёме зёрен размером около 1 мм наблюдаются выделения второй фазы, имеющие форму пластин толщиной до 100—150 нм и размером в двух других измерениях до нескольких десятков микрометров (рис. 1, *а*, *в*). Они выстраиваются в цепочки выделений в объёме зёрен и формируют сплошные плёнки указанной толщины на межзёренных границах. Электронографический анализ показал (см. рис. 1, *в*), что эти выделения являются ГЦК-фазой с параметрами решётки в пределах от $0{,}424 \pm 0{,}001$ до $0{,}428 \pm 0{,}001$ нм. Сравнение с имеющими ГЦК-решётку карбидами и нитридами титана и ванадия (TiC — $a \approx 0{,}430$ нм; VC — $a \approx 0{,}414$ нм; TiN — $a \approx 0{,}423$ нм; VN — $a \approx 0{,}413$ нм [18]) свидетельствует о том, что указанные выделения можно отнести к оксикарбонитридам VTi(C, N, O) переменного элементного состава.

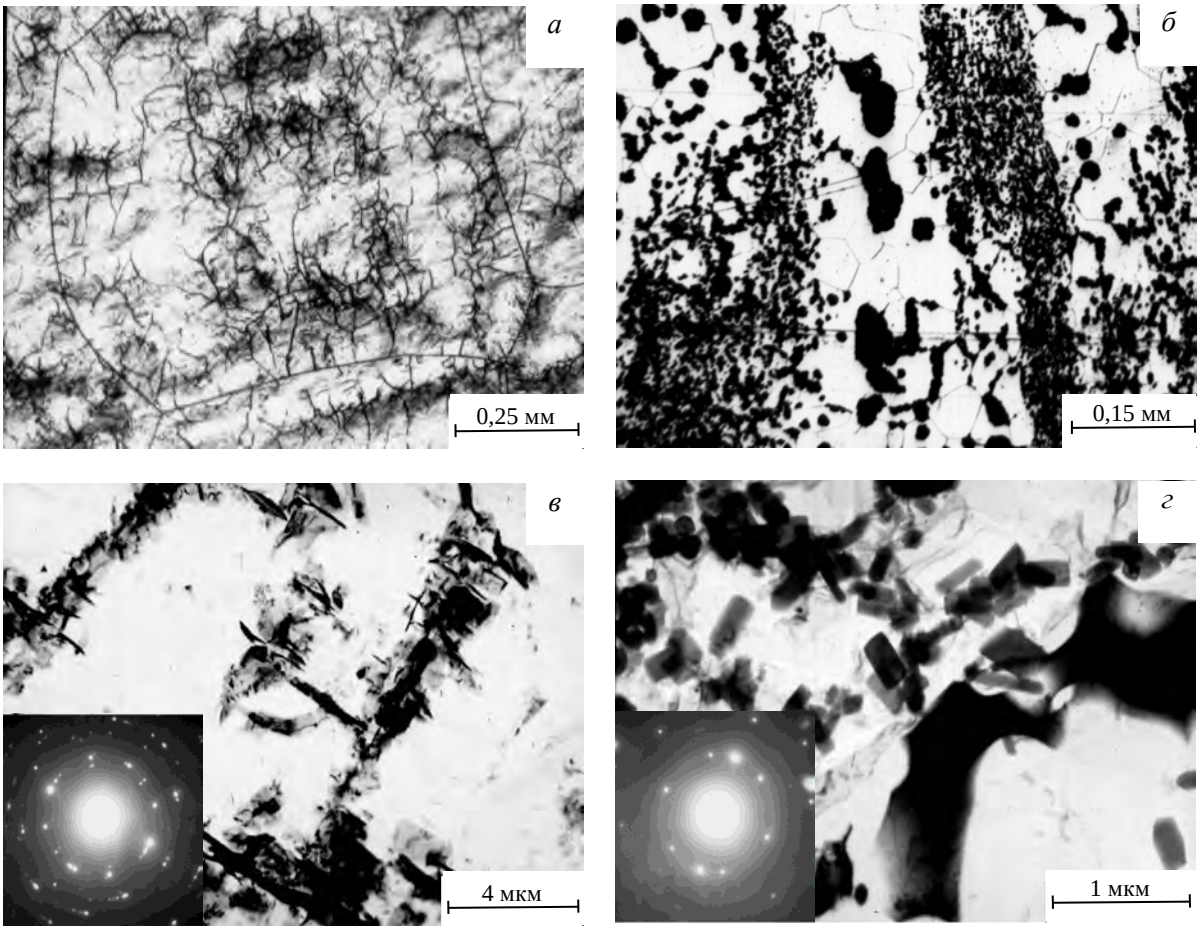


Рис. 1. Микроструктура сплава V—4Ti—4Cr в литом состоянии (*а*, *в*) и после горячего выдавливания, прессования и осадки при комнатной температуре с последующим отжигом в диапазоне температуры 1223—1373 К (*б*, *г*): *а*, *б* — оптическая металлография; *в*, *г* — просвечивающая электронная микроскопия на репликах с экстракцией грубодисперсных частиц ГЦК-фазы с параметрами решётки $0{,}426 \pm 0{,}001$ нм (*в*) и $0{,}427 \pm 0{,}001$ нм (*г*)

Для анализа закономерностей их образования существенно, что характерной особенностью ванадиевых сплавов являются низкая растворимость углерода [19] и высокая скорость образования карбидов ванадия [20]. При этом в двойных системах V—C уже при относительно низкой (около 600 К) температуре или в процессе охлаждения после высокотемпературных отжигов выделяются грубодисперсные пластинчатые выделения карбида V_2C с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) решёткой [20]. В соответствии с [19] при концентрации углерода около 0,013% вес. температура однофазного состояния, с которой начинается образование указанных выделений в процессе охлаждения после термообработок, близка к $T = 1473$ К.

Кроме того, согласно [19, 21] Ti обладает значительно более высокой по сравнению с ванадием активностью к углероду, азоту и кислороду. Поэтому легирование ванадиевых сплавов с указанными элементами внедрения титаном приводит к тому, что термодинамически стабильными неметаллическими фазами в них являются сложные (легированные ванадием) карбиды (при наличии кислорода и азота — оксикарбиды или оксикарбонитриды) на основе титана типа TiV(C, O, N). Однако вследствие значительно более низкой по сравнению с углеродом диффузионной подвижности Ti и при ограниченных временах формирования неметаллической фазы в процессе охлаждения слитка на первом этапе фазового

превращения концентрация титана в карбидной фазе должна быть значительно ниже концентрации ванадия. Поэтому обнаруживаемые в слитке пластинчатые выделения грубодисперсной фазы представляют собой выделившиеся в процессе его охлаждения частицы метастабильного карбида VTi(C, O, N) с высоким содержанием ванадия и углерода. Элементный состав выделяющихся таким образом частиц может меняться в зависимости от условий (в объёме или на границах зёрен, скорости, температурные интервалы и др.) их образования. Последнее является, по-видимому, причиной значительных (от 0,424 до 0,428 нм) различий в параметрах решётки оксикарбонитридной фазы в литом состоянии.

После горячего выдавливания, прессования и осадки (3-го этапа представленного ТМО-I) характерной особенностью микроструктуры исследуемого сплава является более высокая по сравнению со слитком неоднородность распределения и дисперсности оксикарбонитридной фазы (см. рис. 1, *б*). Как видно из этого рисунка, пространственные масштабы этих неоднородностей составляют сотни микрон. При этом можно выделить три типа частиц второй фазы:

— грубодисперсные пластинчатые выделения толщиной до 0,5—1 мкм и размером в двух других измерениях до нескольких десятков мкм (см. рис. 1, *б*, *г*);

— относительно грубодисперсные равноосные частицы второй фазы размером до 1—2 мкм;

— пластинчатые выделения оксикарбонитридной фазы толщиной от ~10 до 100 нм.

Все указанные частицы имеют ГЦК-решётку. Параметр решётки выделений 1-го типа $a = 0{,}427 \pm 0{,}001$ нм. Параметры решётки частиц 2-го и 3-го типа меняются в пределах от $0{,}414 \pm 0{,}001$ до $0{,}436 \pm 0{,}001$ нм, что свидетельствует о наличии в материале выделений оксикарбонитридных фаз различного элементного состава.

После заключительного этапа ТМО-I (многократной прокатки при комнатной температуре с промежуточными отжигами при $T = 1273$ К) высокая неоднородность гетерофазной структуры с высокой плотностью указанных грубодисперсных выделений оксикарбонитридов, характерная для структурного состояния заготовки после осадки (см. рис. 1, *б*, *г*), сохраняется. На оптических микрофотографиях (рис. 2, *а*) эти

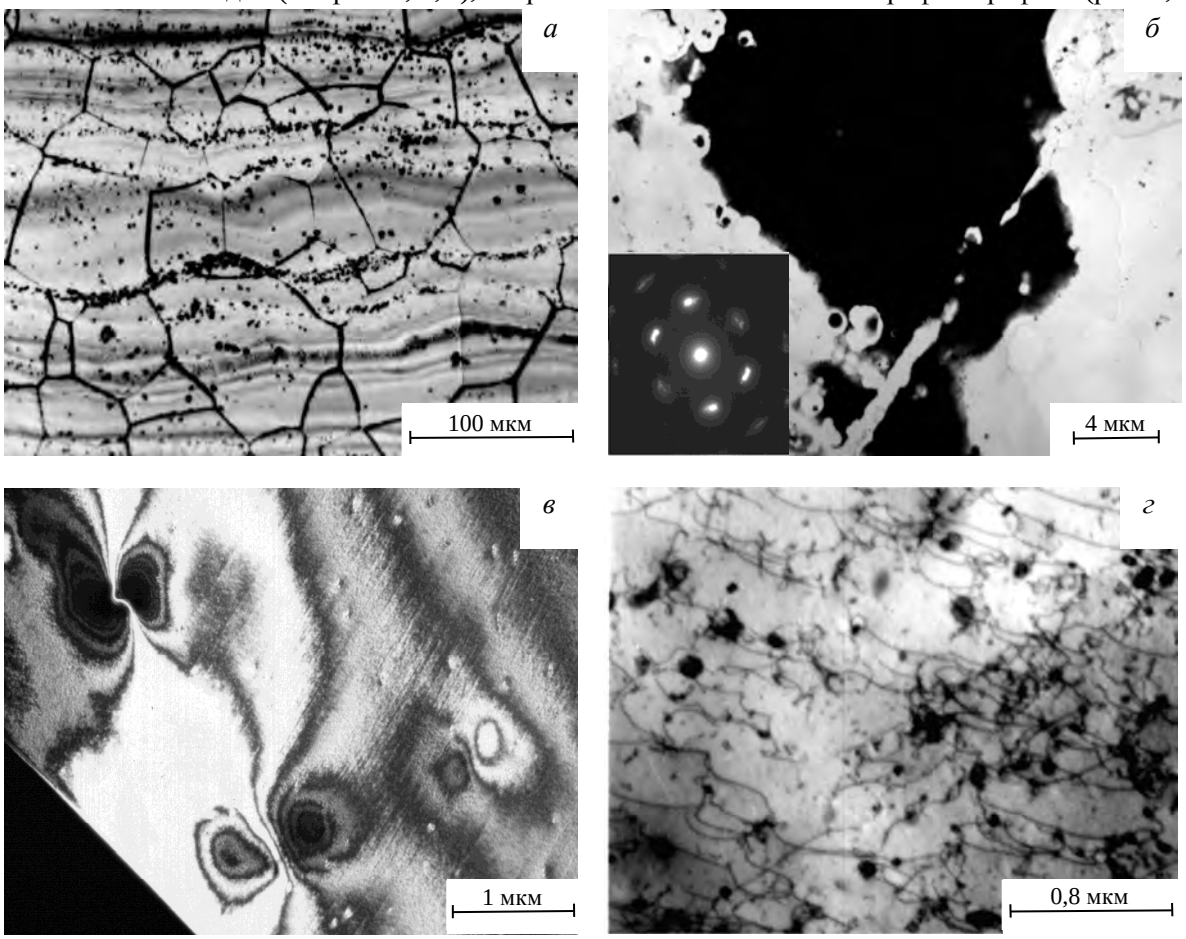


Рис. 2. Микроструктура сплава V—4Ti—4Cr после ТМО-I. Прокатка в лист толщиной 2,5 (*а*, *б*), 0,3 (*в*) и 1 мм (*г*) с заключительными отжигами 1273 К 1 ч: *а* — оптическая металлография; *б* — реплика с экстракцией грубодисперсной частицы ГЦК-фазы с параметром решётки $0{,}432 \pm 0{,}001$ нм; *в*, *г* — просвечивающая электронная микроскопия в тонких фольгах в зонах высоких внутренних напряжений (*в*) и образования мелкодисперсных частиц TiV(C, O, N) из твёрдого раствора (*г*)

выделения наблюдаются в виде цепочек, параллельных направлению прокатки. При этом обнаружены следующие изменения особенностей гетерофазной структуры [8, 16, 17]:

— увеличение (от 0,427 ± 0,001 до (0,432—0,438) ± 0,001 нм) параметров решётки грубодисперсных (см. рис. 2, *б*, *в*) выделений оксикарбонитридной фазы. Сравнение с параметрами решётки ГЦК-модификаций карбидов и нитридов ванадия и титана свидетельствует о том, что такое увеличение может быть следствием увеличения в частицах TiV(C, O, N) концентрации титана и углерода;

— появление участков с высокой плотностью более высокодисперсных (размером от нескольких до нескольких десятков нанометров, см. рис. 2, *г*) частиц TiV(C, O, N) с параметром решётки $a = 0{,}430 \pm 0{,}001$ нм. На наш взгляд, эти частицы формируются путём выделения из пересыщенного твёрдого раствора в зонах повышенной концентрации углерода, в том числе в условиях частичного растворения метастабильного оксикарбонитрида.

Электронно-микроскопическое исследование зёренной и дефектной микроструктуры прокатанных образцов показало, что частицы оксикарбонитридных фаз оказывают влияние на процессы возврата и рекристаллизации при $T = 1273$ К. Они тормозят миграцию границ зёрен (см. рис. 2, *а*), закрепляют индивидуальные дислокации (см. рис. 2, *г*), контролируя таким образом процессы первичной и собирательной рекристаллизации. Частицы размером десятые доли микрона и более являются источниками высоких локальных внутренних напряжений (см. рис. 2, *в*).

О механизмах фазовых превращений в сплаве V—4Ti—4Cr—(C, O, N) в зависимости от режимов ТМО. Как видно из изложенного, результатом стандартного режима ТМО-I является превращение в процессе охлаждения слитка выделений метастабильной фазы на основе ванадия и углерода в термодинамически стабильные частицы TiV(C, O, N) с более высоким содержанием титана, кислорода и азота. Наиболее неблагоприятными особенностями формирующихся при этом структурно-фазовых состояний являются их высокая пространственная неоднородность и наличие грубодисперсных выделений оксикарбонитридных фаз, приводящие к значительному снижению эффективности дисперсного упрочнения и низкотемпературной пластичности. Для выявления возможностей модификации таких состояний чрезвычайно важными являются вопросы, во-первых, о температурных интервалах растворимости неметаллических фаз, во-вторых, о механизмах указанного превращения в зависимости от режимов ТМО.

Для выяснения первого вопроса в работе [16] проведено сравнительное исследование гетерофазной структуры исследуемого сплава после термообработок в интервале температуры $T = 1473$—1773 К вблизи предполагаемого предела растворимости вторичных фаз. После отжигов при температуре выше этого предела природа особенности пространственного распределения частиц второй фазы определяется условиями их выделения в процессе охлаждения и не зависит от температуры отжига. Проведённое исследование показало, что в сплаве это наблюдается после термообработок при $T \geq 1673$ К. Указанные частицы показаны при этом тонкими пластинами метастабильного оксикарбонитрида, аналогичными наблюдаемым в литом состоянии (см. рис. 1, *а*, *в*). Часовой отжиг при $T = 1573$ К и процесс охлаждения приводят к формированию в объёме и на границах зёрен значительно более грубодисперсных выделений TiV(C, O, N) [16] с высокой концентрацией титана, подобных выделяющимся в процессе осадки (см. рис. 1, *б*, *г*) или технологического цикла прокатки (см. рис. 2, *а*, *б*).

Приведённые результаты свидетельствуют о том, что температурные интервалы растворимости частиц термодинамически стабильной фазы TiV(C, O, N) находятся при температуре выше 1573 К. Следовательно, формирование в процессе ТМО-I наиболее неблагоприятных для эксплуатационных свойств изучаемого сплава грубодисперсных пластинчатых выделений оксикарбонитридов с высоким содержанием титана происходит уже в процессе гомогенизации слитка при указанной температуре. Более мелкодисперсные равноосные частицы 2-го типа (см. рис. 2, *в*) могут быть результатом образования аналогичной фазы в процессе горячего выдавливания слитка при $T \approx 1223$ К. Тонкие пластинчатые выделения 3-го типа, формирующиеся в процессе горячего выдавливания, прессования и осадки, являются, по-видимому, частицами метастабильной (с высоким содержанием ванадия и углерода) фазы, выделившейся при охлаждении заготовок после гомогенизации или горячего выдавливания.

Образование при $T = 1573$ К грубодисперсной фазы препятствует гомогенизации слитка и определяет высокую неоднородность гетерофазной структуры в структурном состоянии после осадки (см. рис. 1, *б*, *г*), а многообразие механизмов формирования вторичных фаз приводит к тому широкому (от 0,414 до 0,436 нм) спектру параметров решётки, который обнаруживается в них в этом состоянии. Поскольку

сформировавшаяся в ходе гомогенизации грубодисперсная фаза является термодинамически стабильной, её модификация при более низкой температуре в процессе последующего цикла ТМО (прокатка с промежуточными отжигами при T = 1273 К) практически невозможна. Поэтому выделения этой фазы сохраняются вплоть до формирования листа толщиной 0,3 мм (см. рис. 2, *г*).

В соответствии с работами [16, 22—24] в карбидноупрочнённых сплавах ванадия и ниобия типа V(Nb)—Ti(Zr)—C можно выделить два механизма превращения метастабильных выделений карбидов ванадия в богатую титаном или цирконием стабильную фазу:

— превращения типа V(Nb)C→Ti(Zr)C «на месте», когда активные карбидообразующие элементы (Ti или Zr) замещают атомы ванадия или ниобия в метастабильной фазе без растворения этой фазы или при её частичном растворении;

— путём растворения выделений метастабильных фаз с образованием частиц стабильных карбидов из твёрдого раствора.

Относительный вклад этих механизмов определяется кинетическими условиями превращения. Первый осуществляется в условиях достаточно высокой диффузионной подвижности карбидообразующего элемента, второй — когда скорость растворения частиц метастабильной фазы превышает скорость подвода атомов этого элемента в реакционную зону. Особенности гетерофазной структуры определяются при этом, с одной стороны, дисперсностью и характером распределения исходных V(Nb)C метастабильных фаз, с другой — параметрами (коэффициенты диффузии и содержание диффундирующих элементов в твёрдом растворе), определяющими интенсивности потоков углерода и карбидообразующих элементов в реакционной зоне.

В случае второго механизма превращения его закономерности аналогичны таковым в процессах типа внутреннего окисления [25, 26] или карбидизации. В работе [16] превращения типа V(Nb)C→TiC или V(Nb)C→ZrC предложено рассматривать как карбидизацию из внутренних источников. При этом источником углерода является не внешняя среда или обогащённая углеродом поверхность образца, а растворяющиеся в процессе термообработки частицы метастабильных карбидов ванадия или ниобия. В работе [27] разработаны критерии реализации различных механизмов формирования второй фазы в процессах типа внутреннего окисления или карбидизации. Показано, что условие формирования однородного по глубине реакционной зоны распределения частиц неметаллических фаз в зависимости от расстояния между источниками кислорода, углерода или азота (Δh) и размера этих частиц ($2R$) имеет вид

$$C_{(\mathrm{O,\,C,\,N})}D_{(\mathrm{O,\,C,\,N})}/C_{(\mathrm{Ti,Zr,\ldots})}D_{(\mathrm{Ti,Zr,\ldots})} \geq C_{(\mathrm{Ti,Zr,\ldots})}(\Delta h/2R)^2. \quad (1)$$

Здесь C и D — концентрация и коэффициент диффузии элементов неметаллических фаз в твёрдом растворе реакционной зоны. Левый член (далее будем называть его кинетическим параметром) характеризует при этом относительные интенсивности диффузионных потоков элементов неметаллической фазы.

Условие (1) является одновременно условием реализации превращения V_XC→(TiV)C путём растворения метастабильного карбида ванадия и последующего выделения термодинамически стабильной (в нашем случае при наличии кислорода и азота) оксикарбонитридной фазы TiV(C, O, N). Поэтому, приняв Δh равным расстоянию между пластинами метастабильной фазы, неравенство (1) можно использовать как условие карбидизации из внутренних источников с формированием однородного по глубине реакционной зоны распределения частиц стабильной фазы контролируемой (диаметр частиц менее $2R$) дисперсности. Проведённые в [16] теоретические оценки показали, что при экспериментально наблюдаемых в литом состоянии значениях Δh около 10 мкм для получения высокодисперсной гетерофазной структуры с диаметром частиц R около 20 нм необходимо выполнение условия

$$C_{\mathrm{C}}D_{\mathrm{C}}/C_{\mathrm{Ti}}D_{\mathrm{Ti}} \gtrsim 10^4. \quad (2)$$

В то же время в процессе заключительного цикла прокатки с промежуточными отжигами при температуре 1223—1373 К величина кинетического параметра

$$C_{\mathrm{C}}D_{\mathrm{C}}/C_{\mathrm{Ti}}D_{\mathrm{Ti}} \lesssim 10, \quad (3)$$

т.е. на несколько порядков меньше. Следовательно, наиболее вероятным механизмом формирования частиц стабильного оксикарбонитрида является при этой температуре превращение типа V_XC→TiV(C, O, N) «на месте».

Наноструктурирование гетерофазной структуры сплава V—4Ti—4Cr путём изменения механизма превращения $V_XC \rightarrow TiV(C, N, O)$. Как видно из изложенного, механизм превращения $V_XC \rightarrow TiV(C, N, O)$ «на месте» является важным или основным механизмом формирования гетерофазной структуры на всех этапах ТМО-I. Образующиеся при этом грубодисперсные (размером до нескольких десятков микрон) пластинчатые выделения TiV(C, N, O) являются источниками высоких локальных внутренних напряжений и потенциальными местами зарождения локализованной деформации и разрушения. Кроме того, образование стабильной фазы на исходных частицах метастабильного карбида значительно (в несколько раз) снижает объёмное содержание выделяющихся из пересыщенных твёрдых растворов мелкодисперсных частиц этой фазы и, как результат, ограничивает эффективность дисперсного упрочнения и повышения прочности.

Исходя из приведённых результатов, для модификации этого состояния с формированием гетерофазной структуры с однородным по объёму распределением частиц оксикарбонитридных фаз высокой дисперсности необходимо выполнение следующих условий:

— исключения образования частиц стабильного оксикарбонитрида на этапе гомогенизации слитка;

— формирования этих частиц на последующих этапах ТМО по механизму растворения метастабильной фазы с последующим выделением высокодисперсных частиц стабильного оксикарбонитрида из твёрдого раствора.

Выполнение первого условия требует повышения температуры гомогенизации до температуры не ниже предела растворимости частиц стабильного оксикарбонитрида TiV(C, N, O). Как показано, в исследуемом в настоящей работе сплаве это температуры $T \geq 1673$ К.

Режимы последующего цикла ТМО, обеспечивающие выполнение второго условия, можно определить из анализа кинетических параметров в соотношениях (2) и (3). Как видно из этих соотношений, значения представленного в ней кинетического параметра, обеспечивающего возможность формирования высокодисперсной (размеры частиц около 20 нм) гетерофазной структуры ($C_C D_C / C_{Ti} D_{Ti} \geq 10^4$), должны на несколько (3—4) порядков превышать значения этого параметра в условиях стандартного режима ТМО-I. Последнее оказывается возможным, во-первых, при уменьшении на несколько сот градусов температуры превращения $V_XC \rightarrow TiV(C, N, O)$ в ходе технологического цикла ТМО, приводящем к значительному (на несколько порядков [28]) увеличению отношения D_C/D_{Ti}, во-вторых, при повышении концентрации углерода в твёрдом растворе в процессе такого превращения. Как известно [29], в ОЦК-сплавах это достигается в структурных состояниях с высокой плотностью дислокаций.

Исходя из изложенного, нами предложен режим ТМО-II, включающий отжиг (гомогенизацию) при температуре (T = 1673 К) выше предела растворимости стабильного оксикарбонитрида и последующую термомеханическую обработку с промежуточными отжигами при температурах ниже температуры рекристаллизации в структурных состояниях с высокой плотностью дислокаций. Существенно, что этот режим может быть использован на различных этапах технологической обработки слитка, начиная с гомогенизации, заканчивая заключительными этапами получения листа или трубных заготовок. Приведём вариант такой обработки после 3-го этапа ТМО-I.

ТМО-II:

— гомогенизирующий отжиг слитка при температуре 1573 К в течение 8 ч;

— нагрев до температуры 1123—1273 К с выдержкой при этой температуре в течение 1,5—2 ч и горячее выдавливание в пруток толщиной около 60 мм;

— отжиг при T = 1223—1373 К в течение 1 ч и осадка при комнатной температуре на гидравлическом прессе со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом в диапазоне температуры 1223—1373 К;

— отжиг при 1673 К 1 ч;

— несколько циклов «деформация прокаткой ε = 30—50% при T = 293 К + отжиг при T = 873—973 К 1 ч»;

— несколько циклов «деформация прокаткой ε = 50% при T = 293 К + отжиг при T = 1223—1373 К 1 ч».

Электронно-микроскопическое исследование показало (рис. 3), что после обработки по режиму ТМО-II в образцах сплава V—4Ti—4Cr наблюдается однородное по объёму распределение частиц очень высокой (размером от нескольких до нескольких десятков нанометров) дисперсности, увеличение их объёмной доли и исключение грубодисперсных выделений оксикарбонитридных фаз и связанных с ними высоких локальных внутренних напряжений.

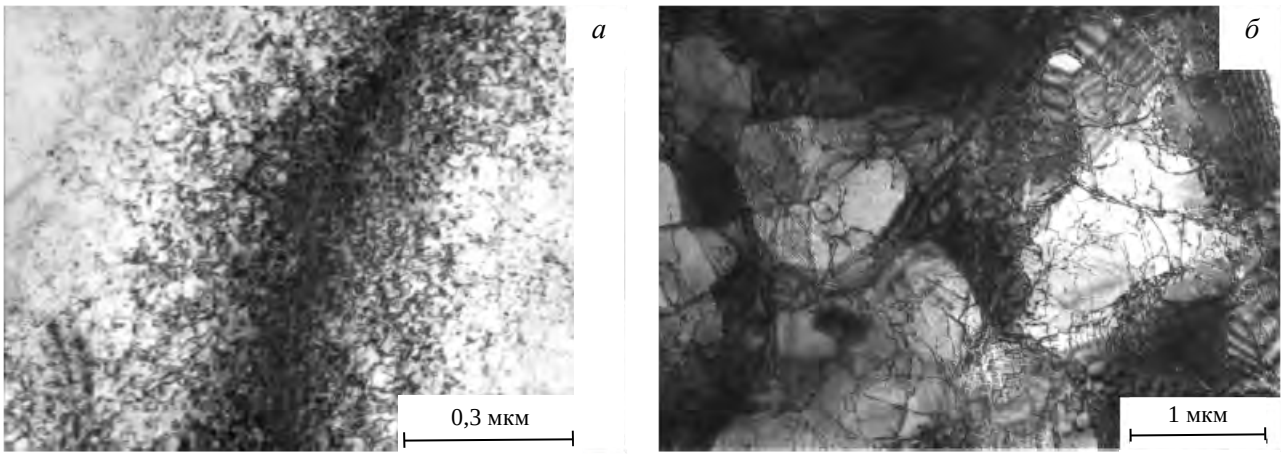


Рис. 3. Микроструктура сплава V—4Ti——4Cr после ТМО-II. Прокатка в лист толщиной 1 мм с заключительным отжигом 1273 К 1 ч. Просвечивающая электронная микроскопия. Особенности дефектной и гетерофазной структуры (*а*) и пример полигональной структуры (*б*)

Помимо модификации гетерофазной структуры, этот режим обеспечивает повышение термической стабильности микроструктуры. Наноразмерные частицы оксикарбонитридной фазы, закрепляя индивидуальные дислокации, границы зёрен и малоугловые границы субструктуры, предотвращают рекристаллизацию сплава в ходе заключительного часового отжига образцов при T = 1273 К. При этом в зависимости от условий ТМО в образцах могут формироваться структурные состояния с высокой (более 10^{10} $с^{-2}$) плотностью и однородным по зерну распределением хаотически распределённых дислокаций (см. рис. 3, *а*) либо полигональные структуры с размерами блоков десятые доли микрона (см. рис. 3, *б*). Отсутствие грубодисперсных выделений второй фазы приводит к исключению высоких локальных внутренних напряжений.

Формирование микроструктуры сплава V—4Ti—4Cr в условиях его сверхвысокой технологической пластичности путём изменения механизма превращения $V_XC \rightarrow TiV(C, N, O)$ в комбинации с образованием мелкокристаллической структуры. Другой подход (режимы ТМО-III и ТМО-IV [11, 12, 17]), обеспечивающий устранение характерных для режима ТМО-I неблагоприятных особенностей микроструктуры сплава V—4Ti—4Cr и повышение их механических свойств, основан на явлении сверхвысокой технологической пластичности сплава V—4Ti—4Cr: на его способности к очень большим, практически неограниченным величинам пластической деформации при комнатной температуре [9, 30]. Он связан с использованием в процессе ТМО больших пластических деформаций, соответствующих значениям истинной логарифмической деформации $\varepsilon \approx 2$—4. Привлечение таких деформаций позволяет, во-первых, за счёт увеличения растворимости второй фазы и интенсивности диффузионных потоков на дефектах кристаллического строения активизировать процессы растворения грубодисперсных выделений второй фазы, увеличить таким образом объёмное содержание мелкодисперсной оксикарбонитридной фазы и эффективность дисперсного упрочнения частицами этой фазы. Во-вторых, высокая запасённая энергия деформации вследствие увеличения плотности центров зарождения новых зёрен при отжигах может обеспечить значительное уменьшение размеров зёрен после ТМО, которое является дополнительным благоприятным фактором увеличения как прочности, так и пластичности сплава.

Для получения больших пластических деформаций использован метод многократной всесторонней ковки (МВК) [11, 12], обеспечивающий отсутствие ограничений на величину пластической деформации при неизменной форме обрабатываемых образцов и количество циклов «деформация + отжиг» в процессе ТМО. В режиме ТМО-III МВК осуществляется на последней стадии ТМО-II, а весь цикл термомеханической обработки включает следующие этапы.

ТМО-III:

— гомогенизирующий отжиг слитка при температуре 1573 К в течение 8 ч;

— нагрев слитка до температуры 1123—1273 К с выдержкой при этой температуре в течение 1,5—2 ч и выдавливанием на прессе с коэффициентом вытяжки 2—5;

— отжиг в диапазоне температуры 1223—1373 К в течение 1 ч и осадка прутков на гидравлическом прессе со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом в диапазоне температуры 1223—1373 К;

— отжиг при 1673 К 1 ч;

— три цикла «деформация прокаткой $\varepsilon = 30\%$ при $T = 293$ К + отжиг при $T = 873$ К 1 ч»;

— 16 циклов деформации $\varepsilon \approx 30\%$ прессованием при $T = 293$ К со сменой оси деформации, обеспечивающих величину истинной логарифмической деформации $\varepsilon \approx 5$;

— отжиг при 1273 К 1 ч.

Как показало электронно-микроскопическое исследование, в процессе МВК на 6-м этапе ТМО-III формируется мелкокристаллическое (размеры микрокристаллов не более нескольких микрон) структурное состояние. Важной особенностью этого состояния является наличие очень высоких непрерывных разориентировок внутри кристаллитов со значениями кривизны кристаллической решётки [9, 11, 12, 25, 31] 10—20 град/мкм. Как показано в работах [25, 30], такая кривизна обеспечивается высокими ($\cong(1—2)10^{11}$ см$^{-2}$) значениями плотности избыточных дислокаций одного знака и является источником высоких ($\sigma_{лок} \approx E/50—E/30$, E — модуль Юнга) локальных внутренних напряжений и градиентов этих напряжений $\partial\sigma_{лок}/\partial r \approx E/20—E/10$ мкм$^{-1}$.

Следствием указанных напряжений и высокой запасённой энергии деформации является значительное увеличение количества центров зарождения новых зёрен в процессе рекристаллизации. При этом на заключительном этапе ТМО-III наблюдается формирование мелкокристаллической структуры (рис. 4, *а*, *б*) с преимущественно высокоугловыми (см. рис. 4, *а*, *в*) границами и средним размером зёрен около 5 мкм (см. рис. 4, *г*). Это на порядок меньше по сравнению с ТМО-I (см. рис. 2, *а*).

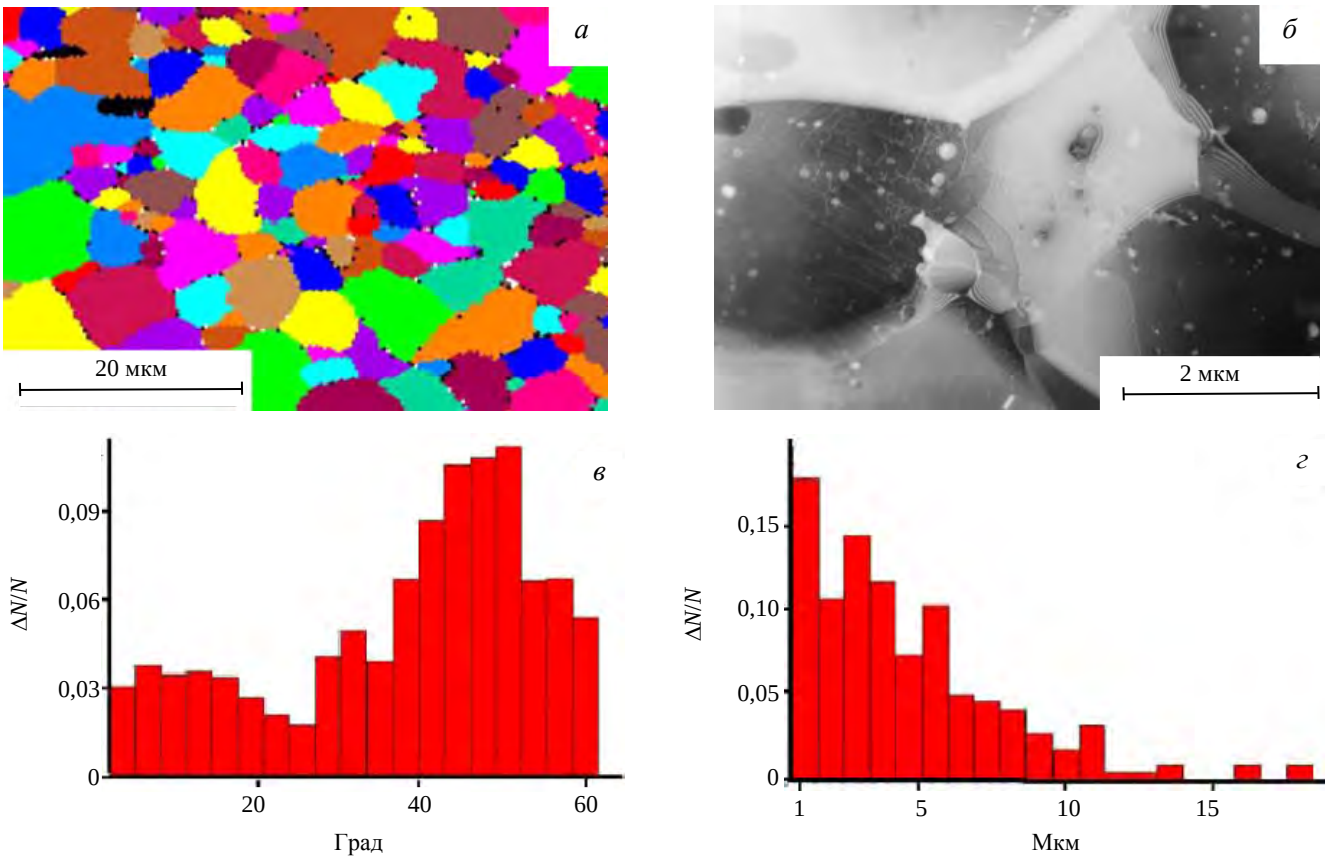


Рис. 4. Микроструктура сплава V—4Т—4Cr после ТМО по режиму III: *а*, *в*, *г* — результаты EBSD-анализа; *б* — просвечивающая электронная микроскопия; *а* — карта ориентаций; *в*, *г* — диаграммы распределения зёрен по углам разориентации и размерам

Другим важным результатом ТМО по режиму III является исключение или существенное снижение объёмной доли формирующихся в ходе традиционных режимов ТМО (см. рис. 2, *б*, *в*) грубодисперсных выделений оксикарбонитридных фаз. Последнее является, на наш взгляд, результатом, с одной стороны, увеличения растворимости этих фаз в структурных состояниях с высокой плотностью дефектов, с другой — активизации диффузионных потоков легирующих элементов в условиях высокой неравновесной концентрации генерируемых при пластической деформации точечных дефектов и высоких локальных градиентов напряжений. Это, во-первых, предотвращает формирование в материале высоких внутренних напряжений, обнаруживаемых в окрестности крупных частиц второй фазы после режима ТМО-I (см. рис. 2, *в*). Во-вторых, трансформация этих частиц в наноразмерные выделения второй фазы приводит к повышению объёмного содержания мелкодисперсной фазы и однородности её пространственного распределения. После ТМО-III большинство частиц этой фазы имеют размеры от 10 до 20 нм (см. рис. 4, *б*).

Максимальная дисперсность и объёмная доля наноразмерных частиц оксикарбонитридной фазы достигнуты после ТМО сплава V——4Ti—4Cr по режиму IV. Как показано в работах [11, 12], это обеспечивается, во-первых, увеличением числа циклов «деформация + отжиг» на 5-м этапе ТМО, во-вторых, снижением до 1173 К температуры заключительного отжига, обеспечивающим подавление процессов коагуляции указанных частиц.

Первое приводит к более интенсивному растворению грубодисперсной метастабильной фазы и увеличению объёмной доли наночастиц, второе — к существенному уменьшению их размеров и повышению плотности дефектов кристаллического строения как дополнительного фактора упрочнения материала. Далее приведён режим такой обработки.

ТМО-IV:

— гомогенизирующий отжиг слитка при температуре 1573 К в течение 8 ч;

— нагрев слитка до температуры 1123—1273 К с выдержкой при этой температуре в течение 1,5—2 ч и выдавливанием на прессе с коэффициентом вытяжки 2—5;

— отжиг в диапазоне температуры 1223—1373 К в течение 1 ч и осадка прутков на гидравлическом прессе со степенью деформации не более 50% с последующим отжигом в диапазоне температуры 1223—1373 К;

— отжиг при 1673 К 1 ч;

— 10 циклов «деформация МВП ε = 30% при T = 293 К + отжиг при T = 873 К 1 ч»;

— 16 циклов деформации ε ≈ 30% прессованием при T = 293 К со сменой оси деформации, обеспечивающих величину истинной логарифмической деформации ε ≈ 5;

— отжиг при 1173 К 1 ч.

Электронно-микроскопическое исследование показало, что при этом удалось сформировать гетерофазную структуру, в которой размеры подавляющего большинства частиц не превышают 10 нм. Фрагмент такой структуры (темнопольное изображение в показанном стрелкой рефлексе ГЦК-фазы) показан на рис. 5, *а*. Указанные частицы подавляют процессы рекристаллизации и обеспечивают формирование на заключительной стадии ТМО-IV структурного состояния с высокой плотностью закреплённых этими частицами индивидуальных дислокаций, границ полигональной (см. рис. 5, *б*) и зёренной структуры.

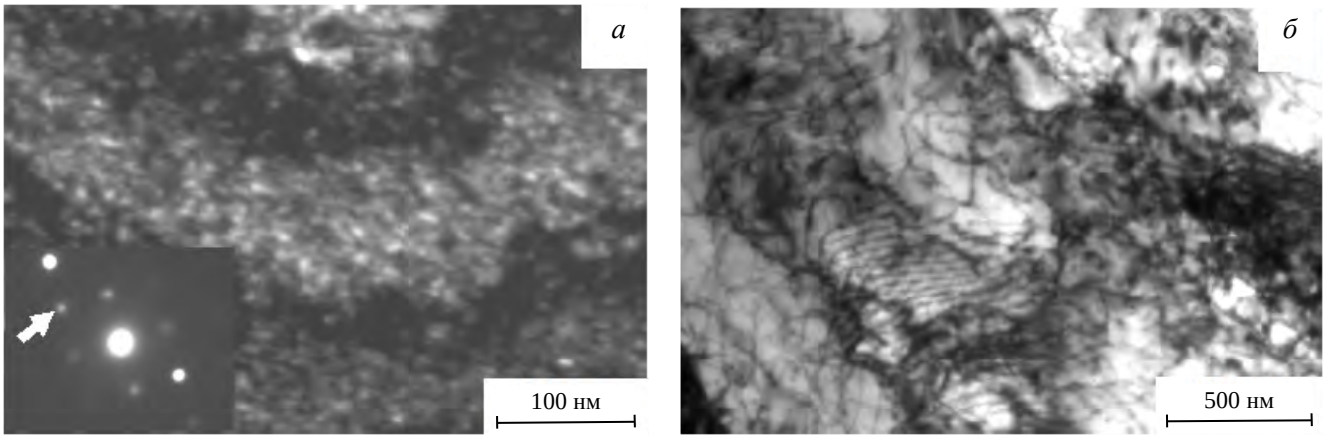


Рис. 5. Микроструктура сплава V—4Ti—4Cr после ТМО-IV: *а* — темнопольное изображение наночастиц TiV(C, O, N) с ГЦК-решёткой в показанном на электронограмме стрелкой дифракционном максимуме $g \leq 200 >$ ГЦК-фазы; *б* — особенности полигональной субструктуры

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И МЕХАНИЗМЫ УПРОЧНЕНИЯ СПЛАВА V—4Ti—4Cr ПОСЛЕ ТМО ПО РАЗНЫМ РЕЖИМАМ

На рис. 6 показаны кривые деформации образцов сплава V—4Ti—4Cr после ТМО по режимам I—IV, полученные в процессе их активного растяжения при разной (293 и 1073 К) температуре. Определённые при этом характеристики кратковременной прочности (предел текучести) и пластичности (величина относительного удлинения до образования шейки) приведены в табл. 1.

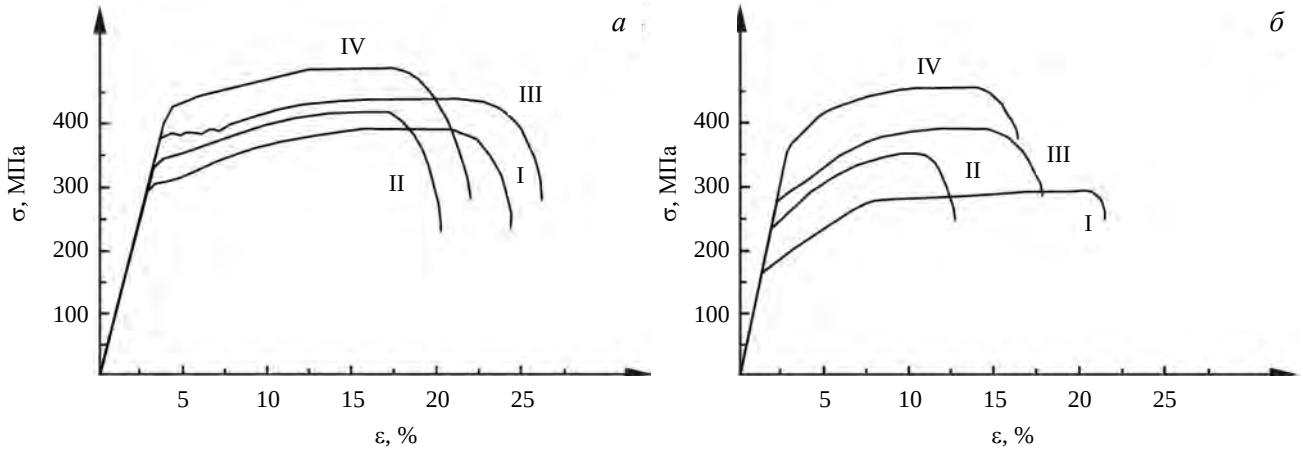


Рис. 6. Кривые деформации сплава V—4Ti—4Cr после ТМО по разным режимам при температурах испытаний 293 (*а*) и 1073 К (*б*): I, II, III и IV — после режимов ТМО-I, ТМО-II, ТМО-III и ТМО-IV соответственно

Т а б л и ц а 1. **Влияние режимов ТМО на механические свойства сплава V—4Ti—4Cr**

Режим обработки	Температура испытаний					
	T = 273 К			T = 1073 К		
	$\sigma_{0,1}$, МПа	$\Delta\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %	$\sigma_{0,1}$, МПа	$\Delta\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %
ТМО-I	290—310		19—21	170—190		18—20
ТМО-II	320—340	30—40	16—18	230—240	50—60	9—12
ТМО-III	370—380	70—80	23—24	270—280	90—100	13—15
ТМО-IV	390—420	100—110	15—17	340—370	170—180	13—14

Примечание: $\sigma_{0,1}$ — предел текучести; $\Delta\sigma_{0,1}$ — прирост предела текучести по сравнению с режимом ТМО-I; δ — относительное удлинение до образования шейки.

Как видно, использование режима ТМО-II позволяет на ≈10% увеличить предел текучести при 293 К и на ≈30% при 1073 К при сохранении достаточно высокого уровня пластичности материала при этих температурах. Более существенного увеличения предела текучести как при 293 К, так и при 1073 К удаётся достичь при использовании режима II в комбинации с методом многократного всестороннего прессования (режим ТМО-III). Применение этого режима обеспечивает увеличение по сравнению с режимом ТМО-I предела текучести примерно на 25% при 293 К и более чем в 1,5 раза при 1073 К. При этом величина относительного удлинения по сравнению с режимом II, несмотря на повышение прочности, увеличивается, а при комнатной температуре эта величина оказывается даже выше по сравнению со стандартным режимом ТМО-I. Максимальные значения увеличения $\sigma_{0,1}$ (на ≈35% при комнатной температуре и примерно 2-кратное при 1073 К) достигнуты после ТМО-IV, обеспечивающей формирование субструктуры с высокой плотностью дефектов, закреплённых наночастицами оксикарбонитридной фазы (см. рис. 5, *а*) размером менее 10 нм.

Высокие значения эффектов упрочнения при формировании наночастиц оксикарбонитридной фазы свидетельствуют, с одной стороны, о важной роли дисперсного упрочнения в увеличении прочности сплава в процессе ТМО, с другой — об огибании этих частиц дислокациями по механизму типа механизма Орована [25, 31]. Для выяснения эффективности такого упрочнения проведём оценки величины напряжения Орована в зависимости от параметров гетерофазной структуры — объёмного содержания и размеров частиц второй фазы. В первом приближении это напряжение можно оценить по формуле $\Delta\sigma_{[OP]} \approx Gb/\lambda$ [31]. Здесь $G \approx 47\,000$ МПа [32] — модуль сдвига ванадия; $b \approx 0{,}262$ нм — вектор Бюргерса дислокации [32]; $\lambda \approx R(2\pi/3f)^{1/2}$ — расстояние между частицами; R — радиус частиц; f — их объёмная доля.

Оценка зависимости $\Delta\sigma_{[OP]}$ от размеров частиц проведена для объёмных долей оксикарбонитрида, которые могут быть достигнуты в сплаве V—4Ti—4Cr. В соответствии с химическим составом сплава суммарная концентрация элементов внедрения (C, N, O) составляет в этом сплаве 0,044% вес. Выделяющиеся мелкодисперсные частицы оксикарбонитридной фазы $TiV_X(C, N, O)_{1-X}$ имеют ГЦК-структуру с параметром решётки $a \approx 0{,}42$ нм. В предположении, что в этой фазе стехиометрический коэффициент $X \approx 0{,}5$, при указанных концентрациях элементов внедрения объёмная доля частиц оксикарбонитридной фазы в изучаемом сплаве составляет $f \approx 0{,}24\%$.

Результаты оценок напряжений Орована для указанных значений f приведены в табл. 2. Как видно из этой таблицы, теоретические значения $\Delta\sigma_{[OP]}$ сравнимы с экспериментальными величинами прироста предела текучести ($\Delta\sigma_{0,1}$ в табл. 1), достигаемыми в процессе наноструктурирования гетерофазной структуры в процессе ТМО по режимам II—IV. Эти оценки подтверждают сделанное предположение о важной роли дисперсного упрочнения в повышении прочности сплава V—4Ti—4Cr в процессе ТМО по новым режимам. Отметим также, что при характерных для сплавов этого типа невысоких (десятые доли процента) объёмных долях оксикарбонитридной фазы достижение значительных (около 100 МПа) эффектов дисперсного упрочнения оказывается возможным лишь в ультрадисперсных гетерофазных состояниях при размерах частиц несколько нм (не более 10).

Т а б л и ц а 2. **Расчётные значения напряжений Орована в сплаве V—4Ti—4Cr в зависимости от объёмной доли и размеров частиц второй фазы**

Объёмная доля частиц, f, %	Размер частиц (диаметр $2R$), нм			
	5	10	20	30
	Напряжение Орована $\Delta\sigma_{[OP]}$, МПа			
0,24	170	85	42	28
0,16	140	70	34	23
0,08	100	50	24	16

Другим фактором упрочнения (см. режим ТМО-III) является уменьшение размеров зёрен (d), приводящее к увеличению предела текучести, которое, используя соотношение Холла—Петча $\sigma = \sigma_0 + Kd^{1/2}$ [29, 33], можно оценить по формуле $\Delta\sigma_{[X\text{-П}]} \approx K(d_{\text{III}}^{-1/2} - Kd_{\text{I}}^{-1/2})$, где d_{III} и d_{I} — средние размеры зёрен после обработки по режимам ТМО-III и ТМО-I. В ванадии при величине $K \approx 0{,}36$ кГ/мм$^{3/2}$ = 3,53 МПа·мм$^{1/2}$ [33] в процессе ТМО-III увеличение предела текучести за счёт уменьшения размера зерна от 50 мкм (после ТМО-I) до 6 мкм должно составлять $\Delta\sigma_{[X\text{-П}]} \approx 30$ МПа. Как видно из табл. 1, это кратно меньше как экспериментально наблюдаемых значений прироста предела текучести $\Delta\sigma_{0,1}$ после ТМО-III или ТМО-IV, так и напряжений Орована при размерах частиц менее 10 нм.

Как видно из табл. 1, максимальный эффект повышения высокотемпературной кратковременной прочности (2-кратное по сравнению со стандартным режимом ТМО-I увеличение $\sigma_{0,1}$ при T = 1073 К) достигается после обработки по режиму ТМО-IV. Как показано, при этом формируется структурное состояние с наиболее высокими значениями дисперсности оксикарбонитридной фазы с размером частиц менее 10 нм (см. рис. 5, *а*) и плотности закреплённых этими частицами дислокаций с элементами полигональной структуры (см. рис. 5, *б*). Сравнение с табл. 2 показывает, что достигаемые при этом величины $\Delta\sigma_{0,1}$ = 170—180 МПа близки к напряжению Орована для частиц указанного размера.

Эти результаты являются хорошей иллюстрацией высокой эффективности и перспективности использования совместного дисперсного (наноразмерными частицами неметаллических фаз) и субструктурного упрочнения для повышения характеристик высокотемпературной прочности исследуемого сплава.

Однако практическое использование режима ТМО-IV ограничивается невысокой термической стабильностью высокодисперсного структурного состояния, определяемой относительно низкой температурой заключительного (при T = 1173 К) отжига и контролирующей характеристикой высокотемпературной длительной прочности материала. Увеличение этой температуры до 1273—1373 К приводит к снижению предела текучести до величин, характерных для режима ТМО-II или ТМО-III.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Обобщены результаты исследования закономерностей формирования микроструктуры и механических свойств малоактивируемого ванадиевого сплава системы V4Ti—4Cr—(C, O, N) в процессе технологической обработки слитков в зависимости от условий и режимов их ТМО на разных этапах получения полуфабрикатов и изделий. Показано, что механические свойства и термическая стабильность микроструктуры этого сплава определяются параметрами их гетерофазной структуры —— дисперсностью, объёмной долей и особенностями пространственного распределения частиц оксикарбонитридной фазы TiV(C, O, N).

Критическим фактором, определяющим эти параметры, являются особенности превращения формирующихся в процессе охлаждения слитка грубодисперсных выделений метастабильного карбида ванадия (V_XC) в частицы стабильного оксикарбонитрида TiV(C, O, N) с высоким содержанием титана. Обнаружено два механизма такого превращения:

— превращение «на месте» в процессе замены в термодинамически нестабильных выделениях V_XC ванадия титаном;

— $V_XC \rightarrow$TiV(C, O, N) — превращение путём растворения этих выделений с последующим образованием частиц стабильного оксикарбонитрида TiV(C, O, N) из твёрдого раствора.

Относительная роль этих механизмов в формировании гетерофазной структуры исследуемого сплава зависит от величины кинетического параметра $C_CD_C/C_{Ti}D_{Ti}$, определяющего соотношение между потоками титана и углерода в зоне превращений $V_XC \rightarrow$TiV(C, O, N), и режимов обработки.

Показано, что стандартные режимы технологической (гомогенизация, горячее выдавливание и др.) и последующей термомеханической обработки сплава V—4Ti—4Cr—(C, O, N) по режиму ТМО-I осуществляются при значениях кинетического параметра ($C_CD_C/C_{Ti}D_{Ti} \lesssim 10$), характерных для механизма превращения $V_XC \rightarrow$TiV(C, O, N) «на месте». Результатом его реализации является формирование гетерофазной структуры с высокой плотностью грубодисперсных (в том числе зернограничных) пластинчатых выделений TiV(C, O, N) размером до 10 мкм. Эти выделения являются потенциальными источниками разрушения и не оказывают влияния на характеристики прочности.

Наиболее благоприятные условия для формирования однородной по объёму гетерофазной структуры с высокой дисперсностью частиц стабильной фазы TiV(C, O, N) достигаются при реализации механизма превращения $V_XC \rightarrow$TiV(C, O, N), протекающего путём растворения карбидов V_XC с последующим выделением этих частиц из твёрдого раствора. Теоретический анализ показал, что такие условия выполняются при увеличении кинетического параметра до значений $C_CD_C/C_{Ti}D_{Ti} \gtrsim 10^4$.

Предложены новые методы наноструктурирования гетерофазной структуры сплава V—4Ti—4Cr—(C, O, N) в процессе термомеханической обработки. В их основе лежат режимы ТМО, обеспечивающие указанное увеличение кинетического параметра путём повышения температуры гомогенизации слитка и снижения температуры промежуточных отжигов в ходе его последующей термомеханической обработки. Использование этих режимов приводит к исключению или значительному снижению плотности грубодисперсных пластинчатых выделений оксикарбонитридной фазы и значительному (кратному) увеличению объёмной доли наноразмерных частиц этой фазы, которые, закрепляя элементы дефектной субструктуры, обеспечивают повышение на 100—200 K температуры рекристаллизации сплава.

В условиях сверхвысокой технологической пластичности сплавов V—4Ti—4Cr—(C, O, N) перспективным направлением наноструктурирования их гетерофазной и дефектной субструктуры является разработка режимов ТМО с применением больших (интенсивных) пластических деформаций методом многократной всесторонней ковки со сменой осей деформации. С использованием этого метода показана возможность формирования на промежуточных этапах ТМО неравновесных наноструктурных состояний с высокой запасённой энергией деформации, которые на заключительном этапе обработки обеспечивают формирование мелкокристаллических структур, дисперсноупрочнённых наноразмерными частицами оксикарбонитрида.

Изучены механические свойства сплава V—4T—4Cr—(C, O, N) в зависимости от режимов обработки. Показано, что перспективными способами повышения его высокотемпературной прочности являются следующие режимы ТМО:

— наноструктурирование гетерофазной структуры в процессе изменения механизма превращения $V_XC \rightarrow$TiV(C, O, N) — режим ТМО-II;

— ТМО-II в комбинации с формированием мелкокристаллической структуры при использовании в процессе ТМО сверхвысоких величин пластической деформации методом многократной всесторонней ковки — режим ТМО-III.

Использование режима ТМО-II приводит к ≈30%-ному по сравнению со стандартным режимом обработки увеличению предела текучести сплава при T = 1073 К. Этот режим в комбинации с формированием мелкокристаллической структуры (ТМО-III) обеспечивает примерно 1,5-кратное повышение этой величины.

Формирование указанной микроструктуры приводит к более высоким по сравнению с режимами ТМО-I и ТМО-II эффектам повышения высокотемпературной кратковременной прочности. Предел текучести сплава при T = 1073 К в результате увеличения объёмной доли оксикарбонитрида повышается при этом по сравнению со стандартным режимом ТМО-I на 60—70%, по сравнению с режимом ТМО-II на ≈20%.

Значительное увеличение прочности при относительно невысоких объёмных содержаниях второй фазы является следствием, во-первых, высоких значений напряжения Орована при огибании ультрадисперсных частиц дислокациями, во-вторых, эффективного субструктурного упрочнения закреплёнными этими частицами дислокациями и границами разориентации, являющимися прочными атермическими барьерами для скользящих дислокаций при повышенных температурах.

Указанные высокие эффекты упрочнения после обработок по новым режимам достигаются при сохранении удовлетворительного запаса пластичности. На наш взгляд, это связано с формированием в процессе таких обработок более однородной гетерофазной и дефектной субструктуры, подавлением процессов рекристаллизации и исключением грубодисперсных выделений оксикарбонитридных фаз как потенциальных источников формирования концентраторов напряжений, локализации деформации и разрушения.

Данная работа посвящается светлой памяти Валерия Андреевича Дробышева — кандидата технических наук, металлурга, материаловеда и технолога, скоропостижно скончавшегося в декабре 2020 г. В.А. Дробышев был выдающимся специалистом в области металлургии малоактивируемых сплавов ванадия, их выплавки и переработки в полуфабрикаты и изделия. В значительной мере полученные В.А. Дробышевым сплавы ванадия определили общий уровень работ по получению и использованию сплавов ванадия в России (АО «ВНИИНМ») и их конкурентоспособность с аналогичными сплавами США и Японии.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Потапенко М.М., Ватулин А.В., Ведерников Г.П., Губкин И.Н., Дробышев В.А., Зурабов В.С., Солонин М.И., Чернов В.М., Шиков А.К., Паздников И.П., Рылов А.Н.** Малоактивируемые конструкционные сплавы системы V—(4—5)Ti—(4—5)Cr. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 1(62), с. 152—162.
2. **Muroga T., Chen J.M., Chernov V.M., Kurtz R.J., Le Flem M.** Present status of vanadium alloys for fusion applications. — J. Nucl. Mater., 2014, vol. 455, p. 263—268.
3. **Muroga T.** Vanadium for Nuclear Systems. — In: Comprehensive Nuclear Materials. Vol. 4. — Elsevier Science, 2012, p. 391—406.
4. **Koyama M., Fukumoto K., Matsui H.** Effect of purity on high temperature mechanical properties of vanadium alloys. — J. Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, p. 442—446.
5. **Fukumoto K., Narui M., Matsui H., Nagasaka T., Muroga T., Li M., Hoelzer D.T., Zinkle S.J.** Environmental effects on irradiation creep behavior of highly purified V—4Ti—4Cr alloys (NIFS-Heats) irradiated by neutrons. — Ibid., 2009, vol. 386—388, p. 618—621.
6. **Hatekeyama M., Watanabe H., Muroga T., Yoshida N.** The precipitation behavior of ion irradiated V—4Cr—4Ti alloys at various oxygen and nitrogen levels. — Ibid., 2004, vol. 329—333, p. 420—424.
7. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В.** К вопросу о создании радиационно-стойких мелкокристаллических материалов с высокой термической стабильностью. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 1(62), с. 163—172.
8. **Tyumentsev A.N., Korotaev A.D., Pinzhin Yu.P., Ditenberg I.A., Litovchenko S.V., Shuba Ya.V., Shevchenko N.V., Drobishev V.A., Potapenko M.M., Chernov V.M.** Effect of the modes of thermomechanical treatment on the formation of the multiphase and grain structure of V—4Ti—4Cr alloys. — J. Nucl. Mater., 2004, vol. 329—333, p. 429—433.
9. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В., Дитенберг И.А., Коротаев А.Д., Шуба Я.В., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Особенности формирования наноструктурных состояний при больших пластических деформациях сплава V—4%Ti—4%Cr. — Перспективные материалы, 2006, № 1, с. 5—19.
10. **Крюкова Л.М., Потапенко М.М., Чернов В.М., Иванов А.Н., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В.** Особенности структурных изменений в процессе термообработок сплава V—4Cr—4Ti. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2006, вып. 1(66), с. 152—162.

11. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Гриняев К.В., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Многократная всесторонняя ковка как перспективный способ улучшения свойств сплавов V—4Ti—4Cr. — Деформация и разрушение материалов, 2011,№ 11, с. 28—33.
12. **Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Grinyaev K.V., Chernov V.M., Potapenko M.M.** Multi-directional forge molding as a promising method of enhancement of mechanical properties of V—4Ti—4Cr alloys. — J. Nucl. Mater., 2011, vol. 413, p. 103—106.
13. **Потапенко М.М., Чернов В.М., Дробышев В.А., Дегтярёв Н.А., Кравцова М.В., Овчинников С.В., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д.** Микроструктура и механические свойства сплава V—4Ti—4Cr в зависимости от режимов химико-термической обработки. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, вып. 1, с. 13—17.
14. **Potapenko M.M., Chernov V.M., Drobyshev V.A., Kravtsova M.V., Kudryavtseva I.E., Degtyarev N.A., Ovchinnikov S.V., Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Pinzhin Yu.P., Korotaev A.D.** Microstructure and mechanical properties of V—4Ti—4Cr alloy as a function of the chemical heat treatment regimes. — Physics of Atomic Nuclei, 2015, vol. 78, № 10, p. 1087—1091.
15. **Потапенко М.М., Шиков А.К., Чернов В.М., Ведерников Г.П., Губкин И.Н., Дробышев В.А., Зурабов В.С.** Получение слитков и плоского проката из малоактивируемых ванадиевых сплавов повышенной чистоты. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2005, вып. 1(64), с. 340—347.
16. **Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Пинжин Ю.П., Дитенберг И.А., Дробышев В.А., Потапенко М.М., Чернов В.М.** Влияние режимов термомеханической обработки на закономерности формирования гетерофазной и зеренной структуры сплавов V—4Ti—4Cr. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 2(63), с. 111—122.
17. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Влияние режимов термомеханической обработки на микроструктуру и механические свойства сплава V—4Ti—4Cr. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 28—35.
18. **Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н.** Рентгенографический и электронно-оптический анализ. — М.: МИСиС, 2002. 360 с.
19. **Фромм Е., Гебхардт Е.** Газы и углерод в металлах. — М.: Металлургия, 1980. 712 с.
20. **Chang H.I., Viswanadham R.K., Wert C.A.** Age-hardening in V—C and Nb—C systems. — Metallurgical Transactions, 1974, vol. 5, p. 1907—1917.
21. **Самсонов Г.В., Виницкий И.М.** Тугоплавкие соединения. Справочник. — М.: Металлургия, 1976. 560 с.
22. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Глазунов М.Г., Дижур Л.М., Якушина А.И., Семкин С.П., Витковская Т.И.** Природа вторичных фаз и механизм разрушения в сплаве ниобий—цирконий—углерод. — Физика металлов и металловедение, 1981, т. 52, вып. 2, с. 377—385.
23. **Остерманн Ф., Болленрат Ф.** Дисперсионное твердение ниобиевого сплава Д-43 — В кн.: Новые тугоплавкие металлические материалы. — М.: Мир, 1971, с. 130—155.
24. **Ostermann F.** Controlling carbide dispersions in niobium base alloys. — J. Less-Common Metals, 1971, vol. 25, p. 243—256.
25. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Суховаров В.Ф.** Дисперсное упрочнение тугоплавких металлов. — Новосибирск: Наука. Изд-во СО РАН, 1989. 211 с.
26. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Тюменцева С.Ф., Гончиков В.Ч., Коротаев А.Д., Климачев В.Н., Дементьев А.А., Кожемяко Н.А., Дружинина И.П., Перькова Г.Н., Зенцова Н.А.** Закономерности низкотемпературного внутреннего окисления сплавов на основе ванадия. — Металлофизика, 1989, т. 11, № 6, с. 21—27.
27. **Тюменцев А.Н., Манако В.В., Пинжин Ю.П., Тюменцева С.Ф.** Механизмы внутреннего окисления в однофазных ОЦК сплавах. — Металлофизика, 1991, т. 13, № 5, с. 69—76.
28. **Лариков Л.Н., Исайчев В.И.** Структура и свойства металлов и сплавов. Диффузия в металлах и сплавах. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1987. 512 с.
29. **Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А.** Физические основы прочности тугоплавких металлов. — Киев: Наукова думка, 1975. 316 с.
30. **Тюменцев А.Н., Коротаев А.Д., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Чернов В.М.** Закономерности пластической деформации в высокопрочных и наноструктурных металлических материалах. — Новосибирск: Наука. Изд-во СО РАН, 2018. 256 с.
31. **Мартин Д.У.** Микромеханизмы дисперсного твердения сплавов. — М.: Металлургия, 1983. 168 с.
32. **Хирт Дж., Лоте И.** Теория дислокаций. — М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
33. **Конрад Г.** Сверхмелкое зерно в металлах. — М.: Металлургия, 1973. 206 с.

Александр Николаевич Тюменцев, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия; заведующий лабораторией; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36, Россия
tyuments@phys.tsu.ru

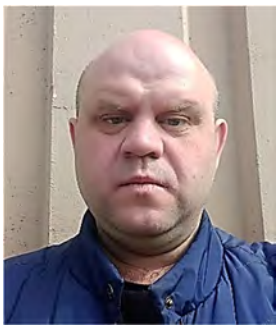
Иван Александрович Дитенберг, заведующий лабораторией, в.н.с., д.ф.-м.н., доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 63405 Томск, пр. Академический 2/4, Россия; заведующий кафедрой; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36, Россия
ditenberg_i@mail.ru

Константин Вадимович Гриняев, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия
kvgrinyaev@inbox.ru

Юрий Павлович Пинжин, в.н.с., к.ф.-м.н., доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия
pinzhin@phys.tsu.ru

Вячеслав Михайлович Чернов, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия; профессор, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское шоссе 31, Россия
VMChernov@bochvar.ru

Марина Владимировна Кравцова, с.н.с.; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
MVKravtsova@bochvar.ru



Николай Александрович Дегтярёв, инженер-технолог; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
NADegtyarev@bochvar.ru

Иван Владимирович Смирнов, м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия;
smirnov_iv@bk.ru

Александр Дмитриевич Коротаев: д.ф.-м.н., профессор; Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050 Томск, пр. Ленина 36, Россия

Михаил Михайлович Потапенко, главный эксперт; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
MMPonapenko@bochvar.ru.

Кирилл Андреевич Мороз, инженер-технолог; АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 72—87.

УДК: 669.292, 548.4, 544.344.015.032.1

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗ В МАЛОАКТИВИРУЕМЫХ ВАНАДИЕВЫХ СПЛАВАХ С ДИСПЕРСНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ

И.И. Суханов[1], А.Н. Тюменцев[1], И.А. Дитенберг[1], В.М. Чернов[2], М.М. Потапенко[2]

[1]Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия
[2]АО «Высокотехнологический научно-исследовательский институт неорганических материалов имени академика А.А. Бочвара» (АО «ВНИИНМ»), Москва, Россия

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований термической стабильности гетерофазной структуры малоактивируемых ванадиевых сплавов с различным типом неметаллических фаз (TiC, ZrC, ZrO_2) в температурно-временных интервалах их технологической обработки и эксплуатации в активной зоне (АЗ) ядерных и термоядерных реакторов. Показано, что термическая стабильность этих фаз определяется их термодинамической стабильностью и скоростями коагуляции, отвечающими за термическую стабильность наноразмерной гетерофазной структуры. Важным фактором, контролирующим эти скорости, являются соотношения между стандартными термодинамическими потенциалами их образования и соответствующими потенциалами карбидов и оксидов ванадия. Сделано предположение о возможности повышения термической стабильности гетерофазной структуры сплавов V—ZrC по сравнению с V—TiC на 100—200 К, в композициях V—ZrO_2 — на 200—300 К.

Ключевые слова: сплавы ванадия, электронная микроскопия, дисперсное упрочнение, термомеханическая обработка, химико-термическая обработка, термическая стабильность, наноразмерные частицы.

THERMAL STABILITY OF NANOSIZED NONMETALLIC PHASE PARTICLES IN LOW-ACTIVATED DISPERSION HARDENING VANADIUM ALLOYS

I.I. Sukhanov[1], A.N. Tyumentsev[1], I.A. Ditenberg[1], V.M. Chernov[2], M.M. Potapenko[2]

[1]Institute of Strength Physics and Materials Science SB RAS, Tomsk, Russia
[2]A.A. Bochvar High-Technology Research Institute of Inorganic Materials, Moscow, Russia

The results of experimental and theoretical studies of the heterophase structure thermal stability of low-activated vanadium alloys with various types of non-metallic phases (TiC, ZrC, ZrO_2) in the temperature-time intervals of their technological processing and operation in the core of nuclear and thermonuclear reactors are presented. It is shown that the thermal stability of these phases is determined by their thermodynamic stability and coagulation rates, which are responsible for the thermal stability of the nanosized heterophase structure. The important factor controlling these rates is the ratio between the standard thermodynamic potentials of their formation and the corresponding potentials of vanadium carbides and oxides. An assumption was made about the possibility of increasing the thermal stability of the heterophase structure of V—ZrC alloys, compared to V—TiC, by 100—200 K, in V—ZrO_2 compositions — by 200—300 K.

Key words: vanadium alloys, electron microscopy, dispersed hardening, thermomechanical treatment, chemical-thermal treatment, thermal stability, nanoscale particles.

DOI:10.21517/0202-3822-2022-45-2-88-96

ВВЕДЕНИЕ

Хорошие перспективы использования в активных зонах (АЗ) ядерных и термоядерных реакторов новых поколений имеют малоактивируемые ванадиевые сплавы V—Ti—Cr—(C, O, N) [1—4] и V—Cr—Me(W, Ta)—Zr—(C, O, N) [5—7] с дисперсным упрочнением оксикарбонитридами [3, 4], карбидами [5] и оксидами [6—11] титана или циркония. Ванадий рассматривается также в качестве одного из материалов первой стенки термоядерного реактора (ТЯР). Эти перспективы связаны, во-первых, с возможностью значительного повышения эффективности такого упрочнения путём наноструктурирования гетерофазной структуры этих сплавов с применением специальных режимов термомеханической обработки (ТМО-II) [3—5]. Во-вторых, с разработкой новых методов такого упрочнения наноразмерными частицами ZrO_2 [6, 7] с использованием химико-термической обработки (ХТО) [6—11].

Термическая стабильность наноразмерных частиц указанных неметаллических фаз — один из наиболее важных факторов, определяющих уровень жаропрочности исследуемых здесь материалов и возможности расширения (повышения верхней границы) интервала их рабочих температур в АЗ ядерных реакторов.

В настоящей статье представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований термической стабильности гетерофазной и дефектной микроструктуры указанных сплавов с различным типом частиц неметаллических фаз (TiV(C, O, N), TiC, ZrC, ZrO_2) в температурно-временных интервалах их технологической обработки и эксплуатации в АЗ ядерных и термоядерных реакторов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Проведённые в [3—5] исследования ванадиевых сплавов с разными системами легирования показали, что замена частиц оксикарбонитрида TiV(C, O, N) (сплавы V—Ti—Cr—(C, O, N) [3, 4]) на частицы ZrC [5] приводит к значительному повышению термической стабильности микроструктуры и характеристик высокотемпературной кратковременной прочности. Это является результатом более высокой термической стабильности гетерофазной структуры сплава с наноразмерными частицами ZrC. В сплаве V—4Ti—4Cr—TiV(C, O, N) высокая (размеры частиц не более 10 нм) дисперсность наночастиц TiV(C, O, N) обнаруживается после часового отжига при T = 1273 К (рис. 1, *а*). Аналогичная высокая дисперсность частиц ZrC в сплаве V—Cr—W—ZrC сохраняется (рис. 1, *б*) после аналогичного отжига при T = 1473 К. Эти частицы, закрепляя индивидуальные дислокации и другие элементы дефектной субструктуры, приводят к подавлению собирательной рекристаллизации до $T \geq 1573$ К. В сплаве V—4Ti—4Cr—TiV(C, O, N) эта температура не превышает $T \approx 1373$ К, т.е. примерно на 200 К ниже.

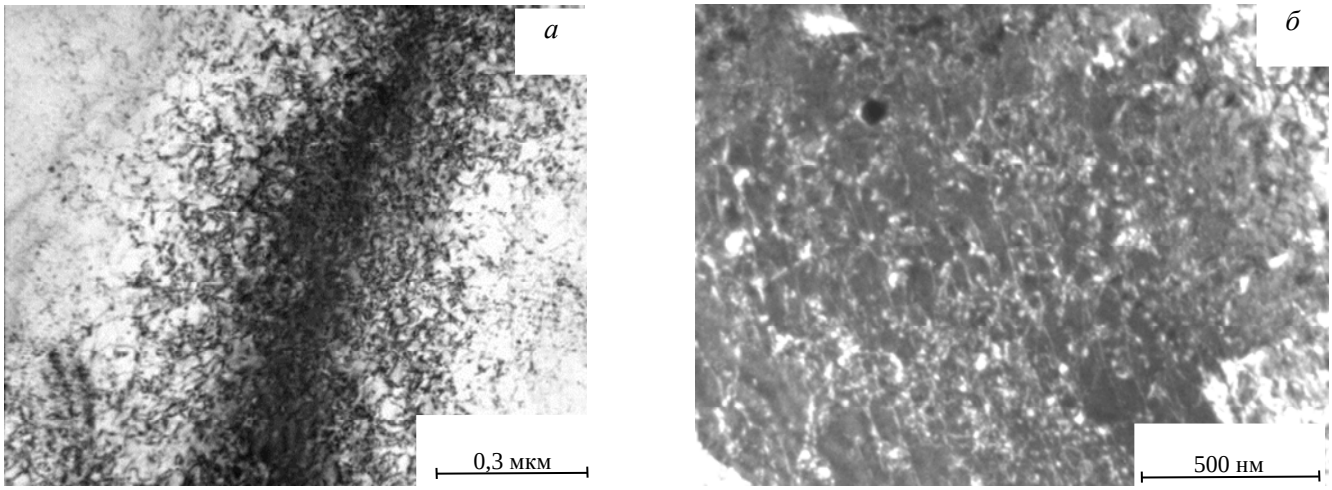


Рис. 1. Частицы TiV(C, O, N) (*а*) [4] и ZrC (*б*) [5] размером от 5 до 10 нм в сплавах V—4Ti—4Cr—TiV(C, O, N) и V—Cr—W—ZrC после ТМО-II и последующих часовых отжигов при T = 1273 К (*а*) и 1473 К (*б*)

Более высокие эффекты повышения термической стабильности гетерофазной структуры обнаруживаются после химико-термической обработки (ХТО) сплавов V—Cr—Me(W, Ta—Zr) — их диффузионного легирования кислородом с формированием наноразмерных частиц ZrO_2 контролируемой дисперсности (рис. 2, *а*) методом неравновесного внутреннего окисления. Температура коагуляции и начала растворения наноразмерных частиц ZrO_2 повышается до $T > 1673$ К (рис. 2, *б*), а процессы их растворения и собирательной рекристаллизации — до $T \approx 1873$ К [6—8].

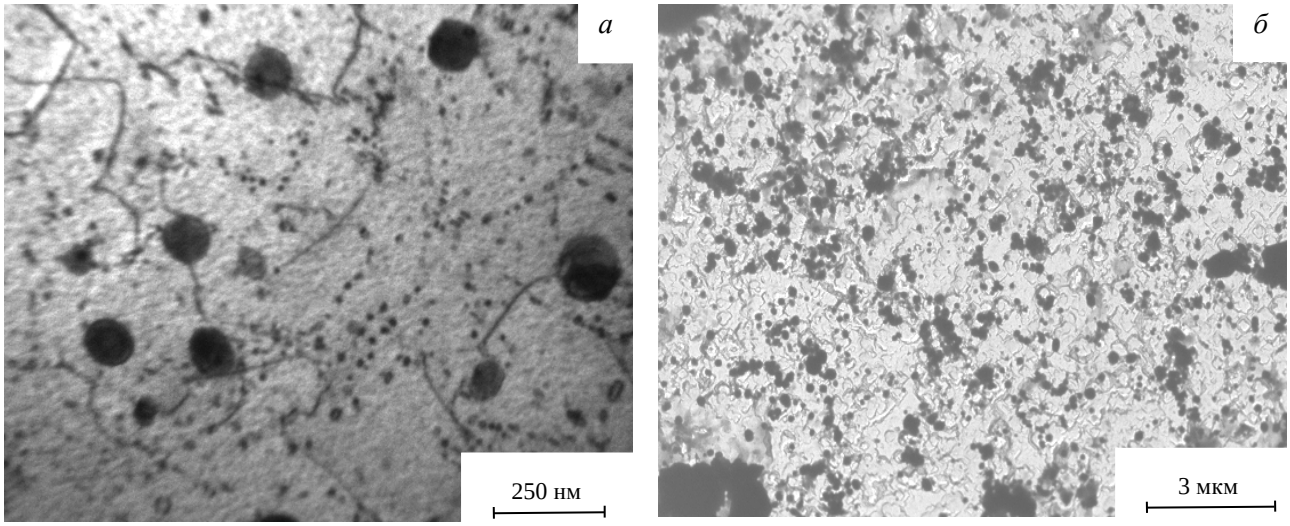


Рис. 2. Частицы ZrO_2 в сплаве V—Cr—W—Zr после ХТО и последующих часовых отжигов при T = 1273 К (*а*) и 1673 К (*б*) [6]

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗ (TiC, ZrC, ZrO_2) В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ

Термическая стабильность указанных фаз в ванадии определяется, с одной стороны, их термодинамической стабильностью (температурными интервалами их существования на диаграммах состояния), с другой — скоростями коагуляции, отвечающими за термическую стабильность наноразмерной гетерофазной структуры.

О механизме коагуляции неметаллических фаз в квазибинарных системах. Согласно [12] при отсутствии диаграмм состояния анализ термодинамической стабильности карбидов, оксидов, нитридов и других неметаллических фаз в квазибинарном приближении можно провести, исходя из термодинамических потенциалов их образования. Величина растворимости карбидов типа MeC определяется при этом с использованием следующего соотношения:

$$(C^{\text{p}}_{\text{Me}}\gamma_{\text{Me}})(C^{\text{p}}_{\text{C}}\gamma_{\text{C}}) \approx \exp(\Delta G^0_{\text{MeC}}/R_0T)\,. \tag{1}$$

Здесь C^{p}_{Me} и C^{p}_{C} — равновесные значения растворимости карбидообразующих элементов (Ti, Zr) и углерода в ванадии; γ_{Me} и γ_{C} — коэффициенты активности этих элементов; ΔG^0_{MeC} — стандартные термодинамические потенциалы образования карбидных фаз. Используя приближенные значения $\gamma_{\text{Me}} \sim 1$, соотношение $\gamma_{\text{C}} \approx \exp(\Delta G^0_{\text{MeC}}/R_0T)$ и формулу (1), равновесную концентрацию карбидообразующих элементов в твёрдом растворе можно оценить как

$$C^{\text{p}}_{\text{Me}} \approx \left\{\exp\left[(\Delta G^0_{\text{MeC}} - \Delta G^0_{\text{VC}})/R_0T\right]\right\}/C^{\text{p}}_{\text{C}}. \tag{2}$$

В соответствии с работами [10, 11, 13] в процессе роста частиц карбидных или оксидных фаз лимитирующими факторами являются диффузионная подвижность карбидообразующих или окислообразующих элементов и их равновесная концентрация на межфазных границах. В этом случае выражение для скорости коагуляции этих частиц (TiC и ZrC) в металлической матрице можно представить в виде

$$dR^3/dt = 8\sigma V^2 C^{\text{p}}_{\text{Me}} D_{\text{Me}} C^{\text{p}}_{\text{C}} D_{\text{C}} / \left[9R_0T(4C^{\text{p}}_{\text{Me}} D_{\text{Me}} + C^{\text{p}}_{\text{C}} D_{\text{C}})\right], \tag{3}$$

где R — средний радиус частиц; t — время коагуляции; σ — энергия границы раздела частица—матрица; V — мольный объём карбида; D_{Me} и D_{C} — коэффициенты диффузии карбидообразующих элементов (Ti, Zr) и углерода в ванадии. Можно показать [13], что в представленной формуле выполняется условие $C^{\text{p}}_{\text{Me}} D_{\text{C}} >> 4C^{\text{p}}_{\text{Me}} D_{\text{Me}}$. Поэтому выражение для скорости коагуляции принимает вид

$$dR^3/dt \approx 8\sigma V^2 C^{\text{p}}_{\text{Me}} D_{\text{Me}}/9R_0T. \tag{4}$$

Подставив равновесную концентрацию из соотношения (2), получим

$$dR^3/dt = 8\sigma V^2 D_{\text{Me}} \exp\left[(\Delta G^0_{\text{MeC}} - \Delta G^0_{\text{VC}})/R_0T\right] / \left[9R_0TC^{\text{p}}_{\text{C}}\right]. \tag{5}$$

Аналогичные выражения для скорости коагуляции в ванадии частиц ZrO_2 получены в работе [10]:

$$C^{\text{p}}_{\text{Zr}} \approx \left\{\exp\left[(\Delta G^0_{\text{ZrO}_2} - 2\Delta G^0_{\text{VO}})/R_0T\right]\right\}/(C^{\text{p}}_{\text{O}})^2; \tag{6}$$

$$dR^3/dt = \left[8\sigma V^2 D_{\text{Zr}}/9R_0T(C^{\text{p}}_{\text{O}})^2\right] \exp\left[(\Delta G^0_{\text{ZrO}_2} - 2\Delta G^0_{\text{VO}})/R_0T\right]. \tag{7}$$

Анализ соотношений (2), (5)—(7) показывает, что важным фактором, контролирующим скорости коагуляции неметаллических фаз, являются соотношения между стандартными термодинамическими потенциалами их образования ($\Delta G^0 = \Delta H - T\Delta S$, где ΔH и ΔS — стандартные энтальпия и энтропия образования) и соответствующими потенциалами карбидов и оксидов ванадия. Эти соотношения (величины $\Delta G^0_{\text{MeC}} - \Delta G^0_{\text{VC}}$ и $\Delta G^0_{\text{Zr}_2} - 2\Delta G^0_{\text{VC}}$ для частиц MeC и ZrO_2 соответственно) определяют равновесные растворимости атомов титана или циркония (C^{p}_{Me} и C^{p}_{Zr} в выражениях (2) и (6)), контролирующие скорости коагуляции этих частиц.

Результаты теоретических расчётов. При анализе термодинамической стабильности неметаллических фаз оценка термодинамических потенциалов их образования проведена с использованием полуэмпирических моделей. Для получения значений энтальпии образования квазибинарных систем использована модель Мидемы [14]. Эмпирические константы указанной модели представлены в работе [15]. Теоретические расчёты проведены в рамках программы Entall Miedema Calculator, подробное описание которой дано в работе [16].

При расчётах скоростей коагуляции частиц карбидов и оксидов титана и циркония экспериментальные значения энергии активации и коэффициенты диффузии этих элементов получены из открытой базы данных Diffusion Database (Kakusan) [https://diffusion.nims.go.jp/en/] и работ [12, 17—19]. При исследовании в области высоких температур проведена экстраполяция экспериментальных данных в эту область. Для уточнения результатов проводились дополнительные расчёты в пакете Thermo-Calc Software. Окончательные расчёты скоростей коагуляции частиц с визуализацией полученных результатов проведены в программной среде Maple (табл. 1).

Таблица 1. **Стандартные энтальпии (ΔH) и энтропии (ΔS) образования карбидов и оксидов циркония, титана и ванадия (кДж·моль$^{-1}$)**

Параметр	TiC	ZrC	ZrO_2	VC	VO
ΔH	–184,1	–206,7	–1101,3	–104,6	–432,1
ΔS	24,2	33,3	50,4	24,9	33,6

Значения стандартных энтальпии (ΔH) и энтропии (ΔS) образования карбидов и оксидов циркония, титана и ванадия представлены в табл. 1. В табл. 2 приведены рассчитанные по формулам (2), (5)—(7) равновесные растворимости Ti и Zr в квазибинарных системах V—TiC, V—ZrC и V—ZrO_2 и увеличение радиуса частиц неметаллических (TiC, ZrC и ZrO_2) фаз после кратковременных (1 ч) отжигов в зависимости от температуры и стандартных термодинамических потенциалов этих фаз. Как видно из этой таблицы, в карбидноупрочнённых (V—TiC, V—ZrC) ванадиевых сплавах более высокая термодинамическая стабильность (или величина стандартного термодинамического потенциала) карбида ZrC обеспечивает снижение равновесной растворимости частиц этой фазы по сравнению с частицами TiC на 1—2 порядка. Это приводит к значительному снижению интенсивности коагуляции этих частиц и повышению термической стабильности наноразмерных частиц карбидов. Как видно из табл. 2, для увеличения на несколько нанометров ($\Delta R \approx 5{,}5$ нм) радиуса частиц в системе V—TiC требуется часовой отжиг при $T = 1073$ К. В случае частиц ZrC аналогичная ситуация достигается при $T = 1273$ К.

Таблица 2. **Равновесные растворимости Ti и Zr и увеличение радиуса частиц неметаллических фаз в квазибинарных сплавах V—TiC, V—ZrC и V—ZrO_2 в процессе кратковременных (1 ч) отжигов в зависимости от температуры и стандартных термодинамических потенциалов этих фаз**

Сплав	Параметр	T, К				
		1073	1273	1473	1673	1873
V—TiC	$\Delta G^0_{TiC} - 2\Delta G^0_{VC}$, кДж/моль	–78,76	–78,62	–78,48	–78,35	–78,21
	C^p_{Ti}, ат. %	$1{,}5\cdot10^{-4}$	$6\cdot10^{-4}$	$1{,}6\cdot10^{-3}$	$3{,}5\cdot10^{-3}$	$6{,}6\cdot10^{-3}$
	ΔR, нм	5,5	23,6	67,8	150,6	280,7
V—ZrC	$\Delta G^0_{ZrO} - \Delta G^0_{VC}$, кДж/моль	–111,11	–112,79	–114,47	–116,15	–117,83
	C^p_{Zr}, ат. %	$4\cdot10^{-6}$	$2{,}4\cdot10^{-5}$	$9\cdot10^{-5}$	$2{,}4\cdot10^{-4}$	$5\cdot10^{-4}$
	ΔR, нм	0,8	6,2	28,2	88,5	216,7
V—ZrO_2	$\Delta G^0_{ZrO_2} - 2\Delta G^0_{VC}$, кДж/моль	–219,08	–215,72	–212,35	–208,98	–205,62
	C^p_{Zr}, ат. %	$2\cdot10^{-11}$	$1{,}4\cdot10^{-9}$	$3\cdot10^{-8}$	$3\cdot10^{-7}$	$2\cdot10^{-6}$
	ΔR, нм	$\lesssim10^{-2}$	$\lesssim10^{-1}$	$\lesssim1$	5,5	24,3

Эти результаты свидетельствуют о том, что путём замены сплавов системы V—TiC на V—ZrC появляется возможность повышения термической стабильности наноразмерной гетерофазной структуры примерно на 200 К. Они хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 1) об аналогичной зависимости стабильности гетерофазной структуры ванадиевых сплавов с карбидами (оксикарбонитридами) на основе Ti и Zr от температуры.

В условиях длительной (50 000 ч) термической обработки в температурном интервале вблизи предполагаемой рабочей температуры в АЗ реактора скорость коагуляции частиц ZrC снижается по сравне-

нию с частицами TiC примерно на порядок. Это видно из табл. 3 и на рис. 3. Здесь при T = 973 К увеличение радиуса частиц TiC составляет $\Delta R \approx 70$ нм. Для карбидов ZrC эта величина не превышает 10 нм, что способно обеспечить эффективное подавление процессов возврата и рекристаллизации и высоких значений дисперсного плюс субструктурного упрочнения.

Т а б л и ц а 3. **Равновесные растворимости Ti и Zr и увеличение радиуса частиц неметаллических фаз в квазибинарных сплавах V—TiC, V—ZrC и V—ZrO_2 в зависимости от стандартных термодинамических потенциалов этих фаз в условиях длительного (50 000 ч) термического воздействия в интервале температуры от 973 до 1473 К**

Параметр	T, К				
	973	1023	1073	1273	1473
$C^{\text{р}}_{\text{Ti}}$, ат. %	$6\cdot10^{-5}$	$9{,}5\cdot10^{-5}$	$1{,}5\cdot10^{-4}$	$6\cdot10^{-4}$	$1{,}6\cdot10^{-3}$
ΔR, нм	70,64	128,41	202,47	870,17	2499,07
	973	1023	1073	1273	1473
$C^{\text{р}}_{\text{Zr}}$, ат. %	10^{-6}	$2\cdot10^{-6}$	$4\cdot10^{-6}$	$2{,}4\cdot10^{-5}$	$9\cdot10^{-5}$
ΔR, нм	7,26	14,89	28,53	229,21	1038,46
$\Delta G^0_{ZrO_2} - 2\Delta G^0_{VC}$, кДж/моль	–220,76	–219,92	–219,08	–215,72	–212,35
$C^{\text{р}}_{\text{Zr}}$, ат. %	$1{,}4\cdot10^{-12}$	$6\cdot10^{-12}$	$2\cdot10^{-11}$	$1{,}4\cdot10^{-9}$	$3\cdot10^{-8}$
ΔR, нм	$\lesssim10^{-2}$ (0,008)	0,026	0,77	2,44	29,99

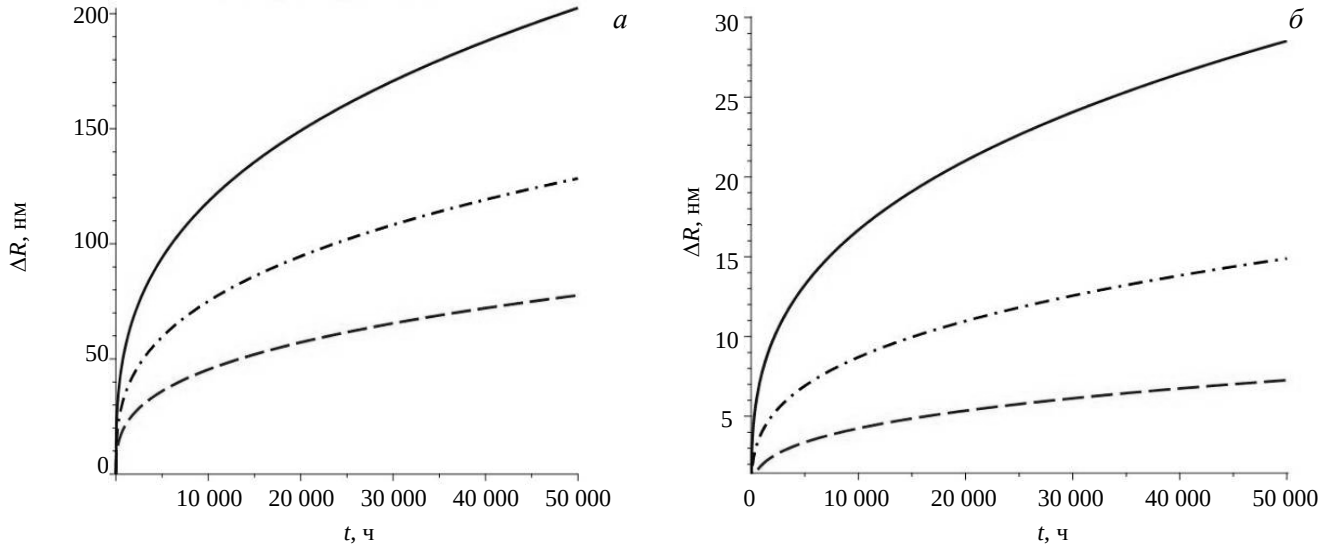


Рис. 3. Увеличение размера частиц TiC (*а*) и ZrC (*б*) в условиях длительного (50 000 ч) термического воздействия в интервале температуры от 973 до 1073 К: —— — 1073, –·–·– — 1023, – – – — 973 К

Как видно из табл. 2 и 3, повышение термической стабильности микроструктуры ванадиевых сплавов путём замены карбидов Ti на карбиды Zr связано с увеличением $\Delta G^0_{\text{MeC}} - \Delta G^0_{\text{VC}}$ в соотношении (5) на 40—50%. В системе V—ZrO_2 величина $\Delta G^0_{ZrO_2} - 2\Delta G^0_{\text{VC}}$ превышает соответствующие значения для карбидов циркония и титана в 2—3 раза. Это обеспечивает значительно более низкую по сравнению с карбидами титана или циркония равновесную растворимость оксида циркония вплоть до температуры, близкой к температуре плавления.

Как видно из табл. 3, при T = 973—1073 К вблизи интервала предполагаемых рабочих температур равновесная растворимость циркония уменьшается по сравнению с системой V—ZrC на 5—6 порядков до значений $C^{\text{р}}_{\text{Zr}} \approx 10^{-11}$—$10^{-12}$% ат. При повышении температуры до 1873 К (см. табл. 2) она увеличивается до 10^{-6}% ат.

Из табл. 2 также видно, что в процессе кратковременных (1 ч) отжигов увеличение размеров частиц ZrO_2 на несколько или на несколько десятков нанометров оказывается возможным лишь при температу-

ре T = 1673—1873 К. В процессе длительных (до 50 000 ч) термических обработок (см. табл. 3, рис. 4) такое увеличение обнаруживается при $T \geq 1273$ К.

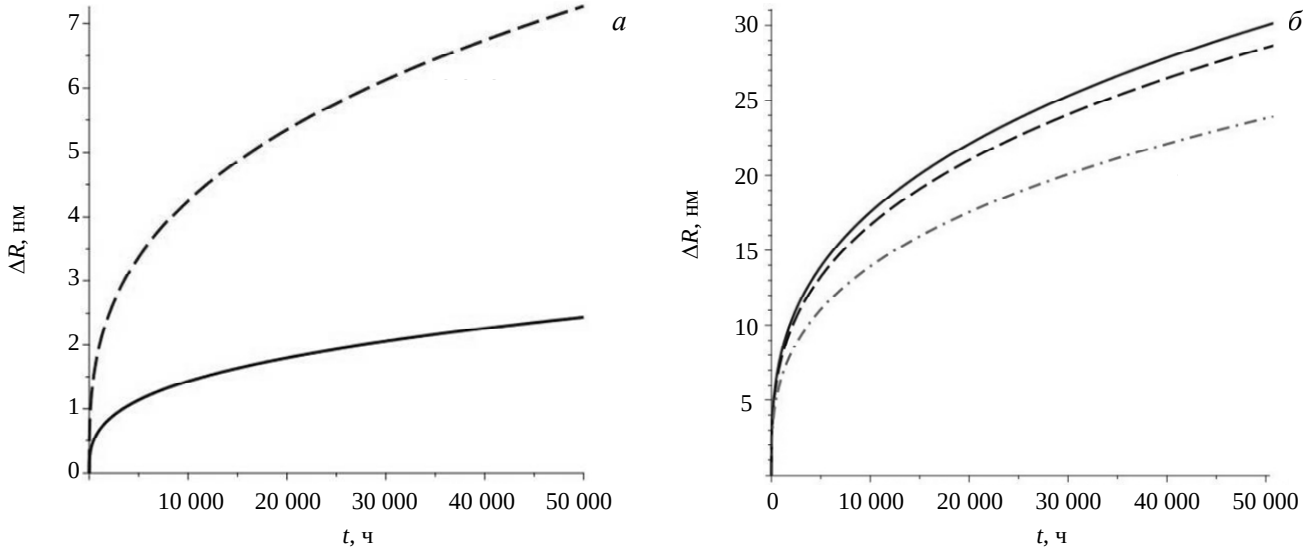


Рис. 4. Увеличение размера частиц неметаллических фаз в ванадии в условиях длительного термического воздействия при разной температуре: —— — ZrO_2, 1273 К; – – – — ZrC, 973 К (*а*); —— — ZrO_2, 1473 К; – – – — ZrC, 1073 К; –·–·– — TiC, 873 К (*б*)

Как видно на рис. 4, *а*, в композиции V—ZrO_2 коагуляция частиц оксида в условиях длительных (до 50 000 ч) термических обработок практически отсутствует ($\Delta R \approx 2$ нм) при $T \approx 1273$ К. Для частиц ZrC более высокие значения $\Delta R \approx 7$ нм обнаруживаются при $T \approx 973$ К. На рис. 4, *б* примерно одинаковые скорости коагуляции частиц TiC, ZrC и ZrO_2 обнаруживаются при температуре 873, 1073 и 1473 К соответственно.

Приведённые результаты свидетельствуют о возможности повышения термической стабильности гетерофазной структуры сплавов V—ZrC по сравнению с V—TiC на 100—200 К путём химико-термической обработки с образованием частиц ZrO_2 на 300—400 К.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Приведённые результаты, выявляя зависимости термической стабильности неметаллических фаз от стандартных термодинамических потенциалов их образования, получены в рамках нескольких приближений, среди которых выделим следующие:

— квазибинарное приближение для материалов с фиксированными (в соответствии со стехиометрическими формулами соответствующих карбидных или оксидных фаз) концентрациями легирующих элементов (Ti, Zr, C, O);

— отсутствие учёта влияния дефектов кристаллической решётки на термодинамические и кинетические параметры фазовых и структурных превращений;

— не учитывается возможность образования легированных ванадием оксикарбонитридных фаз типа TiV(C, O, N) с изменением их термодинамической стабильности.

Квазибинарное приближение. Теоретические расчёты в квазибинарном приближении для сплавов V—TiC, V—ZrC, V—ZrO_2 с фиксированными концентрациями легирующих элементов не учитывают особенности коагуляции частиц неметаллических фаз в условиях вариации элементного состава этих сплавов. Между тем возможность значительного повышения термической стабильности микроструктуры и механических свойств путём изменения соотношения концентраций циркония и кислорода (C_O/C_{Zr}) в процессе химико-термической обработки сплава V—Cr—W—Zr—(O, C, N) показана нами в работе [6].

Установлено, что при величине $C_O/C_{Zr} \approx 1$, когда концентрация циркония вдвое выше необходимой для его полного связывания при образовании частиц ZrO_2 стехиометрического состава, вследствие высокой концентрации в твёрдом растворе не связанного в эти частицы циркония скорость коагуляции частиц ZrO_2 близка к таковой для частиц ZrC. Термическая стабильность микроструктуры внутреннеокисленных образцов аналогична при этом наблюдаемой в сплаве с карбидным упрочнением. В процессе коагуляции при температуре собирательной рекристаллизации $T_{рекр} \approx 1573$ К частицы оксидов достига-

ют размеров около 100 нм. При концентрации кислорода, превышающей необходимую для образования окисла ZrO_2 стехиометрического состава ($C_O/C_{Zr} \geq 2$), температура собирательной рекристаллизации указанного сплава повышается от ≈1573 К (традиционный режим ТМО) до $T_{рекр}$ ≈1873 К.

Исследование механических свойств показало (табл. 4), что в условиях комбинированных (с участием ХТО) режимов обработки сплава V—Cr—W—Zr—(O, C, N) при величине $C_O/C_{Zr} \approx 1$ химико-термическая обработка не оказывает влияния на характеристики его кратковременной прочности. Значения предела текучести после ХТО практически не изменяются (№ 1 и 2 в табл. 4) как при комнатной температуре, так и при T = 1173 К.

Т а б л и ц а 4. **Пределы текучести ($\sigma_{0,1}$), прочности (σ_B) и величины относительного удлинения до разрушения (δ) (средние значения) сплава V—Cr—W—Zr—(C, N, O) в зависимости от режимов термомеханической и химико-термической обработки [6]**

№	C_O/C_{Zr}	Температура испытаний T, К							
		293		1073		1173		1273	
		$\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %	$\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %	$\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %	$\sigma_{0,1}$, МПа	δ, %
		ТМО-II							
1		380	23	270	11	190	30		
		ТМО-II + ХТО							
2	≈1	380	21			180	20	150	16
3	2,1—2,2	660	17	310	14	270	9	210	9
4	2,5—2,6	840	17			290	12	240	6

К высоким эффектам дисперсного и субструктурного упрочнения указанные режимы приводят при значениях $C_O/C_{Zr} \geq 2$, обеспечивающих подавление процессов коагуляции наноразмерных частиц оксидов вследствие снижения концентрации циркония в твёрдом растворе. В соответствии с соотношением (2) и табл. 2, 3 эта концентрация уменьшается по сравнению с системой V—ZrC на несколько порядков. При этом в сплаве V—Cr—W—Zr—(O, C, N) в условиях комбинированной (ТМО-II + ХТО) обработки достигнуты рекордные для ванадиевых сплавов значения кратковременной, в том числе высокотемпературной прочности: более чем 2-кратное увеличение предела текучести при комнатной температуре и 1,5-кратное при T = 1173 К (см. № 1 и 4 в табл. 4). Детально эти результаты представлены в работе [6].

Роль дефектов кристаллической решётки. Дефекты кристаллической решётки (дислокации, границы зёрен, формирующиеся в условиях нейтронного облучения точечные дефекты и др.) могут оказывать влияние, во-первых, на величину растворимости легирующих элементов, во-вторых, на их диффузионную подвижность. Поэтому указанные дефекты играют важную роль как при формировании гетерофазных структурных состояний в различных условиях технологической (ТМО, ХТО и др.) обработки, так и в процессе коагуляции частиц неметаллических фаз.

Влияние дефектов микроструктуры на процессы коагуляции определяется зависимостью от них коэффициентов диффузии Ti или Zr. В соответствии с формулами (5), (7) при увеличении этих коэффициентов на 2—3 порядка [19] скорости коагуляции или значения ΔR в табл. 2, 3 увеличиваются в 5—10 раз. Экспериментальным свидетельством влияния дислокаций на закономерности формирования и эволюции гетерофазной структуры являются многочисленные примеры декорирования этих дефектов наноразмерными частицами карбидных (см. рис. 1, *б*) и оксидных (см. рис. 2, *а*) фаз.

Влияние элементного состава неметаллических фаз. Такое влияние может быть связано с двумя основными факторами. Во-первых, с возможностью увеличения объёмной доли неметаллической фазы в процессе легирования карбидов титана или циркония атомами ванадия и кислорода. Во-вторых, с учётом изменения в процессе такого легирования стандартных термодинамических потенциалов их образования.

Пример важной роли первого фактора показан нами в работе [20], в которой значительное повышение эффективности дисперсного упрочнения частицами оксикарбонитрида TiV(C, O, N) в сплаве V—4Ti—4Cr—(C, O, N), температуры рекристаллизации и характеристик высокотемпературной прочности этого сплава достигнуто путём его дополнительного легирования кислородом.

Важная роль второго из указанных факторов связана с сильной (см. табл. 2, 3) зависимостью равновесной растворимости выделяющихся неметаллических фаз и термической стабильности наноразмерной гетерофазной структуры от стандартных термодинамических потенциалов их образования.

Указанные приближения существенно ограничивают возможности использования результатов теоретических расчётов при выборе элементного состава и режимов технологической обработки исследуемых в настоящей работе сплавов для конкретных условий их последующей эксплуатации. Однако эти результаты однозначно указывают на то, что изменением системы легирования малоактивируемых ванадиевых сплавов от V—Ti—Cr—TiC до V—Cr—W—ZrC совместно с новыми методами их термомеханической обработки термическая стабильность наноразмерной гетерофазной структуры этих сплавов может быть повышена на 100—200 К. Это свидетельствует о возможности аналогичного (или значительного) повышения верхней границы интервала их рабочих температур в АЗ ядерных реакторов. В композициях V—ZrO_2 эта граница может быть повышена по сравнению со сплавами с карбидным (частицами TiC или ZrC) упрочнением на 200—300 К. Указанные эффекты повышения термической стабильности наноразмерных неметаллических фаз могут быть достигнуты как в чистом (нелегированном) ванадии, так и в исследуемых в настоящей работе сплавах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термическая стабильность микроструктуры малоактивируемых ванадиевых сплавов с различным типом неметаллических фаз (TiC, ZrC, ZrO_2) определяется термодинамической стабильностью этих фаз и скоростями их коагуляции, отвечающими за термическую стабильность наноразмерной гетерофазной структуры. Важным фактором, контролирующим эти скорости, являются соотношения между стандартными термодинамическими потенциалами их образования и соответствующими потенциалами карбидов и оксидов ванадия.

В квазибинарном приближении для ванадиевых сплавов с частицами TiC, ZrC и ZrO_2 выявлены закономерности коагуляции этих частиц в зависимости от стандартных термодинамических потенциалов их образования. Показано, что скорость коагуляции наноразмерных частиц ZrC в температурном интервале 973—1273 К снижается по сравнению с частицами TiC примерно на порядок, частиц ZrO_2 — на 2—4 порядка. В условиях длительной (до 50 000 ч) термической обработки это может обеспечить сохранение наноразмерной (радиус частиц менее 10 нм) гетерофазной структуры для частиц ZrC при $T \leq 973$ К, для ZrO_2 — при $T \leq 1273$ К.

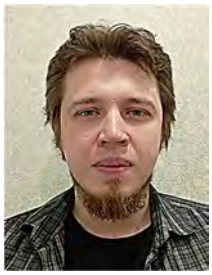
Сделано предположение о возможности повышения термической стабильности гетерофазной структуры и верхней границы интервала рабочих температур сплавов V—Cr—W—ZrC по сравнению с V—Cr—Ti—(TiV)C на 100—200 К. В композициях V—Cr—W—ZrO_2 эта граница может быть повышена на ≈300 и ≈200 К по сравнению со сплавами, содержащими частицы на основе карбидов титана и циркония соответственно.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема № FWRW-2021-0008.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Chernov V.M., Leonteva-Smirnova M.V., Potapenko M.M., Budylkin N.I., Devyatko Yu.N., Ioltoukhovskiy A.G., Mironova E.G., Shikov A.K., Sivak A.B., Yermolaev G.N.** Structural materials for fusion power reactors — the RF R&D activities. — Nuclear Fusion, 2007, vol. 47, p. 839—848.
2. **Chen J.M., Chernov V.M., Kurtz R.J., Muroga T.** Overview of the vanadium alloy researches for fusion reactors. — J. of Nuclear Materials, 2011, vol. 417, p. 289—294.
3. **Tyumentsev A.N., Korotaev A.D., Pinzhin Yu.P. Ditenberg I.A., Litovchenko S.V., Shuba Ya.V., Shevchenko N.V., Drobishev V.A., Potapenko M.M., Chernov V.M.** Effect of the modes of thermomechanical treatment on the formation of the multiphase and grain structure of V—4Ti—4Cr alloys. — J. of Nuclear Materials, 2004, vol. 329—333, p. 429—433.
4. **Дитенберг И.А., Тюменцев А.Н., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Влияние режимов термомеханической обработки на микроструктуру и механические свойства сплава V—4Ti—4Cr. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 2, с. 28—35.
5. **Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Гриняев К.В., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Чернов В.М., Потапенко М.М., Дробышев В.А., Кравцова М.В.** Влияние режимов термомеханических обработок на микроструктуру и механические свойства сплавов системы V—Me(Cr, W)—Zr—C. — Там же, 2014, т. 37, вып. 1, с. 18—26.
6. **Тюменцев А.Н., Овчинников С.В., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Смирнов И.В., Чернов В.М., Потапенко М.М., Дробышев В.А., Кравцова М.В.** Микроструктура и механические свойства сплавов V—Me(Cr, W)—Zr—(C, N, O) в зависимости от режимов химико-термической обработки. — Там же, 2014, т. 37, вып. 1, с. 27—33.
7. **Chernov V.M., Potapenko M.M., Drobyshev V.A., Kravtsova M.V., Tyumentsev A.N., Ovchinnikov S.V., Ditenberg I.A., Pinzhin Y.P., Korotaev A.D., Smirnov I.V., Grinyaev K.V., Sukhanov I.I.** Microstructure and mechanical properties of V—Me(Cr, W)—Zr alloys as a function of their chemical-thermal treatment. — Nuclear Materials and Energy, 2015, vol. 3—4, p. 17—21.

8. **Tyumentsev A.N., Korotaev A.D., Pinzhin Yu.P., Ovchinnikov S.V., Ditenberg I.A., Shikov A.K., Potapenko M.M., Chernov V.M.** Effect of internal oxidation on the microstructure and mechanical properties of vanadium alloys. — J. of Nuclear Materials, 2007, vol. 367—370, p. 853—857.
9. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В.** К вопросу о создании радиационно-стойких мелкокристаллических материалов с высокой термической стабильностью. — ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2004, вып. 1(62), с. 163—171.
10. **Тюменцев А.Н., Пинжин Ю.П., Овчинников С.В., Коротаев А.Д., Чернов В.М., Потапенко М.М.** Микроструктура и механические свойства внутренне-окисленных ванадиевых сплавов. I. Закономерности формирования и термическая стабильность микроструктуры. — Перспективные материалы, 2005, № 5, с. 5—18.
11. **Коротаев А.Д., Тюменцев А.Н., Суховаров В.Ф.** Дисперсное упрочнение тугоплавких металлов. — Новосибирск: Наука. Сиб. отделение, 1989. 211 с.
12. **Фромм Е., Гебхардт Е.** Газы и углерод в металлах. — М.: Металлургия, 1980. 712 с.
13. **Данелия Е.П., Теплицкий М.Д., Харитонов В.С.** Коалесценция частиц химического соединения в металлической матрице. — Физика твёрдого тела, 1977, т. 19, № 12, с. 3503—3510.
14. **Miedema A.R.** The electronegativity parameter for transition metals: heat of formation and charge transfer in alloys. — J. of the Less-Common Metals, 1973, vol. 32, p. 117—136.
15. **De Boer F.R., Boom R., Mattens W.C.M., Miedema A.R., Niessen A.K.** Cohesion in Metals: Transition Metal Alloys. North-Holland, Amsterdam [etc], 1989.
16. **Dębski A., Dębski R., Gąsior W.** New features of Entall database: comparison of experimental and model formation enthalpies. — Archives of Metallurgy and Materials, 2014, vol. 59, p. 1337—1343.
17. **Самсонов Г.В., Виницкий И.М.** Тугоплавкие соединения. Справочник. — М.: Металлургия, 1976. 560 с.
18. **Физико-химические** свойства окислов. Справочник. Под ред. Г.В. Самсонова — М.: Изд-во Металлургия, 1978. 472 с.
19. **Лариков Л.Н., Исайчев В.И.** Структура и свойства металлов и сплавов. Диффузия в металлах и сплавах. Справочник. — Киев: Наукова думка, 1987. 512 с.
20. **Потапенко М.М., Чернов В.М., Дробышев В.А. Кравцова М.В., Кудрявцева И.Е., Дегтярёв Н.А., Овчинников С.В., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д.** Микроструктура и механические свойства сплава V—4Ti—4Cr в зависимости от режимов химико-термической обработки. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 1, с. 13—17.



Иван Иванович Суханов м.н.с.; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия
suhanii@mail.ru

Александр Николаевич Тюменцев, г.н.с., д.ф.-м.н., профессор; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия
atyumentsev46@mail.ru

Иван Александрович Дитенберг, в.н.с., д.ф.-м.н, доцент; Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055 Томск, пр. Академический 2/4, Россия
ditenberg_i@mail.ru

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

Михаил Михайлович Потапенко, главный эксперт; АО «ВНИИНМ им. академика А.А. Бочвара», 123098 Москва, ул. Рогова 5а, Россия
MMPonapenko@bochvar.ru

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 88—96.

УДК 533.9.082.5

ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В ГЕЛИКОННОМ РАЗРЯДЕ

Д.О. Шуровский, Д.С. Кутузов, Е.А. Бунин, А.Е. Сухов, Е.Ю. Брагин

НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия

В статье представлены измерения параметров плазмы геликонного разряда с помощью оптических методов диагностики на установке ПН-3. Дано описание состава диагностического комплекса. Рассмотрены методы измерения параметров плазмы, включающие эмиссионную спектроскопию и лазерно-индуцированную флуоресценцию, и способы обработки результатов измерений. Приведены результаты измерений параметров плазмы геликонного разряда с помощью оптических методов диагностики. Измерения проводились в экспериментах по исследованию зависимости параметров плазмы геликонного разряда от величины магнитной индукции и профиля магнитного поля под антенной. Рабочим газом служил аргон. Методами оптической эмиссионной спектроскопии измерялось радиальное распределение электронной температуры для разных участков плазменного столба. Для определения локальной концентрации однократно заряженного иона аргона Ar II применялся метод лазерно-индуцированной флуоресценции с использованием состояний $3d^2G_{9/2}$ и $4p^2F_{7/2}$. По итогам работы определены оптимальное с точки зрения профиля плазменного столба и плотности плазмы значение магнитного поля под ВЧ-антенной, составившее 900—1000 Гаусс, и конфигурация магнитного поля установки — магнитная ловушка.

Ключевые слова: геликонный разряд, эмиссионная спектроскопия, лазерно-индуцированная флуоресценция.

OPTICAL METHODS FOR HELICON DISCHARGE PLASMA PARAMETERS MEASUREMENT

D.O. Shurovskiy, D.S. Kutuzov, E.A. Bunin, A.E. Sukhov, E.Yu. Bragin

NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia

The paper presents results of the helicon discharge plasma parameters measurements using optical diagnostic methods at the PN-3 facility. The description of the diagnostic complex is given. Plasma parameters measuring methods, including emission spectroscopy and laser-induced fluorescence, and methods for results processing are considered. The measurements were carried out in experiments to study the dependence of the helicon discharge plasma parameters on the magnitude of the magnetic induction and the profile of the magnetic field under the helicon antenna. The installation working gas was argon. Optical emission spectroscopy method was used to measure the electron temperature radial distribution for different parts of the plasma column. To determine the local concentration of singly ionized argon ion Ar II, we used the laser-induced fluorescence method using the $3d^2G_{9/2}$ and $4p^2F_{7/2}$ states. The optimal value of the magnetic field under the HF antenna, in terms of plasma profile and plasma density, was determined. Based on the results of the work it amounted to 900—1000 Gauss. The optimal configuration of magnetic field of the installation appears to be magnetic trap.

Ключевые слова: helicon discharge, emission spectroscopy, laser-induced fluorescence.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-97-104

ВВЕДЕНИЕ

Геликонный разряд широко используется в различных областях техники и технологии [1], в том числе и для создания плазменных двигателей [2]. Кроме импульсных и стационарных плазменных двигателей, в настоящее время всё большее внимание уделяется созданию безэлектродного плазменного ракетного двигателя (БПРД) [3] для межпланетных космических полётов. В НИЦ «Курчатовский институт» создана установка ПН-3, предназначенная для экспериментального исследования плазменных процессов в безэлектродных двигателях. Блок-схема двигателя включает зону генерации плазмы, где происходит ионизация рабочего вещества и образование первичной плазмы. Для генерации плазмы используются геликонные волны [4]. Наличие таких волн позволяет осуществлять резонансную накачку высокочастотной (ВЧ) электромагнитной энергии в плазму и эффективно взаимодействовать с электронного компонента плазмы, а для накачки могут быть использованы простые токовые антенны. Изучение процессов формирования разряда в этой зоне является важной задачей для моделирования параметров без-электродных двигателей. Зависимость параметров плазмы геликонного разряда от величины и конфигурации магнитного поля представляется важным направлением исследований. На установке ПН-3 была проведена серия экспериментов по исследованию зависимости параметров плазмы геликонного разряда от величины магнитной индукции и профиля магнитного поля. Определение параметров плазмы геликонного разряда с использованием оптических диагностик актуально, так как данные диагностики являются бесконтактными и не

подвержены влиянию мощных высокочастотных полей. Оптические диагностики включают эмиссионную спектроскопию и лазерно-индуцированную флуоресценцию. С помощью эмиссионной спектроскопии измерялось радиальное распределение электронной температуры и мониторинг исследуемых разрядов. Преимущество метода лазерно-индуцированной флуоресценции заключается в том, что он позволяет проводить локальные измерения плотности атомов и ионов без сканирования линии поглощения. Результаты сравнивались с измерениями, полученными с помощью СВЧ-интерферометра и зондов Ленгмюра.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Установка ПН-3 (рис. 1) включает зону генерации плазмы, где происходит образование плазмы с помощью геликонного источника, зону нагрева и ускорения и магнитное сопло, в котором происходит формирование истекающего плазменного потока. Магнитное поле связывает эти зоны в единый модуль, обеспечивает термоизоляцию плазменного потока от стенок и элементов конструкций. Элементы установки имеют модульную конструкцию, которая предусматривает возможность менять тип и расположение антенны, магнитную конфигурацию источника плазмы и магнитного сопла, мощность и частоту ВЧ-генератора. Длина установки составляет 6 м. Длина кварцевой трубы разрядной камеры плазмы составляет 1,5 м, внутренний диаметр 60 мм. Внутренний объём откачной камеры составляет 4,1 м^3. Источником питания для геликонного источника плазмы служит генератор с воздушным охлаждением мощностью до 20 кВт и переменной выходной частотой от 3 до 30 МГц. Мощность вводится в объём установки посредством полувинтовой медной антенны длиной 20 см. Откачка камеры производится турбомолекулярным насосом ТМНГ-10000, который обеспечивает фоновое давление в источнике плазмы ниже $1\cdot10^{-5}$ торр. Рабочим газом является аргон, максимальный расход составляет 10 мг/с. В экспериментах, описываемых в статье, нагрев плазмы не проводился и ИЦР-антенна не использовалась.

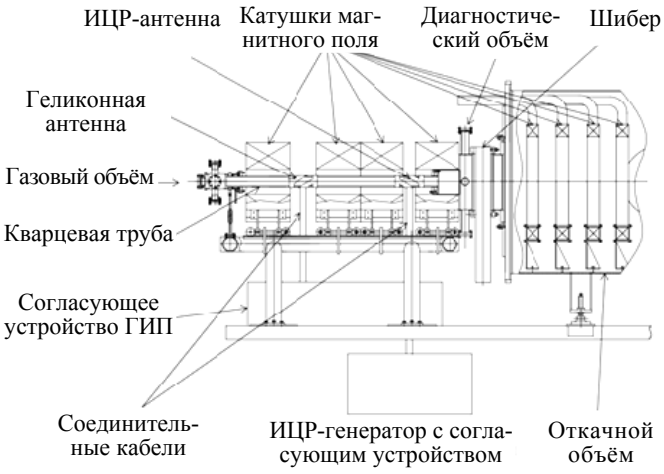


Рис. 1. Общий вид установки ПН-3

Четыре катушки в откачном объёме предназначены для формирования профиля вытекающего плазменного потока. Четыре катушки, расположенные вокруг источника плазмы, позволяют формировать различные профили магнитного поля в разрядной камере с целью оптимизации параметров разряда. Максимальное поле в разрядной камере составляет 0,3 Тл.

ОПИСАНИЕ И СОСТАВ ОПТИЧЕСКИХ ДИАГНОСТИК

Прозрачность кварцевой трубы даёт широкие возможности для оптических диагностик, позволяет снимать как продольные, так и радиальные распределения плазменных параметров по всей этой области. Измерения параметров плазмы оптическими методами проводились в двух зонах установки. Первая зона располагается в районе прозрачной кварцевой трубы (рис. 2, сечения B, C, D), где с помощью методов оптической эмиссионной спектроскопии (ОЭС) проводились измерения плазменных параметров и мониторинг исследуемых разрядов. Вторая зона располагается в диагностическом объёме (см. рис. 2, сечение A), где проводилось измерение плотности плазмы методом лазерно-индуцированной флуоресценции (ЛИФ) [5].

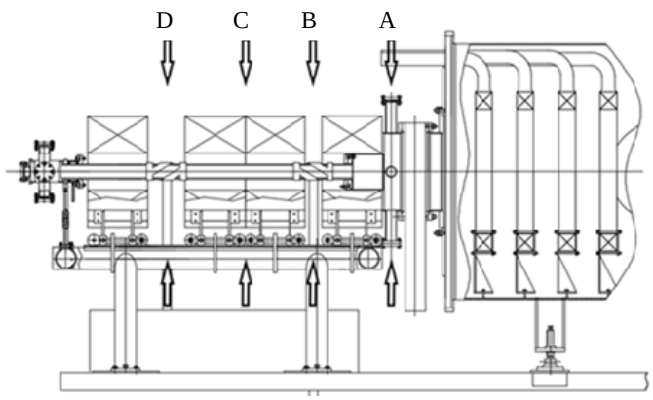


Рис. 2. Сечения, в которых проводились измерения методом ОЭС

Оптические диагностики представлены системой ОЭС и системой ЛИФ. Система ОЭС состоит из трёх спектральных каналов, каждый канал включает спектрограф Avaspec-mini. Спектрографы работают в различных спектральных диапазонах: ближний УФ 235—360 нм, УФ/видимый 345—505 нм, видимый/ближний ИК 500—735 нм. Основой спектрографов является ПЗС-линейка на 3648 пикселей, приборы изготовлены по схеме Черни—Тернера. На всех трёх спектрографах установлена щель 10 мкм. Время интеграции может варьироваться от 2 мкс до 10 мин. Генератор импульсов Актаком AWG-4110 обеспечивает синхронизацию измерений с началом разряда и позволяет осуществлять регистрацию спектров в строго определённые моменты времени. Регистрация сигнала осуществляется с помощью компьютера с установленной программой AvaSoft 8, позволяет управлять спектрографами Avaspec-mini. Программа позволяет осуществлять сбор и обработку полученной спектральной информации, учитывать фоновую засветку изучаемого объёма, создавать графические зависимости светимости от времени и длины волны. Спектрографы подключены посредством оптического волокна к коллиматору, который проводит сбор излучения из объёма установки. Система сбора смонтирована на оптическом столе с направляющими рельсами. Коллиматор закреплён на платформе, точность хода которой в вертикальном направлении составляет 0,1 мм, что позволяет проводить сканирование плазмы по хордам. Наличие сигналов интенсивности излучения на различных хордах позволяет получить радиальное распределение электронной температуры для разных участков плазменного столба с помощью преобразования Абеля, выполненного по методу Пирса [6]. Данные спектроскопической диагностики позволяют определять температуру электронного возбуждения методом относительных интенсивностей для частиц с одинаковым зарядом. В экспериментах рабочим газом установки является аргон. Для интерпретации результатов измерений использовалась база атомно-молекулярных данных NIST [7] для аргона.

На рис. 3 показан типичный спектр излучения плазмы в сечении B при давлении $P = 5{,}5 \cdot 10^{-2}$ торр, составленный по данным трёх каналов регистрации. В спектре излучения преобладает линейчатый спектр ArII. Линии ArIII, ArI также присутствуют в меньших количествах. На рис. 4 показан профиль светимости по диаметру кварцевой трубки.

Для определения температуры электронов методом относительных интенсивностей использовались

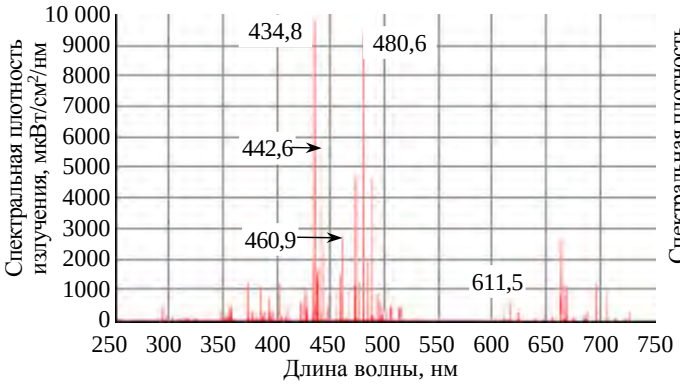


Рис. 3. Спектр излучения плазмы в сечении B, отдельно указаны наиболее интенсивные линии и линии, использованные в схеме ЛИФ

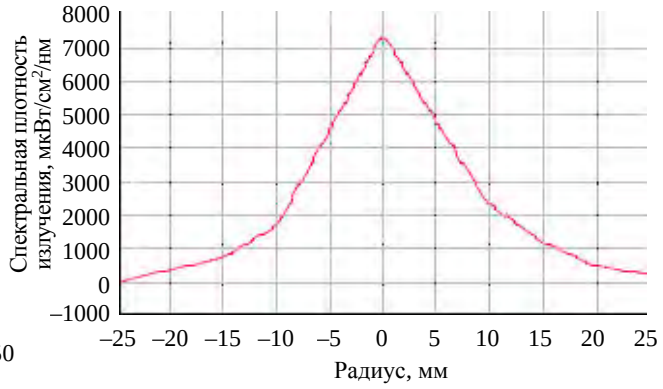


Рис. 4. Хордовый профиль плотности излучения линии 434,8 нм по радиусу кварцевой трубки

интенсивности линий одного типа, а именно ионов аргона ArII [8]:

$$\frac{I''}{I'} = \frac{A''q''\lambda'}{A'q'\lambda''}\exp\left(-\frac{E''-E'}{T_e}\right).$$

Здесь I'' и I' — интенсивности линий; A'' и A' — вероятности спонтанного перехода; q'' и q' — статистические веса состояний; λ'' и λ' — длины волн используемых линий; E'' и E' — энергия уровней, с которых осуществляется переход.

В обработке участвовало более 70 линий иона ArII. Предпочтение отдавалось тем парам линий, энергетическое расстояние между исходными уровнями которых было 1 эВ и более. В наших условиях использование данного метода для аргона допустимо [9].

Использование линий частиц разной кратности ионизации: однократных ArII и атомов ArI:

$$\frac{I_{\text{II}}}{I_{\text{I}}} = \frac{\varepsilon_{\text{II}}^{A}}{\varepsilon_{\text{I}}^{A}} 2 \frac{A_2 g_2 \lambda_1}{A_1 g_1 \lambda_2} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{n_e} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1 + I_1}{k T_e} \right)$$

и двукратных ArIII и однократных ArII ионов:

$$\frac{I_{\text{III}}}{I_{\text{II}}} = \frac{\varepsilon_{\text{III}}^{A}}{\varepsilon_{\text{II}}^{A}} 2 \frac{A_3 g_3 \lambda_2}{A_2 g_2 \lambda_3} \left(\frac{2\pi m k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \frac{1}{n_e} \exp\left(-\frac{E_3 - E_2 + I_2}{k T_e} \right)$$

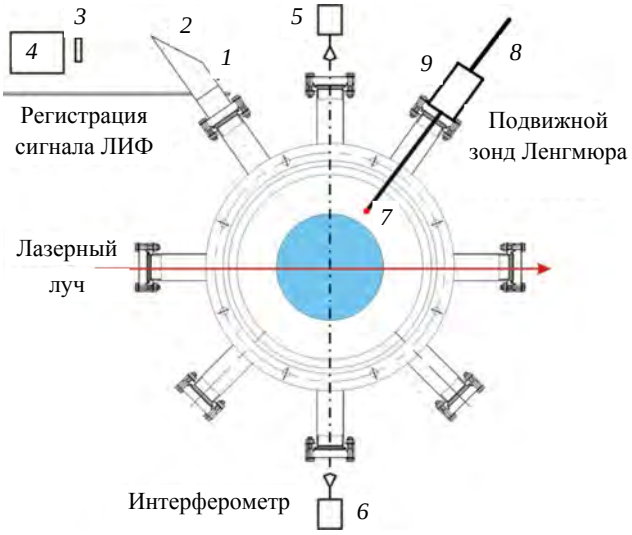


Рис. 5. Расположение систем в диагностическом объёме (сечение А): *1* — патрубок наблюдения системы ЛИФ; *2* — зеркало; *3* — интерференционный фильтр; *4* — ФЭУ; *5* — источник СВЧ-сигнала системы интерферометрии; *6* — приёмник системы интерферометрии; *7* —ленгмюровский зонд; *8* — линия управления линейным транслятором; *9* — линейный транслятор зонда

позволило бы уточнить полученный результат. Сложность заключается в том, что основная масса линий атома аргона не видна на используемых каналах спектрографа, а интенсивность линий двукратного иона аргона ArIII крайне низка.

Для определения радиального распределения плотности атомов и ионов плазмы используется система ЛИФ. Диагностика расположена в диагностическом объёме установки. Ее пространственное разрешение составляет 1 см по лазерной линии, частота измерений 1—20 Гц, диапазон измеряемых плотностей не более 10^{14} см$^{-3}$. Геометрия системы позволяет получать радиальное распределение концентрации атомов и ионов плазмы. При изменении направления ввода лазерного излучения возможно получение аксиального распределения концентрации атомов и ионов плазмы. Схема расположения аппаратуры показана на рис. 5.

Основой системы диагностики ЛИФ служит оптико-параметрический генератор EXPLA NT342A-SH с накачкой третьей гармоникой Nd:YAG-лазера, работающий с частотой 20 Гц. Ширина лазерной линии составляет 5 см$^{-1}$, что позволяет проводить измерения концентрации без сканирования линии поглощения. Пиковая энергия лазерного импульса оптического параметрического генератора (ОПГ) достигается на длине волны 450 нм и составляет 5 мДж. Энергия лазерного импульса на рабочих длинах волн λ_{lazer}, 611,5 и 440,1 нм составляет 1,5 и 3 мДж соответственно. Характерная длительность импульса 5 нс. Флуоресцентное излучение собирается фокусной линзой 200 мм и отображается на ФЭУ.

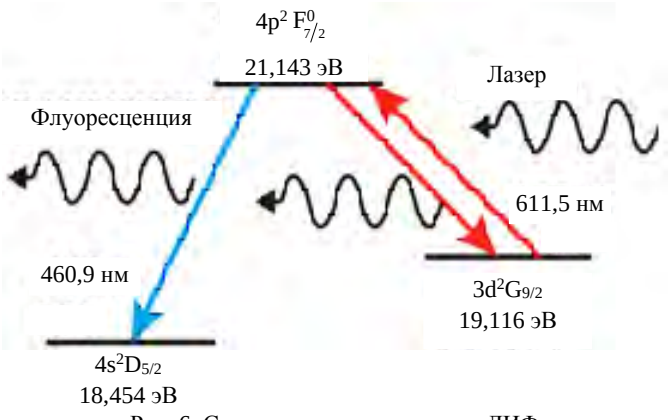


Рис. 6. Спектроскопическая схема ЛИФ

В качестве рабочей схемы для ЛИФ-методики была выбрана спектроскопическая схема (рис. 6), при которой накачка проводится из метастабильного состояния $3d^2G_{9/2}$ в состояние $4p^2F_{7/2}$ на линии λ_{lazer} = 611,5 нм, а регистрация флуоресцентного сигнала ведётся на линии λ_{FLU} = 460,9 нм (переход $4p^2F_{7/2}$—$4s^2D_{5/2}$). Для интерпретации сигналов флуоресценции использована столкновительно-излучательная модель [10]. Модель рассматривает шесть уровней аргона ArII и разработана для

применения схемы с накачкой на λ_{lazer} = 611,5 нм, а регистрация флуоресцентного сигнала ведётся на линии λ_{FLU} = 461 нм. Полученный сигнал ЛИФ обладает хорошим соотношением сигнал/шум (более 10) и легко идентифицируется (рис. 7). В сечении также располагаются подвижный зонд Ленгмюра и СВЧ-интерферометр.

Регистрация сигнала ЛИФ проводится с помощью ФЭУ 11526-110-NF, усилителя C5594 и интерференционного фильтра на 610 нм с $\Delta\lambda$ = 10 нм. Запись сигнала проходит с использованием модуля АЦП ADC10D 1000/1500, работающего в связке с FPGA XC2C32_7VQG44.

Дополнительно для мониторинга стабильности разряда был использован оптический монохроматор МДР-23 с решёткой 1200-II (от 300 до 1000 нм, максимум чувствительности 500 нм). Монохроматор выполнен по ассиметричной схеме Фасти со сферическими зеркальными объективами. На рис. 8 показана зависимость светимости разряда на длине волны 440,1 нм от времени разряда. Детально исследовались преимущественно те серии импульсов, которые демонстрировали воспроизводимость параметров плазмы. Измерения параметров плазмы методами ОЭС и ЛИФ проводились через 1,5 с после инициации разряда.

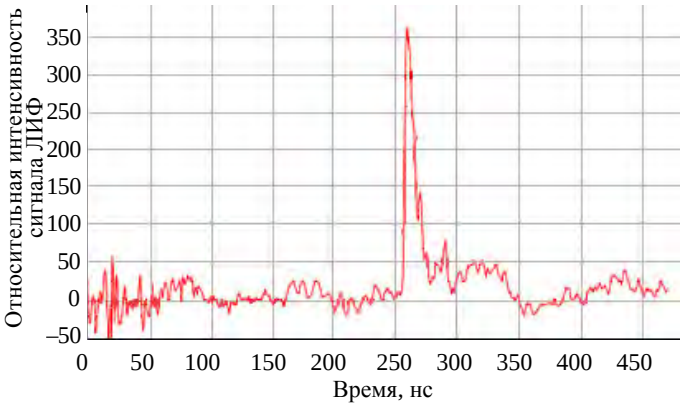


Рис. 7. Характерный вид сигнала ЛИФ

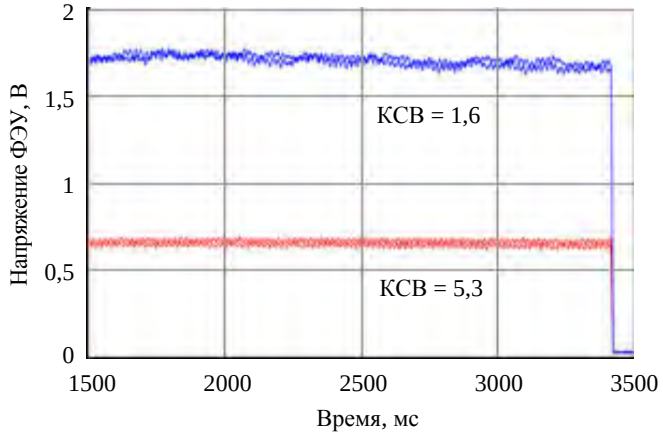


Рис. 8. Интенсивность светимости линии 440,1 нм иона аргона ArII при двух значениях коэффициента стоячей волны, характеризующих вводимую и поглощённую мощность

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕЛИКОННОГО РАЗРЯДА

Проводились исследования зависимости параметров плазменного потока от профиля магнитного поля и величины магнитного поля под антенной. Магнитное поле служит для эффективного создания и нагрева плазменного потока, а также для термоизоляции плазменного потока от стенок кварцевой трубы. Безэлектродный плазменный двигатель можно разделить на две области — геликонный источник плазмы (ГИП) и магнитное сопло. В ГИП происходит создание и нагрев плазмы, в магнитном сопле — ускорение плазменного потока, его срыв с силовых линий, что приводит к созданию тяги и удельного импульса.

Проводилась серия экспериментов по исследованию зависимости параметров плазменного потока от величины магнитного поля под антенной. Каждая катушка имеет отдельный источник питания. Ток, протекающий в магнитных катушках, изменялся таким образом, чтобы конфигурация магнитного поля оставалась прежней, а величина магнитного поля менялась в диапазоне от 400 до 1400 Гс. При фиксированном газовом потоке и вводимой в плазму мощности индукция магнитного поля менялась в сторону увеличения с шагом 100 Гс. Методом ЛИФ проводились измерения концентрации ионов аргона ArII в центральной зоне плазменного шнура, в сечении диагностического объёма (сечение А). Результаты показаны на рис. 9.

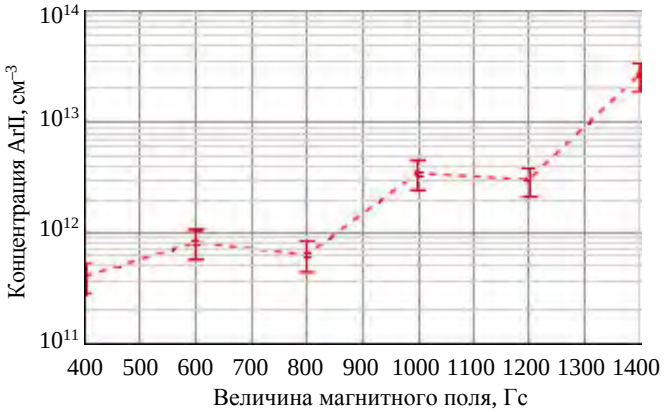


Рис. 9. Зависимость концентрации ArII от величины магнитного поля

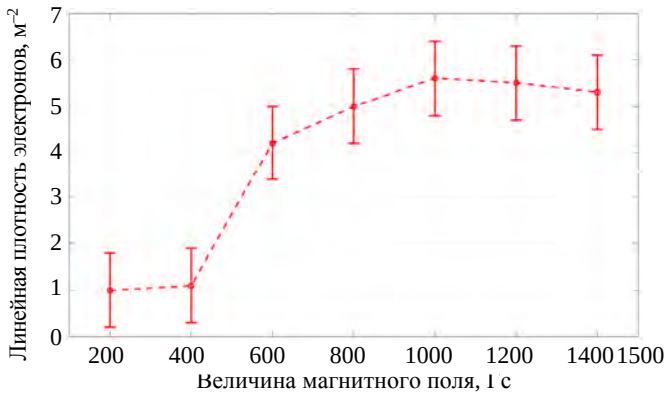


Рис. 10. Линейная плотность электронов, полученная при измерении СВЧ-интерферометром

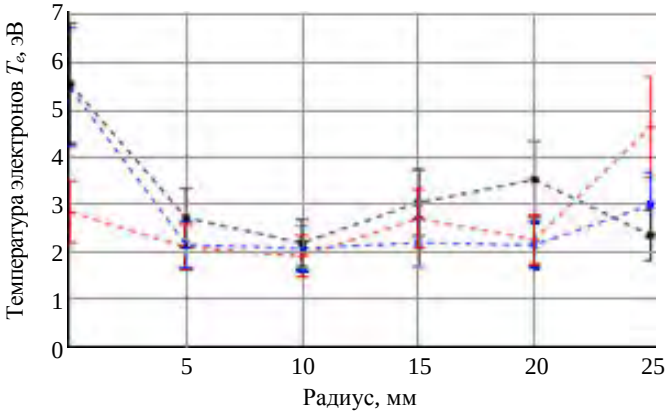


Рис. 11. Распределение T_e по радиусу при различных величинах магнитного поля под ВЧ-антенной: ---- — 1200, ---- — 800, ---- — 400 Гс

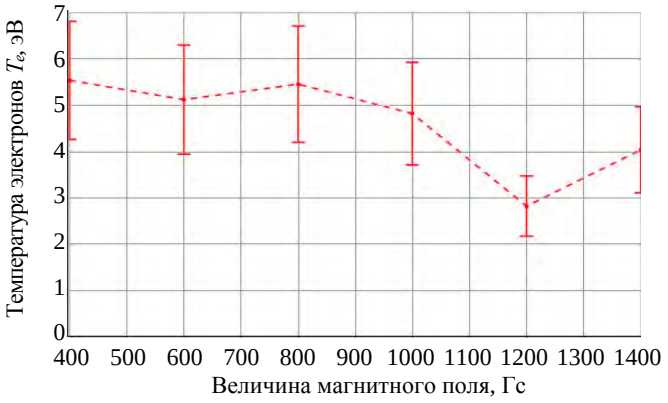


Рис. 12. Зависимость температуры электронов на оси стенда под ВЧ-антенной от величины магнитного поля под антенной

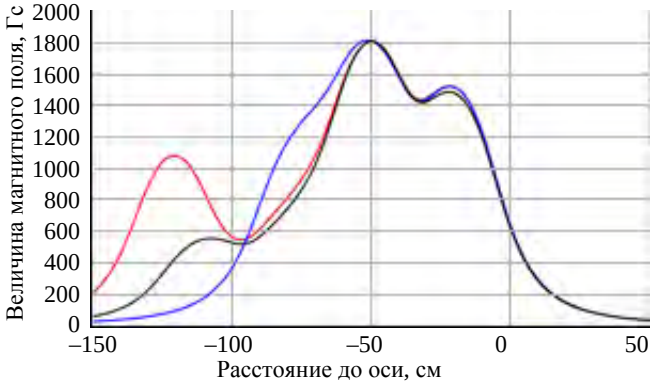


Рис. 13. Профили магнитного поля установки. Антенна находится в точке x = –90 см: – – — ловушка; – – — растущая; — — — полка

С ростом поля наблюдается увеличение концентрации ионов. Рост концентрации плазмы подтверждается также данными СВЧ-интерферометра, с помощью которого измерялась линейная концентрация электронов в сечении А (рис. 10). С учётом того, что концентрация двукратно заряженного иона аргона ArIII мала (на спектрах его линии практически отсутствуют), можно приравнять с небольшими поправками значения электронной концентрации к концентрации однократно заряженных ионов аргона ArII. Увеличение концентрации плазмы при возрастании величины магнитного поля объясняется уменьшением коэффициента поперечной диффузии [11].

Методом ОЭС получено распределение T_e по радиусу при различных значениях величины магнитного поля (рис. 11).

При анализе результатов, полученных при измерении плотности плазмы методом ЛИФ, зондами Ленгмюра и СВЧ-интерферометром, была определена зависимость плотности плазмы от индукции магнитного поля. При достижении величины 800—1000 Гс плотность плазмы увеличивается, а при дальнейшем увеличении изменяется незначительно. Температура электронов на оси стенда (рис. 12), измеренная с помощью ОЭС, слабо зависит от величины магнитной индукции под антенной, при высоких полях наблюдается её уменьшение. На основе проведённых измерений было сделано заключение, что диапазон оптимальной величины магнитного поля под антенной лежит в пределах 900—1000 Гс.

Одним из ключевых факторов, влияющих на параметры плазменного потока, является конфигурация магнитного поля. Целью исследований является определение зависимости параметров плазмы, создаваемой геликонным источником, от профиля магнитного поля. Оптимизация конфигурации магнитного поля позволяет увеличить эффективность протекающих в безэлектродном плазменном двигателе физических процессов и увеличить итоговый КПД двигателя. Были выбраны три конфигурации магнитного поля: конфигурация с нарастающим магнитным полем; магнитная пробочная ловушка; плоская конфигурация магнитного поля («полка»). При проведении измерений для всех конфигураций величина поля под антенной и в диагностическом объёме, а также пробочное отношение были одинаковыми. На рис. 13 показаны три конфигурации поля. Зависимость параметров плазмы от величины магнитного поля также измерялась с помощью СВЧ-интерферометра и зондов Ленгмюра.

Методом ЛИФ была измерена концентрация ArII при различных конфигурациях поля под антенной (см. таблицу).

Концентрация ArII при различных конфигурациях поля под антенной

Конфигурация	Ловушка	Полка	Растущая
Концентрация аргона Ar II, $см^{-3}$	$3{,}9\cdot10^{12} \pm 1\cdot10^{12}$	$5\cdot10^{11} \pm 1{,}5\cdot10^{11}$	$1{,}3\cdot10^{11} \pm 0{,}4\cdot10^{11}$

На рис. 14 показаны радиальные значения электронной температуры для различных конфигураций магнитного поля, полученные с помощью ОЭС.

Концентрация ArII, измеренная методом ЛИФ, имеет наибольшее значение при конфигурации магнитной пробочной ловушки по сравнению с двумя другими магнитными конфигурациями. Кроме того, профиль плотности плазмы при конфигурации магнитной пробочной ловушки по данным зондовых измерений имеет более пикированный профиль. Чем дальше силовая линия от оси, тем больше угол её наклона в магнитном сопле, а значит, частицы будут срываться с данной линии под большими углами. Таким образом, чем больше частиц будет находиться на «внутренних» (более близких к оси) силовых линиях, т.е. чем уже будет радиальный профиль плазмы на входе в магнитное сопло, тем меньше будет угол срыва плазменного потока и итоговая эффективность двигателя выше.

Учитывая изложенные результаты, оптимальным профилем магнитного поля для установки ПН-3 под антенной была выбрана пробочная ловушка и проверена экспериментально со следующим распределением поля по оси (рис. 15).

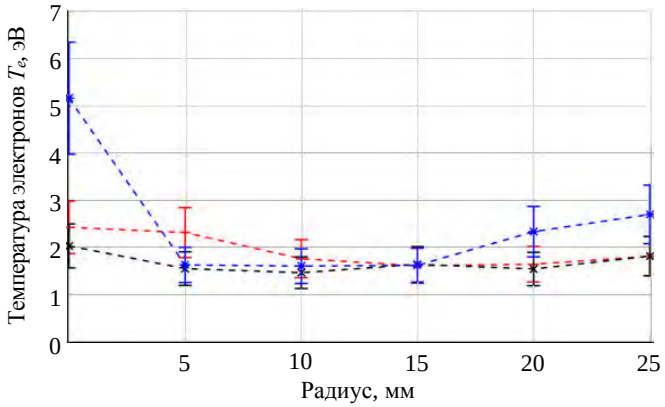


Рис. 14. Распределение температуры электронов T_e по радиусу при различных конфигурациях в сечении С: ---- — ловушка, ---- — растущая, ---- — полка

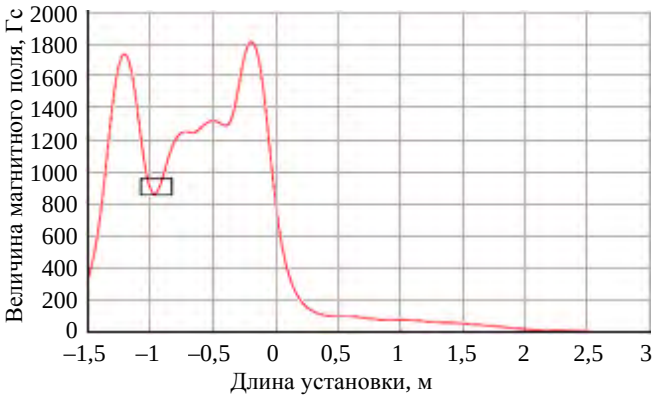


Рис. 15. Распределение магнитного поля вдоль оси установки при оптимальной конфигурации

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

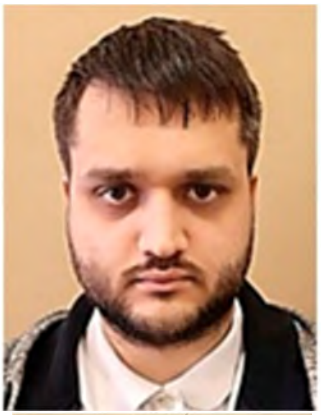
На установке ПН-3 были проведены эксперименты по исследованию зависимости параметров плазмы от величины магнитной индукции и профиля магнитного поля. Для измерения параметров плазмы созданы две системы оптических диагностик — ОЭС и ЛИФ. В результате проведённых исследований параметров плазмы геликонного разряда было продемонстрировано, что величина индукции магнитного поля является оптимальной при достижении величины 900—1000 Гс с точки зрения плотности плазмы и профиля плазменного потока. Оптимальным профилем магнитного поля является пробочная ловушка, распределение поля по оси показано на рис. 15. Таким образом, при выбранной конфигурации магнитного поля наблюдается «ровный» симметричный острый радиальный профиль плазмы, значительно уменьшились шумы сигналов, снизился эффект перезарядки в магнитном сопле. Также это может свидетельствовать о высокой степени ионизации плазменного потока. С учётом всего сказанного выбранная конфигурация магнитного поля является одной из оптимальных, и её следует использовать при дальнейших исследованиях плазменных процессов в безэлектродных плазменных двигателях.

Авторы выражают благодарность за помощь в подготовке работы д.ф.-м.н. И.В. Москаленко и В.А. Жильцову, а также всему коллективу установки ПН-3.

Работа проведена при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-29-2100Z.

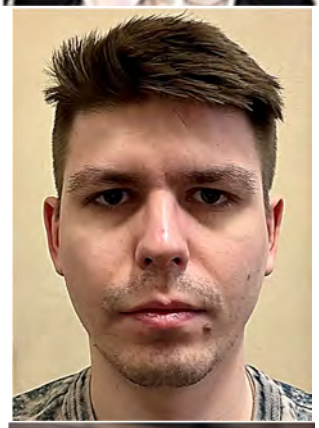
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Boswell R.W., D. Henry.** — Applied Physics Letters, 1985, vol. 47, p. 1095.
2. **Charles C.** — J. Phys. D: Appl. Phys., 2009, vol. 42, p. 163001.
3. **Bathgate S.N. et al.** — Plasma Sci. Technol., 2017, vol. 19, 083001 (24 p.).
4. **Boswell R.W.** Plasma production using standing helicon wave. — Physics Letters, 1970, vol. 33, № 7, p. 457—458.
5. **Schweer B., Bogen P., Hintz E., Rusbüldt D., Goto S., Steuer K.H.** Application of laser-induced fluorescence to the measurement of the release, the transport and the ionization of Ti-atoms at the ASDEX divertor plates. — J. Nucl. Mater., 1982, vol. 111/112, p. 71—74.
6. **Кузнецов Э.И., Щеглов Д.А.** Методы диагностики высокотемпературной плазмы. — М.: Энергоатомиздат, 1974. 160 с.
7. **National** Institute of Standards and Technology. Atomic Spectra Database; https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database.
8. **Хаддлстоун Р., Леонард С.** Диагностика плазмы. — М.: Мир, 1967. 516 с.
9. **Jonkers J.** On difference between ionizing helium and argon at atmospheric pressure. — Plasma Sources Science and Technology, 2003, vol. 12, № 1, p. 30—38.
10. **Кутузов Д.С., Москаленко И.В., Брагин Е.Ю., Жильцов В.А., Янченков С.В.** Измерение параметров плазмы в пробочной ловушке методом лазерно-индуцированной флуоресценции. — Физика плазмы, 2018, т. 44, № 9, с. 698—705.
11. **Чен Ф.** Введение в физику плазмы, — М.: Мир, 1987. 399 с.



Демид Олегович Шуровский, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Дмитрий Сергеевич Кутузов, научный сотрудник, к.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Кутузов Дмитрий Сергеевич, 89163111547
Kutuzov_DS@nrcki.ru, iloris@mail.ru



Евгений Андреевич Бунин, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Андрей Евгеньевич Сухов, младший научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Евгений Юрьевич Брагин, научный сотрудник; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 97—104.

УДК 533.9.08, 533.932, 519.23

ВОССТАНОВЛЕНИЕ НЕЛОКАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ПО КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ

А.Б. Кукушкин[1, 2, 3], А.А. Куличенко[1]

[1]НИЦ «Курчатовский институт», Москва, Россия
[2]Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия
[3]Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

Корреляционная рефлектометрия плазмы токамака является важным инструментом исследования флуктуаций плотности плазмы и их возможной связи с транспортными процессами в термоядерной плазме. В настоящей работе развит подход, основанный на применении концепции прогулок Леви к описанию нелокальных свойств флуктуаций плотности турбулентной среды. Перенос возмущений среды в режиме прогулок Леви (т.е. полётов Леви с учётом конечной скорости переносчиков возмущения) является супердиффузионным (нелокальным) механизмом переноса, требующим описания динамики по пространственным переменным с помощью интегральных уравнений, а не дифференциальных, как в случае диффузионных процессов. Такой подход позволяет восстановить нелокальные свойства флуктуаций плотности, проявляющиеся в их далёких пространственных корреляциях, по спектрам рассеяния электромагнитных (ЭМ) волн и корреляционной рефлектометрии. Получено универсальное описание связи наблюдаемой квазикогерентной компоненты в спектре рассеянных ЭМ-волн в плазме токамаков с процессом типа рассеяния Мандельштама—Бриллюэна. Эффективность предлагаемого метода показана на примере интерпретации данных радиальной и полоидальной корреляционной рефлектометрии ЭМ-волн радиочастотного диапазона для диагностики турбулентной плазмы в токамаке Т-10. Показано, что наблюдаемые флуктуации плотности могут иметь турбулентное происхождение, так как показатель спада в распределении Леви для вероятности длины свободного пробега флуктуаций плотности оказался близок к его аналогу в эмпирическом законе Ричардсона для гидродинамической турбулентности.

Ключевые слова: токамак, флуктуации плотности плазмы, корреляционная рефлектометрия, нелокальный (супердиффузионный) перенос.

A RECONSTRUCTION OF NONLOCAL CHARACTERISTICS OF DENSITY FLUCTUATIONS IN TOKAMAK PLASMA FROM CORRELATION REFLECTOMETRY

A.B. Kukushkin[1, 2, 3], A.A. Kulichenko[1]

[1]NRC «Kurchatov Institute», Moscow, Russia
[2]National Nuclear Research University MEPhI, Moscow, Russia
[3]Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Moscow Region, Russia

Correlation reflectometry of tokamak plasma is an important tool for studying plasma density fluctuations and their possible connection with transport processes in thermonuclear plasmas. In this paper, we develop an approach based on the application of the Levy walk concept to the description of nonlocal properties of fluctuations in the density of a turbulent medium. The transfer of medium perturbations in the Levy walk mode (i.e., Levy flights, taking into account the finite velocity of the perturbation carriers) is a superdiffusion (nonlocal) transfer mechanism that requires the description of the dynamics in spatial variables using integral equations, rather than differential ones, as in the case of diffusion processes. This approach makes it possible to reconstruct the nonlocal properties of density fluctuations, manifested in their distant spatial correlations, from the scattering spectra of electromagnetic (EM) waves and correlation reflectometry. A universal description is obtained of the relationship between the observed quasi-coherent component in the spectrum of scattered EM waves in tokamak plasmas and the Mandelstam—Brillouin scattering process. The effectiveness of the proposed method is shown by the example of interpreting the data of radial and poloidal correlation reflectometry of EM waves in the radio frequency range for diagnosing turbulent plasma in the T-10 tokamak. It is shown that the observed density fluctuations may be of turbulent origin, since the decay rate in the Levy distribution for the density fluctuation free path probability turned out to be close to its analog in the empirical Richardson law for hydrodynamic turbulence.

Key words: tokamak, plasma density fluctuations, correlation reflectometry, nonlocal (superdiffusion) transfer.

DOI: 10.21517/0202-3822-2022-45-2-105-122

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших задач диагностики и контроля магнитно-удерживаемой плазмы в устройствах для управляемого термоядерного синтеза является измерение пространственного распределения плотности плазмы и основных характеристик флуктуаций её плотности, так как последние играют важную роль

для удержания тепловой энергии плазмы и возможности поддержания термоядерного синтеза в высокотемпературной плазме. Наиболее эффективными диагностиками основных характеристик флуктуаций плотности плазмы являются активные диагностики, основанные на инжекции в плазму ЭМ-волн в диапазоне электронной циклотронной частоты и инжекции пучков тяжёлых ионов (Heavy Ion Beam Probing) и атомов водорода (Beam Emission Spectroscopy). Настоящая работа посвящена разработке и применению теории диагностики нелокальных свойств флуктуаций плотности плазмы с помощью диагностики первого типа — рефлектометрии плазмы ЭМ-волнами. Нелокальные свойства флуктуаций плотности плазмы представляют особый практический интерес в силу важности наблюдаемых нелокальных свойств переноса тепла в термоядерной плазме. Развитые методы анализа нелокальных свойств флуктуаций плотности плазмы были основаны на подходах, в которых флуктуации плазмы описывались в рамках моделей, основанных либо на априорных предположениях общего характера, либо на упрощённых подходах, не основанных на решении кинетических уравнений. Поэтому задача формализации моделей в рамках более общих и более строгих подходов остаётся актуальной.

В настоящей работе представлена теоретическая модель флуктуаций плотности в среде со стохастическими нелинейными процессами, что охватывает и случай турбулентной плазмы. Учёт нелинейности процессов заключён в предположении существования долгоживущих флуктуаций плотности плазмы (на качественном уровне это можно иллюстрировать возможным существованием уединённых волн: например, двумерных солитонов, описываемых широко известным уравнением Кадомцева—Петвиашвили). Кинетическая модель турбулентной среды позволяет описать динамику статистического ансамбля локализованных переносчиков возмущения плотности (локализованных флуктуаций плотности), которую можно рассматривать в линейном приближении с учётом таких процессов, как рождение переносчиков из тепловой энергии плазмы, обратный процесс их исчезновения, движение в плазме с конечной длиной свободного пробега, остановка переносчика без его исчезновения (захват) и возобновление движения. При этом феноменологически введённые параметры указанных процессов подлежат восстановлению путём сравнения с экспериментальными данными по тонким спектральным характеристикам рассеяния зондирующей ЭМ-волны в плазме.

Предложенная нами теоретическая модель использована для описания кросс-корреляционной рефлектометрии нелокальности в турбулентной плазме. Предложенная модель обобщает ранее развитые модели в том, что спектральные характеристики сигналов такой рефлектометрии получены путём решения кинетического уравнения для пространственно-временной динамики флуктуаций плотности плазмы и учитывают явления, ранее не охваченные существующими моделями. Прежде всего учтено свойство существенной дисперсии распределения переносчиков возмущения среды по длинам их свободного пробега, которое как раз и является генератором нелокальности (недиффузионности) переноса возмущений. Далее кратко поясним специфику нелокальности в процессах переноса и статус теории таких процессов.

Нормальная (обыкновенная) диффузия определяется как броуновское движение и описывается дифференциальным уравнением фоккер-планковского типа. Функция Грина такого уравнения, описывающая распространение возмущения от точечного мгновенного источника в однородной стационарной среде, является гауссианом с аргументом, определяющим закон распространения фронта $r_{\mathrm{fr}} \sim (Dt)^{\beta}$, где $\beta = 1/2$, D — коэффициент диффузии. Однако этот закон нарушается для широкого класса физических процессов, где функция распределения по длине свободного пробега (ФРСП) для переносчиков возмущения среды оказывается медленно убывающей, а именно степенным образом, а не экспоненциально. Это приводит к расходимости коэффициента диффузии, формально определяемого в виде дисперсии ФРСП, а расчёт указанного закона распространения фронта по результатам анализа соответствующей функции Грина даёт $\beta > 1/2$. Такой тип переноса называется супердиффузионным или нелокальным.

Супердиффузионный перенос, а также связанная с ним концепция полётов Леви, введённая Мандельбротом [1, 2] (см. с. IX в монографии [2], а также обзоры [3—5]), охватывает множество явлений в физике и других дисциплинах. Модель нелокального переноса, получившая название «прогулки Леви с остановками» (см. [6—8] и обзор [9]), актуальна для таких задач, как перенос резонансного излучения в астрофизических газах и плазме [10—13], биологическая миграция [9, раздел 6], перенос энергии линейными волнами в плазме [14].

Аналитические методы хорошо развиты для задач стационарного нелокального переноса, таких, например, как теория переноса резонансного излучения при полном перераспределении по частоте в акте поглощения и излучения фотона атомом или ионом в газе или плазме [15—27]. Для более сложных задач, а именно нестационарного нелокального переноса, метод расчёта интересующих характеристик нелокального переноса (прежде всего приближенного описания функции Грина, характеризующей динамику фронта распространения возмущения среды от мгновенного точечного источника) развит в [28] в пределе бесконечной скорости света и обобщён на случай учёта запаздывания, т.е. конечной скорости света, в [29—33]. Указанный метод описания нестационарных процессов супердиффузии применён в этой работе для описания кинетики движущихся флуктуаций плотности в турбулентной среде. Это позволило сформулировать алгоритм восстановления нелокальных свойств стохастических процессов в среде по спектру флуктуаций её плотности, диагностируемому по спектрам рассеяния ЭМ-волн в среде.

В основе развитого подхода лежит использование концепции прогулок Леви (полётов Леви с учётом конечной скорости переносчиков). Такая концепция была предложена в [34] для стохастических нелинейных процессов, включая турбулентность гидродинамического движения непрерывных сред. Описание далёких пространственных корреляций было основано на линейном интегро-дифференциальном уравнении с медленно спадающим ядром, что соответствует супердиффузионному (нелокальному) переносу в режиме прогулок Леви. Полученные в [34] законы подобия позволили на качественном уровне установить связь с законом Ричардсона [35] для движения фронта возмущения в гидродинамической турбулентной среде и спектром Колмогорова [36] для однородной стационарной турбулентности. В настоящей работе сформулирован принципиально близкий подход, основанный на концепции прогулок Леви, правда, в рамках другой физико-математической модели.

В интересующей нас задаче корреляционной рефлектометрии турбулентной плазмы феномен нелокальности (супердиффузионности) процессов переноса тепла и частиц достаточно широко изучается применительно к этой и другим диагностикам плазмы [37]. Спектр применяемых моделей для описания флуктуаций плотности плазмы варьируется в широких пределах. Укажем это на примере интересующей нас доплеровской корреляционной рефлектометрии плазмы токамака. Парная корреляционная функция плотности плазмы может быть выбрана из общих статистических соображений в виде функции, не зависящей от времени, с гауссовской или степенной зависимостью от разности координаты: примером является [38, формула (20)], где при использовании общего подхода [39] рассчитан регистрируемый сигнал с учётом объёмного рассеяния зондирующей волны. Другой моделью является представление турбулентного поля флуктуаций плотности как конечного набора флуктуаций с заданным кинематическими параметрами индивидуальных возмущений — временем жизни, скоростью движения, длиной свободного пробега [40, с. 449]. Нашей целью является получение аналитического представления плотности флуктуаций турбулентной плазмы, в котором длина свободного пробега и скорость движения задаются распределением с дисперсией, а не только средним значением. При этом само аналитическое описание флуктуаций плотности является не априорно задаваемой функцией, а решением кинетического уравнения, учитывающего элементарные механические процессы в динамике индивидуальных возмущений плотности.

Конкретной практической целью настоящей работы является применение полученных теоретических результатов к интерпретации данных радиальной и полоидальной корреляционной рефлектометрии ЭМ-волн радиочастотного диапазона для диагностики турбулентной плазмы в токамаке Т-10. Особый интерес представляет анализ явления, открытого на токамаке Т-10 и получившего название «квазикогерентные колебания» [41—43] (в международной терминологии — Quasi-Coherent Mode). Впоследствии такие же результаты были получены на других токамаках с помощью такой же диагностики — рефлектометрии (токамаки TEXTOR, FTU, ToreSupra, JET, ASDEX-Upgrade, KSTAR, HL-2A, J-TEXT). Кроме этого, спектр с квазикогерентными компонентами наблюдается и с помощью другой диагностики — инжекции тяжелоионного пучка [44] на том же токамаке Т-10 (сравнение результатов этих диагностик проведено в [45]). Если наблюдаемые симметричные пики (относительно частоты диагностического излучения) в спектре рассеяния на флуктуациях плотности являются следствием наличия выделенной скорости их движения относительно плазмы, то имеем аналог тонкой структуры Мандельштама—Бриллюэна. Такая структура была теоретически предсказана для рассеяния света на звуковых волнах в упругих средах, включая жидко-

сти и газы (см. параграф «Рэлеевское рассеяние в газах и жидкостях» в [46]). Причиной появления тонкой структуры спектра рассеянного излучения (т.е. «расщепления» почти монохроматической линии, каковой является спектр при отсутствии звуковых волн) оказывается эффект Доплера.

В статье приведены основные уравнения рассеяния ЭМ-волн и кросс-корреляционной рефлектометрии в плазме; предложена физическая модель и соответствующая система уравнений для флуктуаций плотности, сводящаяся к интегральному уравнению для парной корреляционной (так называемой кросс-корреляционной) функции флуктуаций плотности плазмы, которое содержит функционал Холстейна [16], характерный для широкого круга процессов нелокального переноса, включая перенос резонансного излучения в плазме и газах в модели Бибермана—Холстейна [15—17]; рассчитан спектр рассеяния ЭМ-волн в турбулентной среде в локализованной области пространства и найдены основные кросс-корреляционные характеристики рассеяния ЭМ-волн различными точками среды; сформулирована и в частном случае решена обратная задача восстановления нелокальных параметров турбулентности; эффективность развитого подхода показана на примере интерпретации данных радиальной и полоидальной корреляционной рефлектометрии ЭМ-волн радиочастотного диапазона для диагностики турбулентной плазмы в токамаке Т-10.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ ЭМ-ВОЛН И КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННОЙ РЕФЛЕКТОМЕТРИИ В ПЛАЗМЕ

В случае рассеяния плоской монохроматической электромагнитной волны вектор электрического поля падающей волны имеет вид

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(i\omega_\mathrm{i} t - i\mathbf{k}_\mathrm{i}\boldsymbol{\rho}), \tag{1}$$

где ω_i — частота падающей плоской волны (i от англ. «incident»); $\mathbf{k}_\mathrm{i}$ — её волновой вектор. Электрическое поле, образованное рассеянием падающей волны на ансамбле свободных электронов, описывается выражением (8.12) в [47]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{r_0}{R}\int d\boldsymbol{\rho}\, g(\boldsymbol{\rho}, t)\exp(i(\omega_\mathrm{i} t' - \mathbf{k}_\mathrm{i}\boldsymbol{\rho}))\big[\hat{\mathbf{n}}, [\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{E}_0]\big]. \tag{2}$$

Здесь r_0 — классический радиус электрона; R — расстояние от заряда до точки наблюдения на большом расстоянии от электрона; $g(\boldsymbol{\rho}, t)$ — функция распределения электронов по пространственной координате $\boldsymbol{\rho}$ в момент времени t; $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор в направлении распространения рассеянной волны; $\mathbf{E}_0$ — амплитуда электрического поля падающей волны; $t' = t - r/\mathrm{c} + (\hat{\mathbf{n}}, \boldsymbol{\rho})/c$ (c — скорость света). Обозначим волновой вектор рассеянной волны с частотой ω_s (s от англ. «scattered») как $\mathbf{k}_\mathrm{s}$, введём вектор и частоту рассеяния:

$$\begin{aligned} \mathbf{K} &= \mathbf{k}_\mathrm{s} - \mathbf{k}_\mathrm{i}; \\ \omega &= \omega_\mathrm{s} - \omega_\mathrm{i}. \end{aligned} \tag{3}$$

Пусть электроны движутся по закону $\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}_{0,j} + \mathbf{V}_j t$, что соответствует движению отдельной частицы, отмечаемой индексом j, по прямой траектории с начальной координатой $\boldsymbol{\rho}_{0,j}$ и скоростью $\mathbf{V}_j$. Тогда микроскопическая функция распределения, учитывающая флуктуации плотности в системе точечных частиц, имеет вид

$$g(\boldsymbol{\rho}, t) = \sum_j \delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{0,j} - \mathbf{V}_j t), \tag{4}$$

где суммирование по j означает суммирование по вкладам отдельных частиц.

Спектрально-угловое распределение мощности излучения, рассеянного ансамблем заряженных частиц с классическим радиусом r_0 из точки $\mathbf{r}$ в точку $\mathbf{r}_1$ в момент времени t (запаздыванием рассеиваемых диагностических ЭМ-волн пренебрегаем) согласно [47, формулы (8.15), (8.18)], имеет вид

$$\frac{dW(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}\mathrm{d}\omega_\mathrm{s}} = \frac{\mathrm{c}r_0^2}{4\pi}\big[\hat{\mathbf{n}}, [\hat{\mathbf{n}}, \mathbf{E}_0]\big]^2 \lim_{T_0\to\infty}\frac{1}{\pi T_0}\left|\hat{g}(\omega, \mathbf{K}, \mathbf{r}, t, T_0)\right|^2, \tag{5}$$

где фурье-образ означает соответствующее преобразование по быстрым переменным (т.е. на ограниченном интервале, практически достаточном для надёжного расчёта фурье-образа); $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор в направлении распространения из точки $\mathbf{r}$ в точку $\mathbf{r}_1$; $\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}$ — соответствующий $\hat{\mathbf{n}}$ телесный угол. Добавление координаты $\mathbf{r}$ в аргумент функции означает привязку всех параметров к «медленной» пространственной переменной, а интегралы по времени при расчёте фурье-образа плотности должны браться на ограниченном временном интервале $[0, T_0]$ вблизи момента («медленного») времени t.

Будем использовать стандартную дефиницию кросс-корреляционной функции рассеянного поля $C(\tilde{\tau})$ как свёртку (по быстрому времени) сигналов рассеяния из двух точек $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$ в координатном пространстве:

$$C(\tilde{\tau}, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} dt\, \mathbf{E}^*(\mathbf{r}_1, t, \mathbf{K}_1)\mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t+\tilde{\tau}, \mathbf{K}_2)}{\left[\int_{-\infty}^{+\infty} dt \left|\mathbf{E}(\mathbf{r}_1, t, \mathbf{K}_1)\right|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} dt \left|\mathbf{E}(\mathbf{r}_2, t, \mathbf{K}_2)\right|^2\right]^{1/2}}. \tag{6}$$

Фурье-преобразование функции (6) по времени задержки $\tilde{\tau}$ даёт спектральное распределение, которое является конечным результатом обработки экспериментальных данных корреляционной рефлектометрии:

$$C(\omega, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\lim\limits_{T_0\to\infty} \frac{1}{T_0} \hat{\mathbf{E}}^*(\mathbf{r}_1, \omega, \mathbf{K}_1)\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_2, \omega, \mathbf{K}_2)}{\sqrt{\lim\limits_{T_{01}\to\infty}\left(\frac{1}{T_{01}}\left|\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_1, \omega, \mathbf{K}_1)\right|^2\right)\lim\limits_{T_{02}\to\infty}\left(\frac{1}{T_{02}}\left|\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_2, \omega, \mathbf{K}_2)\right|^2\right)}}, \tag{7}$$

где $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_1, \omega, \mathbf{K}_1)$ — фурье-образ по времени от электрического поля рассеянной ЭМ-волны, а операция усреднения по времени T_0 необходима для нахождения спектрального состава мощности (а не всей энергии) рассеянного излучения. При этом в (7) предполагается статистическое усреднение по параметрам рассеивателей, что соответствует усреднению по всем микроскопическим параметрам электронов в функции распределения (4).

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЫ

Для описания нелокальности переноса возмущений плотности в турбулентной среде будем использовать гипотезу [34] о возможности представления динамики локализованных возмущений среды с помощью линейного интегро-дифференциального уравнения с интегралом по пространственным переменным. Ядро такого интеграла является медленно спадающей функцией координат, а соответствующая ему вероятность свободного пробега переносчиков возмущения среды принадлежит к классу распределений Леви. Такой подход предполагает, что сильные нелинейные взаимодействия образуют ансамбль устойчивых долгоживущих возмущений среды (например, волновых пакетов со свойствами солитонов), которые взаимодействуют со средой (рождаются и поглощаются в ней) в режиме баланса, описываемого линейными кинетическими уравнениями. Хотя предлагаемый нами формализм существенно отличается от формализма [34], в концептуальном аспекте мы фактически следуем гипотезе [34].

Мы предлагаем такую реализацию подхода [34], в которой стохастические свойства среды с сильной нелокальностью переноса возмущений её плотности описываются формализмом типа нелокального переноса фотонов в среде в модели Бибермана—Холстейна [15, 16]. Данная модель широко известна как перенос резонансного излучения в приближении полного перераспределения по частоте (ППЧ) фотона в элементарном акте поглощения фотона атомами или ионами и последующего его испускания возбуждённым атомом или ионом (см. монографии [17, 23] и обзоры [20, 21, 27]). Отметим, что свойство забывания спектрально-угловых параметров фотона при его переизлучении возбуждённым атомом в пределах той же спектральной линии вполне приемлемо при использовании такого подхода к описанию стохастических процессов в турбулентной среде. Для описания процессов переноса возмущений плотности

в интересующих нас задачах рефлектометрии необходимо перейти от предельного случая бесконечной скорости переносчиков, применимого к движению фотонов в лабораторной плазме и использованного в стандартной модели Бибермана—Холстейна, к случаю конечной скорости переносчиков. В терминах нелокальных, т.е. супердиффузионных, свойств переноса это означает переход от «полётов Леви» [1—5] к «прогулкам Леви» [6—9]. Учёт конечной скорости света характерен для задач переноса излучения в астрофизических объектах [10—13], но задачи нестационарного нелокального переноса были рассмотрены только для бесконечной скорости света, а конечность скорости света учтена в задачах переноса монохроматического излучения, который не является супердиффузионным. Задачи нестационарного нелокального переноса для конечной фиксированной скорости переносчиков были недавно решены в [29—33], включая прослеживание в [31] перехода между режимами переноса с доминированием полётов или прогулок Леви, т.е. между режимами, когда соответственно можно или нельзя пренебречь эффектами запаздывания вследствие конечности скорости движения переносчиков.

Применение концепции прогулок Леви к переносу возмущений плотности в квазиоднородной квазистационарной среде означает, что предлагаемая модель предполагает следующую микроскопическую динамику. Рождаемые вследствие сильных нелинейных процессов локализованные возмущения плотности могут либо оставаться захваченными средой и почти не двигаться относительно среды (будем называть их стоящими возбуждениями среды), либо (как локализованные нелинейные волны типа солитон) двигаться с постоянной скоростью до акта поглощения средой движущегося (бегущего) в ней возбуждения. Под поглощением будем понимать захват (остановку) бегущего возбуждения, т.е. его превращения в стоящее возбуждение среды с конечным временем жизни, по истечении которого стоящее возбуждение среды превращается в бегущее возмущение. Процесс рождения стоящих возбуждений является элементарным механическим процессом в том смысле, что существует и обратный процесс уничтожения («тушения», quenching), когда энергия локализованного возмущения среды возвращается среде в целом, т.е. делокализуется теми или иными неупругими процессами. Закон движения бегущих возмущений определяется дисперсионными свойствами нелинейных волн в среде и предполагает наличие некоторого распределения по скоростям. Флуктуации плотности плазмы, интересующие нас в задаче рефлектометрии, можно рассматривать как локализованные возмущения квазиоднородной квазистационарной среды и применить к ним формализм модели Бибермана—Холстейна с учётом конечной скорости переносчиков возмущения. При этом стохастические свойства процессов рождения и уничтожения («тушения»), свободного пробега в среде и остановки («поглощения» бегущей флуктуации) элементарного возбуждения среды мы будем характеризовать феноменологически вводимыми спектральными вероятностями. Основные параметры этих распределений вероятности подлежат восстановлению путём решения обратной задачи при интерпретации результатов измерений спектров рассеяния диагностического излучения и его корреляционной рефлектометрии.

Рассмотрим систему уравнений нелокального переноса для интенсивности $I_{\tilde{\omega}}(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ (т.е. спектрально-углового распределения плотности потока энергии) бегущих флуктуаций («переносчиков») и плотности стоящих флуктуаций $f(\mathbf{r}, t)$ в размерных переменных для одного сорта переносчиков:

$$\begin{aligned} &\frac{\partial f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = -\left(\frac{1}{\tau} + \sigma\right) f(\mathbf{r}, t) + \int d\tilde{\omega} \frac{\kappa_{\tilde{\omega}}}{\hbar\tilde{\omega}} \int d\Omega(\mathbf{n}) I_{\tilde{\omega}}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) + q(\mathbf{r}, t); \\ &\frac{1}{|\mathbf{V}|} \frac{\partial I_{\tilde{\omega}}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)}{\partial t} + (\mathbf{n}, \nabla) I_{\tilde{\omega}}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) = -\kappa_{\tilde{\omega}} I_{\tilde{\omega}}(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t) + \frac{\hbar\tilde{\omega}}{\tau} \frac{P_{\tilde{\omega}}}{4\pi} f(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь τ — среднее время жизни стоящих флуктуаций; σ — среднее обратное время исчезновения стоящих флуктуаций («тушения» возбуждения среды); $\mathbf{V}$ — скорость движения бегущих флуктуаций плотности, которые являются элементарными «рассеивателями» диагностических волн подобно тому, как, например, заряженные частицы являются «рассеивателями» ЭМ-волн (в случае неколлективного рассеяния это называется томсоновским рассеянием для слаборелятивистских частиц и комптоновским рассеянием для релятивистских частиц), $\mathbf{V} = \mathbf{n}|\mathbf{V}|$; $P_{\tilde{\omega}}$ — спектральное распределение вероятности испускания переносчиков с частотой $\tilde{\omega}$; $\kappa_{\tilde{\omega}}$ — коэффициент «поглощения» переносчиков с частотой $\tilde{\omega}$,

т.е. обратная длина свободного пробега таких переносчиков до остановки в среде; $q(\mathbf{r}, t)$ — источник стоящих флуктуаций (плотность мощности рождения таких флуктуаций в среде).

Для реализации супердиффузионного переноса функция распределения по длине свободного пробега (ФРСП) должна быть медленно спадающей функцией расстояния ρ, т.е. степенной. При описании нелокального (супердиффузионного) переноса удобно использовать такие функционалы (в трёхмерном случае) из раздела 1 в [20]:

$$W(\rho) = -\frac{1}{4\pi\rho^2}\frac{dT(\rho)}{d\rho} \equiv \frac{1}{4\pi\rho^2}W_{\text{step}}(\rho);$$
$$T(\rho) = \int d\tilde{\omega}\, P_{\tilde{\omega}} \exp[-\kappa_{\tilde{\omega}}\rho], \tag{9}$$

где $1/\kappa_0(\mathbf{V})$ является характерной длиной свободного пробега переносчиков (бегущих флуктуаций), движущихся с (постоянной) скоростью $\mathbf{V}$. При этом функция $W_{\text{step}}(\rho)$ есть ФРСП переносчиков возмущения среды. Интеграл в (9) берётся по всем частотам. Отметим также, что спектральные характеристики источника и стока для бегущих флуктуаций плотности зависят от скорости движения этих флуктуаций. В дальнейшем мы в явном виде будем указывать эту зависимость.

Важно отметить, что используемая здесь частота $\tilde{\omega}$ является такой характеристикой переносчиков возмущения, которая позволяет описать дисперсию их длин свободного пробега. Частота в (8) и (9) может быть интерпретирована как флуктуирующая энергия переносчиков (в модели Бибермана—Холстейна частота резонансного излучения однозначно связана с энергией соответствующих элементарных возмущений электродинамического вакуума — фотонов) и существенно влияет на длину свободного пробега. В дальнейшем мы сведём описание конечных результатов в терминах функции Холстейна и таким образом построим формализм, в котором зависимость от деталей спектральных характеристик элементарных актов испускания и поглощения переносчиков сосредоточена в зависимости функции Холстейна от пространственной координаты — длины свободного пробега, не меньшей заданного расстояния.

Для задачи рассеяния диагностических ЭМ-волн нас будет интересовать фурье-образ плотности флуктуаций по пространственной и временной переменным, поскольку электрическое поле рассеянной ЭМ-волны определяется фурье-образом плотности флуктуаций при значении частоты, равном $\omega = \omega_s - \omega_i$, и волновом векторе, равном $\mathbf{K} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_s$ (где индекс «s» означает рассеянную волну, а «i» — падающую). Таким образом, указанная здесь частота ω имеет другой смысл, чем таковая в (8) и (9).

В системе уравнений (8) будем считать, что динамика переносчиков происходит в слабонеоднородной квазистационарной среде, под которой далее понимается среда с характерными пространственно-временными масштабами изменения параметров τ, σ, $\kappa_{\tilde{\omega}}$ и $P_{\tilde{\omega}}$, много большими соответствующих параметров функции распределения переносчиков. Тогда при решении системы кинетических уравнений с помощью преобразований Фурье и Лапласа по «быстрым» переменным указанные параметры среды можно считать постоянными («медленными» переменными). Далее приведём конечный результат решения системы уравнений (8). Общая методология получения решения совпадает с таковой в [29—32]. Более подробное описание вывода этого и других результатов будет опубликовано в общефизическом журнале.

Введём дефиницию плотности флуктуаций, бегущих со скоростью $\mathbf{V}$, которая является интегральной величиной по энергии индивидуальных переносчиков (частоте $\tilde{\omega}$ в (8)), и будем искать фурье-образ этой функции по пространственной координате:

$$g(\mathbf{K}, t, \mathbf{V}) = \frac{1}{|\mathbf{V}|}\int d\tilde{\omega}\,\frac{\widehat{I}_{\tilde{\omega}}(\mathbf{K}, \mathbf{V}, t)}{\hbar\tilde{\omega}}, \tag{10}$$

где $\widehat{I}_{\tilde{\omega}}(\mathbf{K}, \mathbf{V}, t)$ — фурье-образ интенсивности по координате. В итоге в предположении постоянства скорости бегущей флуктуации при её движении между точками остановки фурье-образ по координате и лаплас-образ по времени для плотности флуктуаций j-й частицы m-го сорта принимает следующий вид (отметим, что параметры функции Холстейна зависят от «медленной» пространственной координаты):

$$\hat{g}_m(\mathbf{K}, \omega, \mathbf{V}_j) = \frac{1}{4\pi} Q_{\text{eff}}^{(m)}(\mathbf{K}, i\omega) \int_0^{+\infty} dt \exp(-i(\omega - (\mathbf{V}_j, \mathbf{K}))t) T_m(|\mathbf{V}_j| t, \mathbf{V}_j). \quad (11)$$

Таким образом, фурье-лаплас-образ плотности флуктуаций является произведением перенормированного (эффективного) источника стоящих флуктуаций

$$Q_{\text{eff}}^{(m)}(\mathbf{K}, i\omega) = \frac{Q_m(\mathbf{K}, i\omega)}{\sigma_m \tau_m}, \quad (12)$$

на фурье-образ функции Холстейна с учётом доплеровского сдвига частоты в акте рассеяния зондирующего излучения бегущей флуктуацией. Здесь $Q_m(\mathbf{K}, i\omega)$ — фурье-лаплас-образ для источника стоящих флуктуаций $q(\mathbf{r}, t)$ в (8). Указанное здесь выражение для эффективного источника является приближенным и верно при $\sigma\tau >> \omega\tau >> 1$ (термодинамический предел для плотности стоящих флуктуаций). Учёт более точного эффективного источника немного усложняет результат.

Как будет показано далее, в практических задачах нас будет интересовать такой случай, когда эффект поглощения переносчиков (бегущих флуктуаций плотности) будет мал по сравнению с эффектом доплеровского уширения спектров, обусловленного движением переносчиков. Это означает близость интеграла в (11) к дельта-функции Дирака, поскольку при формальном стремлении коэффициента поглощения к нулю функция Холстейна стремится к единице:

$$\lim_{\kappa_0 \to 0} \hat{g}_m(\mathbf{K}, \omega, \mathbf{V}_j) = \frac{1}{8} Q_{\text{eff}}^{(m)}(\mathbf{K}, i\omega) \delta(\omega - (\mathbf{V}_j, \mathbf{K})). \quad (13)$$

Данный предел свободного движения флуктуаций плотности важен для проверки совпадения спектра рассеяния с таковым в известной задаче неколлективного рассеяния ЭМ-излучения на свободных точечных заряженных частицах.

СПЕКТР РАССЕЯНИЯ

Для иллюстрации эффективности развиваемого подхода мы применим общие теоретические результаты к интерпретации экспериментов по радиальной и полоидальной доплеровской корреляционной рефлектометрии в токамаке Т-10. Далее конкретизируем параметры, определяемые геометрией эксперимента и ожидаемым распределением переносчиков возмущения плотности по скоростям.

При зондировании радиального профиля плотности тороидальной осесимметричной плазмы длина волны инжектируемого ЭМ-поля выбирается из условия отражения зондирующего излучения от области плотной замагниченной плазмы. При инжекции ЭМ-волн в электронно-циклотронном (ЭЦ) диапазоне частот часто используют ЭЦ-волны с так называемой обыкновенной поляризацией. При этом радиальной точкой отражения (точнее, магнитной поверхностью, на которой происходит отражение волны) является та точка, где частота инжектируемой волны совпадает с локальным значением плазменной частоты. Отметим, что, кроме отражения зондирующего ЭМ-излучения с сохранением его основной частоты, происходит и рассеяние излучения с относительно небольшим изменением частоты. Этот сдвиг определяется прежде всего доплеровским сдвигом из-за рассеяния волны на бегущих флуктуациях плотности (см. (12)), что, по сути, совпадает с эффектом образования структуры типа дублета Мандельштама—Бриллюэна [46] в рассеянии света на звуковых волнах в упругих средах. Кроме этого, возникает уширение спектра вследствие конечного времени жизни бегущей флуктуации плотности (т.е. уширение дельта-функции вследствие отличия функции Холстейна от единицы в (11)). С учётом относительной малости отклонения частоты рассеянного излучения от частоты зондирующей ЭМ-волны $\omega_s \approx \omega_i$ для вектора рассеяния имеем

$$K = 2n \frac{\omega_i}{c} \sin\frac{\theta}{2}, \quad (14)$$

где n — коэффициент преломления среды; θ — угол между рассеянной волной и падающей.

Для реализации, практически интересующей нас радиальной рефлектометрии, следует инжектировать и принимать отражённый сигнал примерно перпендикулярно магнитным поверхностям, чтобы век-

тор рассеяния **K** в (3) был направлен строго по малому радиусу тороидального плазменного шнура (схема такого эксперимента показана в [40, рис. 1—3]).

Если в плазме имеется несколько сортов переносчиков с соответствующими распределениями по скоростям движения $h_m(\mathbf{V})$ и относительным количеством A_m, то спектр рассеяния содержит сумму по сортам частиц и усреднение по скоростям для каждого сорта:

$$\frac{dW(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega_s} = \sum_m A_m \int d\mathbf{V}\, h_m(\mathbf{V}) \frac{dW_m(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t, \mathbf{V})}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega_s}, \tag{15}$$

где спектр рассеяния на флуктуации, движущейся со скоростью **V**, задаётся (5) и приводится к следующему виду:

$$\frac{dW_m(\omega, \hat{\mathbf{n}}, \mathbf{r}_1, t, \mathbf{V})}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}} d\omega_s} = \frac{c r_0^{\,2}}{\pi (4\pi)^3} \left[\hat{\mathbf{n}}, [\hat{\mathbf{n}}, \boldsymbol{E}_0]\right]^2 \left|Q_{\text{eff}}(\mathbf{K}, i\omega, \mathbf{V})\right|^2 \left| \int_0^{+\infty} dt \exp(-i(\omega - (\mathbf{V}, \mathbf{K}))t) T_m(|\mathbf{V}| t, \mathbf{V}) \right|. \tag{16}$$

Результат (15), (16) отличается от известного выражения в [47, формула (8.35)] для спектра неколлективного рассеяния зондирующего излучения свободными заряженными частицами наличием функции Холстейна в подынтегральном выражении, что соответствует уширению спектральной линии рассеянного излучения вследствие конечного времени жизни рассеивателя. Детальное описание этого уширения в [48, формула (13)], а также усреднения по времени T_0 и соответствующего предельного перехода к бесконечному верхнему пределу в интеграле по времени можно найти в [48].

Нас будет интересовать случай двух типов переносчиков: бегущие флуктуации плотности, скорость которых определяет компоненты спектра рассеяния с существенным сдвигом относительной зондирующей частоты, и «почти стоящие» флуктуации плотности. При этом оба типа частиц, рассеивающих зондирующее излучение, обладают некоторым «тепловым» распределением по скоростям вблизи средней скорости данного сорта частиц.

Для бегущих флуктуаций будем использовать распределение по вектору скорости, имеющее гауссовский вид:

$$h(\mathbf{V}, \mathbf{V}_0, \alpha) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha V_0} \right)^3 \exp\left(-\frac{(\mathbf{V} - \mathbf{V}_0 - \mathbf{V}_{\text{pl}})^2}{2(\alpha V_0)^2} \right), \tag{17}$$

где $\mathbf{V}_{\text{pl}}$ — средняя массовая (т.е. гидродинамическая) скорость плазмы в лабораторной системе координат (т.е. относительно измерительной аппаратуры); $\mathbf{V}_0$ — средняя скорость флуктуаций в системе покоя плазмы. Нас будет интересовать случай, когда вектор рассеяния направлен перпендикулярно скорости гидродинамического движения плазмы. Тогда можно использовать такое распределение по проекциям скорости параллельно вектору **K**:

$$h(V_{\parallel}, \pm V_{0,\parallel}, \alpha) = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\alpha V_{0,\parallel}} \right)^2 \exp\left(-\frac{(V_{\parallel} \pm V_{0,\parallel})^2}{2(\alpha V_{0,\parallel})^2} \right), \tag{18}$$

где $V_{\parallel} = (\mathbf{V}, \mathbf{K})/K$, а знаки плюс и минус соответствуют положительным и отрицательным значениям проекции скорости на направление вектора рассеяния (при небольшом значении параметра α можно считать, что в функции (18) дают вклад частицы со скоростью только одного знака).

Для почти стоящих флуктуаций средняя скорость $V_{0,\parallel} = 0$, а ширина распределения по скоростям задаётся средней тепловой скоростью, равной V_{T}:

$$h_{\text{c}}(V_{\parallel}, V_{\text{T}}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} V_{\text{T}}} \exp\left(-\frac{V_{\parallel}^2}{2V_{\text{T}}^2} \right). \tag{19}$$

Распределение по длине свободного пробега таких флуктуаций будем считать диффузионным, т.е. $T(\rho) = \exp(-\kappa_0 \rho)$, что даёт

$$\int_0^{+\infty} dt \exp(-i(\omega - (\mathbf{V}, \mathbf{K}))t) T(|\mathbf{V}| t) = \frac{1}{\kappa_0 |\mathbf{V}| + i(\omega - (\mathbf{V}, \mathbf{K}))}. \tag{20}$$

При описанных предположениях суммарный спектр рассеяния будет иметь вид (здесь опущена часть аргументов, указанных в (1))

$$\frac{dW(\omega)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}d\omega_s} = A_{\text{left}}\int dV_{\|}\, h(V_{\|}, -V_{0,\|}, \alpha)\frac{dW_{\text{left}}(\omega)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}d\omega_s} + \\ + A_{\text{right}}\int dV_{\|}\, h(V_{\|}, V_{0,\|}, \alpha)\frac{dW_{\text{right}}(\omega)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}d\omega_s} + A_{\text{centr}}\int dV_{\|}\, h_c(V_{\|}, V_T)\frac{dW_{\text{centr}}(\omega)}{d\Omega_{\hat{\mathbf{n}}}d\omega_s}, \tag{21}$$

где левый и правый компоненты спектра соответствуют вкладу переносчиков с положительными и отрицательными значениями проекции скорости на направление вектора рассеяния, а модули скоростей движения вдоль и против направления вектора рассеяния считаются одинаковыми, что соответствует движению флуктуаций плотности одного и того же сорта.

КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ

В рассматриваемом нами случае неколлективного (некогерентного по общепринятой терминологии [47]) рассеяния эффектами интерференции вкладов флуктуаций разного сорта можно пренебречь. Нашим ключевым упрощением общих выражений является учёт только тех движений, которые соответствуют переходу одной и той же флуктуации плотности из одной исследуемой точки в другую путём свободного движения с постоянной скоростью. Это соответствует учёту частиц со скоростью

$$\mathbf{V}_j^{(1,2)} = \left|\mathbf{V}_j^{(1,2)}\right|\frac{\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2}{\left|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\right|}. \tag{22}$$

Тогда время запаздывания регистрируемого сигнала определяется прямым пролётом рассеивающей флуктуации плотности между наблюдаемыми точками:

$$\Delta t_{1,2}^{(j)} = \frac{\left|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\right|}{\left|\mathbf{V}_j^{(1,2)} + \mathbf{V}_{\text{pl}}\right|}, \tag{23}$$

где учтено движение плазмы относительно детектора со скоростью $\mathbf{V}_{\text{pl}}$. Тогда конечный результат для спектра кросс-корреляционной функции при известном относительном количестве A_m переносчиков m-го сорта принимает вид

$$C(\omega, \mathbf{r}_2 \to \mathbf{r}_1) = \frac{\left[\hat{\mathbf{n}}_1, [\hat{\mathbf{n}}_1, \mathbf{E}_0]\right]}{\left|\left[\hat{\mathbf{n}}_1, [\hat{\mathbf{n}}_1, \mathbf{E}_0]\right]\right|}\frac{\left[\hat{\mathbf{n}}_2, [\hat{\mathbf{n}}_2, \mathbf{E}_0]\right]}{\left|\left[\hat{\mathbf{n}}_2, [\hat{\mathbf{n}}_2, \mathbf{E}_0]\right]\right|}\exp(i(\mathbf{K}_1, \mathbf{r}_1) - i(\mathbf{K}_2, \mathbf{r}_2))\ \sum_m A_m \times \\ \times \frac{\left[\sum_j T_m(\left|\mathbf{V}_j^{(1,2)}\Delta t_{1,2}^{(j)}\right|, \left|\mathbf{V}_j^{(1,2)}\right|)\exp\left[i(\omega - (\mathbf{K}_1, \mathbf{V}_j))\Delta t_{1,2}^{(j)}\right]\left|g_m(\mathbf{r}_2, \mathbf{K}_2, \omega, \mathbf{V}_j^{(1,2)})\right|\right]}{\left\{\left[\sum_{m_1}\sum_{j_1}\left|g_{m_1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{K}_1, \omega, \mathbf{V}_{j_1}^{(1,2)})\right|\right]\times\left[\sum_{m_2}\sum_{j_2}\left|g_{m_2}(\mathbf{r}_2, \mathbf{K}_2, \omega, \mathbf{V}_{j_2}^{(1,2)})\right|\right]\right\}^{-1/2}}. \tag{24}$$

Видно, что результат в явном виде зависит от функции Холстейна, описывающей нелокальность процесса переноса, поскольку её отклонение от экспоненциальной зависимости, в частности, степенной спад с ростом расстояния, приводит к медленному спаду с ростом расстояния, в частности, к отличию спада парных корреляций плотности от экспоненциального и от гауссовского.

Отметим, что здесь в аргументы функции Холстейна добавлена «медленная» пространственная переменная $\mathbf{r}_1$, поскольку от неё зависит характерная величина коэффициента поглощения κ_0 в (9). В функции Холстейна учтена зависимость только от разности пространственных координат, а зависимостью от такой координаты, т.е. «медленной» переменной, в коэффициенте поглощения можно пренебречь.

Рассмотрим случай радиальной доплеровской корреляционной рефлектометрии, когда можно положить $\mathbf{K}_1 = \mathbf{K}_2 = \mathbf{K}$, а вектор рассеяния имеет только радиальный компонент K_r и зависимость от скорости гидродинамического вращения плазмы выпадает. Для одного сорта рассеивателей с распределением по скоростям $h(\mathbf{V})$ из (24) получим

$$C(\omega, \mathbf{r}_2 \to \mathbf{r}_1) = \exp(i(\mathbf{K}, \mathbf{r}))\ \frac{\left\langle T\left(\left|\mathbf{V}_\text{r}\Delta t_{1,2}\right|, \left|\mathbf{V}_\text{r}\right|\right)\exp\left[i(\omega - K_\text{r}V_\text{r})\Delta t_{1,2}\right]\left|g(\mathbf{r}_2, K_\text{r}, \omega, V_\text{r})\right|\right\rangle}{\left\{\left|g(\mathbf{r}_1, K_\text{r}, \omega, V_\text{r})\right|\left|g(\mathbf{r}_2, K_\text{r}, \omega, V_\text{r})\right|\right\}^{1/2}}, \tag{25}$$

где угловые скобки обозначают усреднение по скоростям вдоль направления вектора $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ между точками наблюдения, т.е.

$$\left\langle \ldots \right\rangle = \int dV_\text{r}\, h(V_\text{r})(\ldots), \tag{26}$$

где V_r является радиальной проекцией вектора (22). Отметим, что из (25) видно, что $C(\omega, 0) = T(0) = 1$.

Из (25) виден общий физический смысл парной корреляционной (кросс-корреляционной) функции: она есть результат усреднения (по спектральной плотности флуктуаций) произведения двух факторов — вероятности свободного прохождения бегущей флуктуацией (т.е. без «поглощения» бегущей флуктуации, означающего остановку этой флуктуации в среде) расстояния между двумя точками рассеяния зондирующего излучения (эта вероятность описывается функцией Холстейна) и фазового множителя, описывающего сдвиг фазы рассеянного излучения вследствие запаздывания при свободном пробеге (при этом учтён доплеровский сдвиг частоты рассеянного излучения).

Кросс-корреляционная функция (25) предполагает локализацию вклада флуктуаций плотности в рассеянное излучение при фиксированной частоте зондирующего излучения. Такое предположение лежит в самой основе метода радиальной корреляционной доплеровской рефлектометрии в токамаках: сканирование зондирующей волны по частоте соответствует сканированию пространственного профиля флуктуаций плотности по малому радиусу плазменного шнура. Однако детальные исследования задачи рассеяния волн на флуктуациях плотности показали возможную существенную роль нелокализованного, «объёмного» рассеяния [49]. Вопрос о значимости объёмного рассеяния остаётся открытым. Для его решения нужно учесть существенную нестационарность и подвижность флуктуаций плотности плазмы. В данной работе мы ограничимся рамками предположения о пространственной локализации и проверим возможность интерпретации измерений в токамаке Т-10 в стандартном подходе к проблеме локализации области рассеяния.

Кросс-корреляционная функция $C(\omega, \mathbf{r}_2 \to \mathbf{r}_1)$ (7), для которой нами получено аналитическое описание (24), (25), является комплексной величиной, зависящей от частоты и расстояния между парой точек. При обработке экспериментальных данных принято рассчитывать амплитуду (модуль когерентности $|C(\omega, \mathbf{r}_2 \to \mathbf{r}_1)|$) и фазу Ф кросс-корреляционной функции (7):

$$\Phi = \mathrm{Im}\left\{\ln\left[C(\omega, \mathbf{r}_2 \to \mathbf{r}_1)\right]\right\}. \tag{27}$$

В случае монохроматического распределения флуктуаций по скорости их движения при нулевой проекции гидродинамической скорости на вектор рассеяния или при доминировании гидродинамической скорости над скоростью флуктуаций производная кросс-фазы по частоте имеет простую зависимость от той или иной доминирующей скорости:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial\omega} \cong \frac{\left|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\right|}{\left|\mathbf{V}\right|}. \tag{28}$$

Это выражение нередко используют для оценки скорости движения флуктуаций по наклону кривой, описывающей спектральную зависимость кросс-фазы. Отметим, что в случае немонохроматичного распределения бегущих флуктуаций по скоростям такая оценка может существенно отличаться от оценки средней скорости по нашим общим формулам, так как учёт этой немонохроматичности приводит к частичной компенсации осцилляций в (24), (25) и уменьшению фазы комплексной величины (см. следующий раздел).

Анализ кросс-корреляционной функции (24) показывает, что её отличие от экспоненциального спада с ростом расстояния (в частности, от гауссовского вида) имеет место вследствие медленного спада функции Холстейна. Это позволяет объяснить результаты обработки измерений электрических полей рассеянных ЭМ-волн в экспериментах по рефлектометрии плазмы в токамаках. Для объяснения полученных на токамаке Т-10 результатов для кросс-корреляционной функции [40, рис. 5, 6] необходимо вводить второе, дополнительное гауссовское распределение.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ПЕРЕНОСА ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ

Перейдём к постановке и решению обратной задачи восстановления основных характеристик бегущих и «почти стоящих» флуктуаций плотности по известному спектру рассеяния (5) и кросс-корреляционной функции (7), опираясь на полученные нами аналитические представления (15), (16) и (24). Предполагаем сильное «тушение» «почти стоящих» флуктуаций: $\sigma\tau >> \omega\tau >> 1$.

Искомыми параметрами являются следующие:

— вектор средней скорости движения бегущих флуктуаций $\mathbf{V}_0$, что включает его проекции на вектор рассеяния и на направление между точками наблюдения для кросс-корреляционного анализа (в рассматриваемом нами случае эти направления совпадают и являются таковыми по малому радиусу аксиально-симметричной тороидальной плазмы);

— ширина функции распределения бегущих переносчиков по скорости α, введённая в (17);

— коэффициент поглощения бегущих переносчиков κ_0 в функции Холстейна (9), который будем рассматривать в следующем виде, содержащем два искомых параметра $\kappa_{0,\mathrm{res}}$ и β:

$$\kappa_0(\mathbf{V}) = \kappa_0(\mathbf{V}_0)\exp\left(\frac{(\mathbf{V}-\mathbf{V}_0)^2}{(\beta\mathbf{V}_0)^2}\right) \equiv \kappa_{0,\,\mathrm{res}}\exp\left(\frac{(\mathbf{V}-\mathbf{V}_0)^2}{(\beta\mathbf{V}_0)^2}\right); \tag{29}$$

— показатель спада функции Холстейна γ (9), описывающий степень нелокальности переноса флуктуаций плотности;

— средняя тепловая скорость «почти стоящих» флуктуаций плотности V_T, описывающая ширину распределения по скоростям и играющая роль, аналогичную введённому параметру α для бегущих флуктуаций;

— коэффициент поглощения для «почти стоящих» флуктуаций плотности $\kappa_{0,c}$ при задании функции Холстейна в виде $T_\mathrm{c}(\rho) = \exp(-\kappa_{0,\,c}\rho)$ для «почти стоящих» флуктуаций;

— относительное количество (статвес) бегущих флуктуаций, скорости которых направлены по малому радиусу плазменного шнура от наблюдателя A_left и к нему A_right (схема эксперимента показана в [40, рис. 1—3]), а также «почти стоящих» флуктуаций A_centr.

При решении обратной задачи предполагается, что средняя длина пробега бегущих флуктуаций плотности много больше, чем таковая у «почти стоящих» флуктуаций, т.е. $\kappa_{0,\,c} >> \kappa_0$.

В моделях турбулентности, ранее использованных для интерпретации результатов измерений в [40, с. 449], имелись свободные параметры, присутствующие и в нашей модели, а именно:

— среднее время жизни флуктуаций плотности τ (отметим, что функция распределения по времени жизни берётся экспоненциальной, что сделано и в нашей модели);

— средняя скорость движения бегущих флуктуаций $\mathbf{V}_0$;

— средняя длина свободного пробега бегущих флуктуаций $1/\kappa_0$.

Нами добавлены следующие важные параметры, что стало возможным благодаря описанию флуктуаций плотности с помощью кинетического уравнения для эволюции флуктуаций плотности:

— ширина функции распределения флуктуаций плотности по скоростям в единицах средней скорости, т.е. эффективная температура, например, ширина гауссовского распределения по скоростям. Эта величина даёт вклад в ширину боковых компонентов спектральной интенсивности рассеянного излучения в дублете Мандельштама—Бриллюэна (это соответствует параметру α);

— ширина функции распределения по длинам свободного пробега (ФРСП) (это соответствует параметру γ в ФРСП).

При решении поставленной обратной задачи восстановления характеристик флуктуаций плотности из экспериментальных данных рефлектометрии на токамаке Т-10 [40, рис. 4—6] можно определить численные значения искомых параметров.

Входные параметры обратной задачи:

— $K = 16{,}3$ см$^{-1}$ (модуль волнового вектора рассеяния K (14), он задан геометрией диагностики, при этом значение коэффициента преломления бралось близким к единице с учётом флуктуаций плотности вблизи поверхности, на которой происходит отражение зондирующей волны в приближении квазиоднородной среды);

— $\sigma\tau = 20$ — это отношение среднего времени остановки рассеивателей к среднему времени их исчезновения, а не превращения в почти стоящие рассеиватели, впрочем, этот параметр выпадает из кросс-корреляционной функции из-за его сокращения в числителе и знаменателе.

Первыми искомыми параметрами, найденными на первом этапе оптимизации из положения максимумов квазикогерентных компонентов в спектре рассеяния, являются средние значения продольной $V_{0,\parallel}$ и поперечной $V_{0,\perp}$ по отношению к вектору рассеяния скорости бегущих флуктуаций рассеивателей: $V_{0,\parallel} = V_{0,\perp} = 4{,}2\cdot10^4$ см/с. Важно отметить, что точность оценки модуля вектора рассеяния ограничена тем, что показатель преломления в точке отражения («отсечки») О-волны вообще обращается в нуль, и необходимо решение волновой задачи отражения от слоя плазмы с немалыми флуктуациями плотности. Кроме того, существенный вклад в рассеяние могут давать участки на пути к отсечке. Поэтому, строго говоря, по положению пиков в дублете Мандельштама—Бриллюэна можно найти лишь произведение вектора рассеяния на среднюю скорость бегущих флуктуаций плотности. Однако и в условиях ограниченной точности восстановления указанных параметров можно получить разумные оценки искомой степени нелокальности переноса флуктуаций плотности.

Остальные искомые параметры, т.е. найденные решением обратной задачи, имеют вид: $A_{\text{left}} = 0{,}01$; $A_{\text{right}} = 0{,}013$; $A_{\text{centr}} = 0{,}01$; $\alpha = 0{,}458$; $V_T = 10^4$ см/с; $V_{\text{pol}} = 2\cdot10^4$ см/с; $\kappa_{0,\text{res}} = 0{,}3$ см$^{-1}$; $\beta = 1$; $\kappa_{0,c} = 10$ см$^{-1}$; $\gamma = 0{,}55$, где V_{pol} — скорость полоидального вращения плазмы.

На рис. 1—4 показаны результаты восстановления и сравнение экспериментальных и расчётных теоретических кривых.

На рис. 1 видно, что боковые компоненты спектра рассеяния при частоте $f \equiv \omega/(2\pi) \approx \pm110$ кГц, где ω — сдвиг частоты рассеянного излучения относительно частоты зондирующей волны согласно (3), получившие название квазикогерентных колебаний [41—43], можно интерпретировать как дублет Мандельштама—Бриллюэна при рассеянии света в упругой среде. Поэтому по расположению пика и ширине спектра рассеянного излучения можно путём решения обратной задачи найти значение проекции средней скорости флуктуаций на направление вектора рассеяния **K** (с указанной ранее оговоркой) и дисперсию скорости бегущих флуктуаций, описываемую параметром α. Параметры разряда на рис. 1—3: сила тока $I = 160$ кА, магнитное поле $B = 2{,}5$ Тл, плотность электронов $n_e = 1{,}2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Радиальная координата точки отражения зондирующего луча $r = 19{,}5$ см (предположительно, точки рассеяния зондирующей волны).

Для иллюстрации относительной роли разных механизмов уширения спектра в квазикогерентных компонентах на рис. 2 показаны спектры для монохроматического распределения флуктуаций плотности по скоростям. Видно, что уширение вследствие конечной длины пробега намного меньше «теплового» уширения бегущих флуктуаций, определяемого шириной их распределения по скоростям.

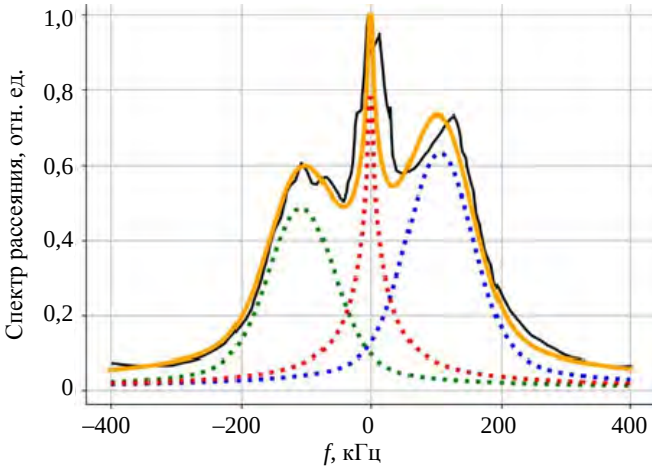


Рис. 1. Спектр излучения, рассеянного бегущими и почти стоящими флуктуациями плотности: экспериментальный спектр [40, рис. 4, *a*] (——); результат наилучшей подгонки этого спектра (——), рассчитанный по (21). Показаны отдельные компоненты спектра: вклады почти стоящих флуктуаций (···, $V_r \approx 0$), радиально бегущих флуктуаций в сторону от точки наблюдения (···, $V_r < 0$) и к ней (···, $V_r > 0$)

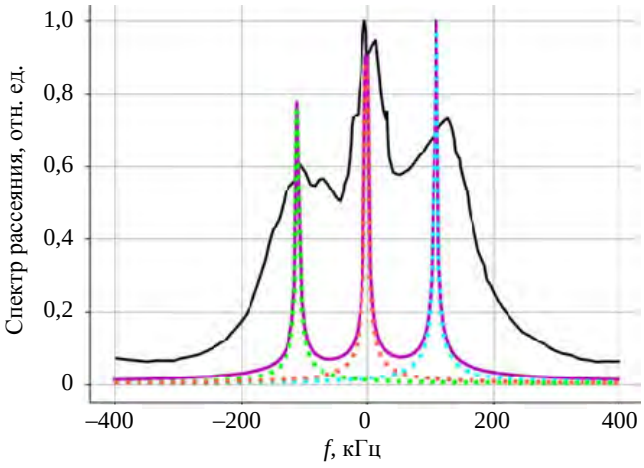


Рис. 1. Спектр рассеянного излучения при монохроматическом распределении бегущих и почти стоящих флуктуаций плотности по скоростям (——, $a \to 0$, $V_T \to 0$) (21) в сравнении с экспериментальным спектром [40, рис. 4, *a*] (——). Показаны отдельные компоненты спектра: вклад почти стоящих флуктуаций (···, $V_r \approx 0$), радиально бегущих флуктуаций в сторону от точки наблюдения (···, $V_r < 0$) и к ней (···, $V_r > 0$)

Результаты решения обратной задачи для кросс-корреляционной функции для рефлектометрии на токамаке Т-10 [40] показаны на рис. 3 (спектральное распределение при одинаковой радиальной координате и различных полоидальных координатах двух точек с расстоянием между ними 1 см) и на рис. 4 (зависимость от радиального расстояния между двумя точками при одинаковой полоидальной координате для различных частот рассеянного излучения).

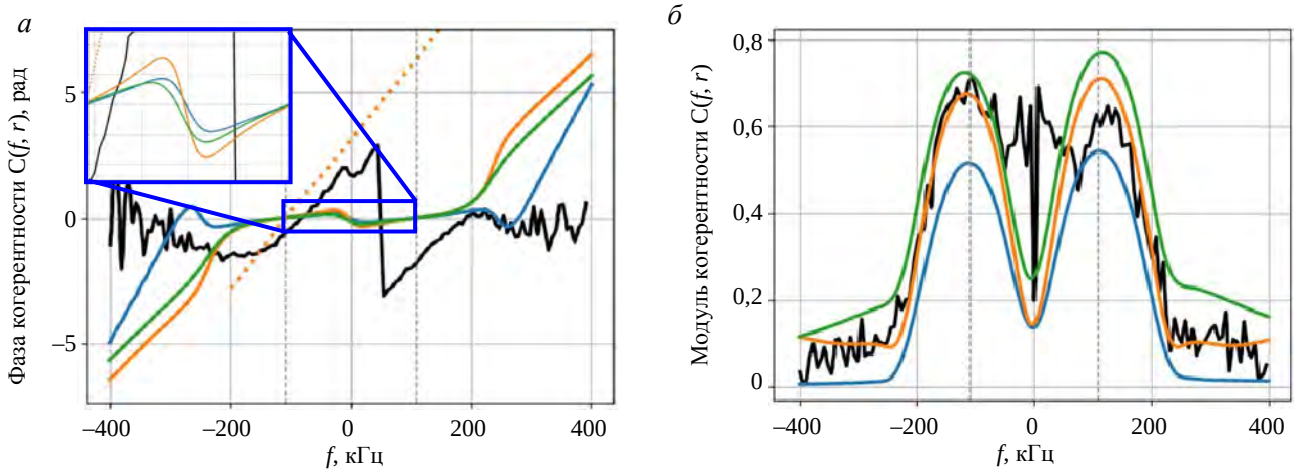


Рис. 3. Сравнение расчётов корреляционной функции (25) без учёта множителя exp(*i*Kr) с найденными оптимальными значениями для подгонки экспериментальных данных для спектра рассеяния и координатной зависимости корреляционной функции (результаты подгонки показаны на рис. 1 —4, *а*, *б*). Показаны результаты значений полоидальной скорости вращения плазмы: фаза когерентности (25) (*а*) и модуль когерентности (25) как функции частоты (*б*); ··· — спектр кросс-фазы в случае монохроматического распределения флуктуаций плотности по их скоростям для одной полоидальной скорости; —— — экспериментальная [40, рис. 4, *b*] и [40, рис. 4, *c*] (в верхнем левом углу показан в увеличенном масштабе выделенный прямоугольник (*а*)); —— — $V_{pol} = 1\cdot10^5$ см/с; —— — $V_{pol} = 2\cdot10^5$ см/с; —— — $V_{pol} = 3\cdot10^5$ см/с. Вертикальные пунктиры соответствуют максимумам в спектре рассеяния на рис. 1

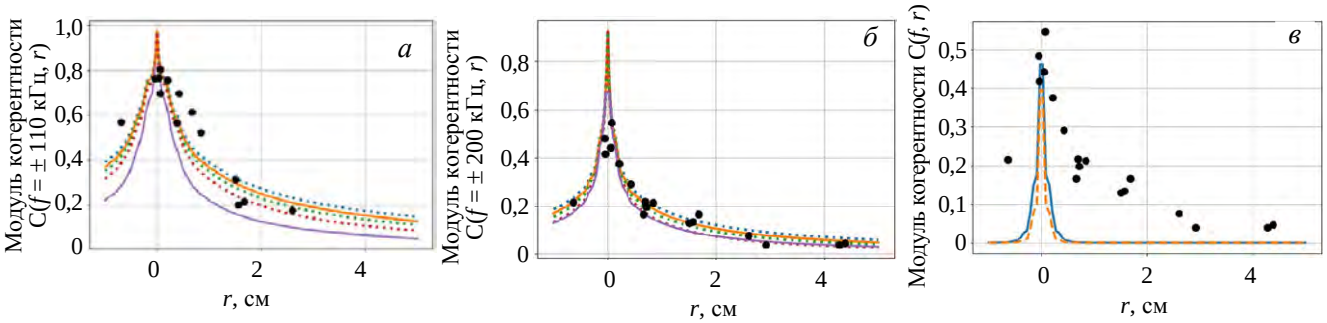


Рис. 4. Координатная зависимость модуля когерентности (25) для частоты $f = \pm110$ кГц (*а*) и $f = \pm200$ кГц (*б*) при параметрах: γ = 0,5 (···); γ = 0,55 (——); γ = 0,6 (···); γ = 0,7 (···); —— — частота рассчитана при $\kappa_0 = 1$ см$^{-1}$ в функции Холстейна (9) при γ = 0,55, для остальных кривых коэффициент поглощения зависит от скорости — согласно (29); • — экспериментальные значения квазикогерентных колебаний [40, рис. 5, *a*] (*а*); широкополосные колебания [40, рис. 5, *b*] (*б*, *в*). На рис. 4, *в* показан модуль корреляционной функции («модуль когерентности») для частот $f = \pm300$ кГц (——) и $f = \pm400$ кГц (– – –)

На рис. 3, *а* видно, что наклон расчётной фазы, усреднённый по всему участку спектра каждого квазикогерентного компонента (левого или правого), примерно совпадает с наклоном экспериментальной кривой только при усреднении по всему интервалу частот. Однако имеется неплохое совпадение теоретических и экспериментальных результатов для модуля корреляционной функции при одном из значений полоидальной скорости вращения плазмы, как видно на рис. 3, *б* (модуль комплексной функции парных корреляций часто называют функцией когерентности). Сканирование расчётов спектра модуля кросс-корреляционной функции по полоидальной скорости вращения плазмы позволяет в силу существенной зависимости спектра от этой скорости найти её оптимальное значение в рассматриваемом случае зондирования на токамаке Т-10, при котором проводилось исследование полоидальных корреляций флуктуаций плотности плазмы на одной магнитной поверхности при радиальной направленности зондирующего излучения в разные точки отражения на этой магнитной поверхности.

На рис. 3, *а* для оптимального значения скорости полоидального вращения показано сравнение теоретических расчётов для двух различных функций распределения флуктуаций плотности по скоростям — монохроматического и гауссовского с шириной, полученной решением обратной задачи подгон-

ки экспериментальных данных для спектра рассеянного излучения. Видно, что расчёт средней скорости по «монохроматической» по скоростям формуле (28) даёт существенно более высокую оценку, чем в случае гауссовского распределения с той же средней скоростью.

Сравнение теоретических и экспериментальных корреляционных функций как функций радиального расстояния между двумя точками с одинаковой полоидальной координатой для различных частот рассеянного излучения показано на рис. 4. При этом результаты на рис. 4, *а* показывают сравнение теоретических кривых для разных значений параметра нелокальности γ для иллюстрации чувствительности результата оптимизации к этому параметру. Параметры разряда для рис. 4: сила тока I = 140 кА; магнитное поле B = 2,5 Тл; плотность электронов $n_e = 1{,}2\cdot10^{13}$ см$^{-3}$. Радиальная координата отсчитывается от точки отражения зондирующего луча r = 10 см (предположительно, точки рассеяния зондирующей волны).

Для широкополосных колебаний с частотой $f = \pm200$ кГц показана возможность очень хорошего совпадения модельной радиальной корреляционной функции с экспериментальными данными (см. рис. 4, *б*). Для больших частот (см. рис. 4, *в*) видно быстрое затухание расчётной кривой.

Важно отметить, что выбор оптимального значения параметра γ основан на решении обратной задачи по подгонке экспериментальных данных не только для радиальной корреляционной функции (см. рис. 4), но и одновременно для спектра рассеяния (см. рис. 1).

Сравнение полученных нами результатов с результатами теоретической модели [40, рис. 13] показывает, что из-за монохроматичности распределения по скоростям в модели [40] совпадение рассчитанной там кросс-фазы с экспериментом существенно лучше, чем в нашей модели. Однако по этой же причине совпадение спектров рассеяния в [40] хуже, так как спектральные пики квазикогерентных компонентов более острые.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная работа посвящена применению формализма супердиффузии для описания кинетики движущихся флуктуаций плотности в турбулентной среде и формулировке алгоритма восстановления нелокальных свойств стохастических процессов в среде по спектру флуктуаций её плотности, диагностируемого по спектрам рассеяния ЭМ-волн в среде. Разработанный подход основан на применении концепции прогулок Леви к описанию нелокальных свойств флуктуаций плотности турбулентной среды. Данный подход позволяет определить эти свойства по спектрам рассеяния ЭМ-волн и кросс-корреляционной рефлектометрии. Предложена система уравнений для флуктуаций плотности, сводящаяся к интегральному уравнению для парной корреляционной (кросс-корреляционной) функции флуктуаций плотности плазмы. Это уравнение выражается через функционал Холстейна, характерный для широкого круга процессов нелокального переноса, включая перенос резонансного излучения в плазме и газах в модели Бибермана—Холстейна. Получено универсальное описание связи наблюдаемого в токамаках квазикогерентного компонента в спектре рассеянных ЭМ-волн в плазме с процессом типа рассеяния Мандельштама—Бриллюэна. Показано, что нелокальность пространственных корреляций в турбулентной среде обусловлена длиннопробежными флуктуациями плотности, для которых функция распределения по длине свободного пробега описывается распределением Леви. Эффективность предлагаемого метода показана на примере интерпретации данных радиальной и полоидальной корреляционной рефлектометрии ЭМ-волн радиочастотного диапазона для диагностики турбулентной плазмы в токамаке Т-10.

Найденное нами значение параметра γ = 0,55, описывающего степень нелокальности переноса бегущих радиально флуктуаций плотности плазмы в токамаке и являющегося ключевой характеристикой функции распределения по длине свободного пробега переносчиков возмущения среды, довольно близко к значению аналогичного параметра $\gamma \approx 2/3$ в эмпирическом законе Ричардсона [35] для динамики фронта возмущения среды от мгновенного точечного источника в случае гидродинамической турбулентности (такое значение параметра γ в законе Ричардсона $t^{3/2}$ следует из (7.7) и (7.8) в [31]). Это является аргументом в пользу того, что наблюдаемые флуктуации плотности в токамаке Т-10 могут иметь турбулентное происхождение.

Развиваемый нами подход в идейном плане восходит к гипотезе [34] о возможности описания нелокальных свойств стохастических нелинейных процессов, включая турбулентность гидродинамического движения непрерывных сред, с помощью линейного интегро-дифференциального уравнения с медленно спадающим ядром, что соответствует супердиффузионному (нелокальному) переносу в режиме прогулок Леви (полётов Леви с учётом конечной скорости переносчиков). Полученные в [34] законы подобия позволили на качественном уровне установить связь с законом Ричардсона и турбулентностью Колмогорова. В настоящей работе сформулирован близкий подход, существенно отличающийся физико-математической моделью, но сохраняющий опору на прогулки Леви и предположение о том, что нелинейные свойства процессов переноса частиц и ЭМ-полей в плазме заключены в существовании локализованных переносчиков с большой длиной свободного пробега. При этом конкретная модель физического процесса, описывающего те или иные переносчики возмущения среды, остаётся неизвестной, а найденные параметры (скорость движения флуктуации плотности в плазме, характерная длина свободного пробега, дисперсия функции распределения по длине свободного пробега) являются входными параметрами для последующего решения обратных задач определения конкретного физического механизма эволюции флуктуаций плотности, совместимого с наблюдаемыми спектрами рассеяния зондирующего ЭМ-поля и кросс-корреляции рассеянных электрических полей. Таким образом, с помощью предлагаемого нами подхода пройдена только часть пути, но зато найдены универсальные свойства переноса флуктуаций плотности, позволившие, в частности, указать аналогию явления квазикогерентных колебаний [41—43] с рассеянием Мандельштама—Бриллюэна. Фактически впервые решена обратная задача восстановления параметров флуктуаций плотности плазмы токамака, возможно, ответственных за наблюдаемые квазикогерентные колебания, путём прямого сравнения теории и эксперимента для кросс-корреляционной функции рефлектометрии как функции не одного, а двух аргументов — частоты электрического поля рассеянного ЭМ-излучения и пространственной координаты (малого радиуса для радиальных корреляций или расстояния вдоль магнитной поверхности для полоидальных корреляций).

Важно отметить, что квазикогерентный компонент в спектре можно рассматривать не как движение флуктуаций плотности в системе покоя плазмы, что принято в развиваемом нами подходе, а как результат рассеяния зондирующего ЭМ-излучения на флуктуациях плотности, которые можно считать статическими, т.е. стоящими в системе покоя плазмы, и движущимися относительно приёмника отражённого излучения только по причине тороидального и полоидального вращения плазмы как целого, т.е. гидродинамического движения плазмы в токамаке. В этом случае в точке наблюдения, выделяемой условиями приёма сигнала в предположении локальности рассеяния зондирующего излучения, также будет радиальное движение плазмы вперёд и назад с одинаковой скоростью относительно приёмника излучения. При этом радиальная корреляция будет отражать корреляцию пространственной структуры, стоящей относительно плазмы, и фактически также характеризовать формирование (перенос) возмущений в радиальном направлении, без которого такая корреляция была бы невозможна. Поэтому в любом случае предлагаемая нами модель описывает корреляционные свойства флуктуаций плотности плазмы, а в случае радиальной рефлектометрии позволяет оценить меру нелокальности радиальных связей в плазме.

В заключение отметим, что настоящая работа является результатом применения общего теоретического подхода [28—33] к практической задаче управляемого термоядерного синтеза и демонстрирует актуальность развития аналитических подходов в теории нелокального переноса (современный обзор статуса и истории аналитических подходов в теории нелокального переноса излучения можно найти в [50]).

Данная работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90281.

Авторы выражают благодарность В.А. Вершкову и Д.А. Шелухину за обсуждение результатов измерений на токамаке Т-10 и настоящей работы, В.С. Неверову за обсуждение методов численного расчёта фурье-образов. Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт» (http://ckp.nrcki.ru/).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Mandelbrot B.B.** The Fractal Geometry of Nature. — San Francisco: W.H. Freeman & Company, 1982, 460 p.
2. **Shlesinger M., Zaslavsky G.M., Frisch U.** Lévy Flights and Related Topics in Physics. — New York: Springer, 1995. 365 p.
3. **Dubkov A.A., Spagnolo B., Uchaikin V.V.** Lévy flight superdiffusion: an introduction, — Intern. J. Bifurcation Chaos, 2008, vol. 18, p. 2649.
4. **Klafter J., Sokolov I.M.** Anomalous diffusion spreads its wings. — Physics World, 2005, vol. 18, p. 29.
5. **Eliazar I.I., Shlesinger M.F.** Fractional motions. — Phys. Rep., 2013, vol. 527, p. 101—129.
6. **Shlesinger M.F., Klafter J., Wong J.** — J. Stat. Phys., 1982, vol. 27, p. 499
7. **Забурдаев В.Ю., Чукбар К.В.** — ЖЭТФ, 2002, вып. 121(2), с. 299—307.
8. **Забурдаев В.Ю., Чукбар К.В.** — Письма в ЖЭТФ, 2003, вып. 77(9), с. 654—658.
9. **Zaburdaev V., Denisov S., Klafter J.** Lévy walks. — Rev. Mod. Phys., 2015, vol. 87, p. 483.
10. **Mihalas D.** Stellar Atmospheres. — San Francisco: W.H. Freeman & Company, 1970. 399 p.
11. **Иванов В.В.** Перенос излучения и спектры небесных тел. — М.: Наука, 1969. 472 с.
12. **Минин И.Н.** Теория переноса излучения в атмосферах планет. — М.: Наука, 1988. 263 с.
13. **Grinin V.P., Harutyunian H., Il'in V.B., Kholtygin A.F., Nikoghossian A.** Radiation mechanisms of astrophysical objects: classics today. — In: Proc. of the Conf. in Honor of the 100th Birthday of Academician V.V. Sobolev. St. Petersburg, September 21—25. — Erevan: Edit Print, 2015. 435 p.
14. **Kukushkin A.B., Lisitsa V.S., Saveliev Yu.A.** Nonlocal transport of thermal perturbations in a plasma. — JETP Lett., 1987, vol. 46, p. 448.
15. **Биберман Л.М.** — ЖЭТФ, 1947, вып. 17, с. 416.
16. **Holstein T.** — Phys. Rev., 1947, vol. 72, p. 1212.
17. **Биберман Л.М., Воробьев В.С., Якубов И.Т.** Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. 378 с.
18. **Векленко Б.А.** О функции Грина уравнения диффузии резонансного излучения. — ЖЭТФ, 1959, вып. 36, с. 204.
19. **Kogan V.I.** A Survey of Phenomena in Ionized Gases. — In: Proc. ICPIG'67. — Vienna: IAEA, 1968. 583 p.
20. **Абрамов В.А., Коган В.И., Лисица В.С.** Перенос излучения в плазме. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича и Б.Б. Кадомцева. — М.: Энергоатомиздат, 1982, вып. 12, с. 114.
21. **Коган В.И.** Запирание излучения в плазме. — В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Под ред. В.Е. Фортова. — М.: Наука, 2000, вводный т. 1, с. 481.
22. **Biberman L.M.** — Dokl. Akad. Nauk SSSR, 1948, вып. 49, с. 659.
23. **Kalkofen W.** Methods in Radiative Transfer. — Cambridge: Cambridge University Press, 1984. 450 p.
24. **Rybicki G.B.** Escape Probability Methods. — In: Methods in Radiative Transfer. Ed. W. Kalkofen. Cambridge: Cambridge University Press, 1984, p. 21—64.
25. **Биберман Л.М., Воробьев В.С., Лагарьков А.Н.** Перенос излучения в ионизационном континууме. — Оптика и спектроскопия, 1965, т. 19, с. 326.
26. **Напартович А.П.** — Теплофизика высоких температур, 1971, вып. 9, с. 26.
27. **Старостин А.Н.** Перенос резонансного излучения. — В кн.: Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Под ред. В.Е. Фортова. — М.: Наука, 2000, вводный т. 1, с. 471.
28. **Kukushkin A.B., Sdvizhenskii P.A.** — J. Phys. A: Math. Theor., 2016, vol. 49, p. 255002.
29. **Kukushkin A.B., Kulichenko A.A.** Automodel solutions for superdiffusive transport by Lévy walks. — Phys. Scripta, 2019, vol. 94, p. 115009.
30. **Куличенко А.А., Кукушкин А.Б.** Супердиффузионный перенос «прогулками Леви» в однородной среде: общее и приближенное автомодельное решения. — ЖЭТФ, 2020, т. 157, вып. 6, с. 1036—1050.
31. **Кукушкин А.Б., Куличенко А.А., Соколов А.В.** Законы подобия для функции Грина нестационарного супердиффузионного переноса: прогулки Леви и полеты Леви. — ЖЭТФ, 2021, т. 159, вып. 5, с. 978—996.
32. **Kulichenko A.A., Kukushkin A.B.** Superdiffusive transport of Biberman—Holstein type for a finite velocity of carriers: general solution and the problem of automodel solutions. — Intern. Rev. of Atom. and Molec. Phys. (IRAMP), 2017, vol. 8(1), p. 5—14.
33. **Kukushkin A.B., Kulichenko A.A., Neverov V.S., Sdvizhenskii P.A., Sokolov A.V., Voloshinov V.V.** Self-similar solutions in the theory of nonstationary radiative transfer in spectral lines in plasmas and gases. — Symmetry, 2021, vol. 13(3), p. 394.
34. **Shlesinger M.F., West B.J., Klafter J.** — Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, p. 1100.
35. **Richardson L.F.** — Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1926, vol. 110, p. 709.
36. **Kolmogorov A.N.** — Dokl. Acad. Sci. URSS, 1941, vol. 30, p. 301.
37. **Korolev V.Yu.**, **Skvortsova N.N. et al.** Stochastic Models of Structural Plasma Turbulence. — Boston: Leiden, 2006. 409 p.
38. **Gusakov E., Irzak M., Popov A.** — Plasma Phys. Controlled Fusion, 2014, vol. 56, p. 025009.
39. **Piliya A.D., Popov A.Yu.** — Plasma Phys. Controlled Fusion, 2002, vol. 44, p. 467.
40. **Urazbaev A.O., Vershkov V.A., Soldatov S.V., Shelukhin D.A.** — Plas. Phys. Rep., 2006, vol. 32, № 6, p. 443—460.
41. **Vershkov V.A., Soldatov S.V., Shelukhin D.A.** Dependence of core turbulence on the discharge parameters on T-10 and its correlation with transport. — In: Proc. 16th Fusion Energy Conf. Montreal, Canada, 7—11 October. — Vienna: IAEA, 1996, vol. 1, p. 519—533.
42. **Vershkov V.A., Soldatov S.V., Dreval V.V.** A three wave heterodyne correlation reflectometer developed in the T-10 tokamak. — Rev. Sci. Instrum., 1999, vol. 70, p. 1700.
43. **Osipenko M.B., and T-10 Team**. Transport and turbulence studies in the T-10 tokamak. — Nucl. Fusion, 2003, vol. 43, p. 1641.

44. **Melnikov A.** Evolution of heavy ion beam probing from the origins to study of symmetric structures in fusion plasmas. — Symmetry, 2021, vol. 13, p. 1367.
45. **Vershkov V.A., Buldakov M.A., Subbotin G.F., Shelukhin D.A. et al.** — Nucl. Fusion, 2019, vol. 59, p. 066021.
46. **Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.** Электродинамика сплошных сред. — М.: Физматлит, 2005, с. 656.
47. **Бекефи Дж.** Радиационные процессы в плазме. — М.: Мир, 1971. 438 с.
48. **Кукушкин А.Б.** — Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. 1.
49. **Гусаков Е.З., Попов А.Ю.** — Нелинейная теория радиальной корреляционной рефлектометрии. — В сб.: XXIX Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС. Москва, РАН, 25 февраля — 1 марта 2002 г.
50. **Ivanov V.V.** $\sqrt{\epsilon}$ Law: Centennial of the First Exact Result of Classical Radiative Transfer Theory. — In: Kokhanovsky A. (eds). Springer Series in Light Scattering. Volume 6: Radiative Transfer, Light Scattering, and Remote Sensing. Springer, Cham, 2021.

Александр Борисович Кукушкин, в.н.с., д.ф.-м.н.; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия; профессор; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409 Москва, Каширское ш. 31, Россия; профессор, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701 Долгопрудный, Московская обл., Институтский пер. 9, Россия
Kukushkin_AB@nrcki.ru

Андрей Александрович Куличенко, инженер; НИЦ «Курчатовский институт», 123182 Москва, пл. Академика Курчатова 1, Россия
Kulichenko_AA@nrcki.ru

Статья поступила в редакцию 15 января 2022 г.
После доработки 16 марта 2022 г.
Принята к публикации 25 марта 2022 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2022, т. 45, вып. 2, с. 105—122.

СОДЕРЖАНИЕ

Хрипунов В.И. Оценка времени жизни компонентов первой стенки ТИН с гибридным бланкетом.....5

Минеев А.Б., Минаев В.Б., Сахаров Н.В., Бахарев Н.Н., Бондарчук Э.Н., Воронова А.А., Глушаев А.М., Григорьев С.А., Гусев В.К., Жильцов Н.С., Запретилина Е.Р., Кавин А.А., Киселёв Е.О., Конин А.Ю., Кудрявцева А.М., Курскиев Г.С., Лабусов А.Н., Петров Ю.В., Родин И.Ю., Танчук В.Н., Тельнова А.Ю., Трофимов В.А., Филатов О.Г. Параметрические исследования сферического токамака Глобус-3 с различными вариантами электромагнитной системы на основе сплавов меди с помощью кода GLOBSYS 15

Васильев А.Д., Долганов К.С., Киселёв А.Е., Матвеев Л.В., Семёнов В.Н. Инженерная модель окисления слоя бериллиевой пыли в условиях аварии с истечением теплоносителя из системы охлаждения в вакуумную камеру ИТЭР.....37

Кирнева Н.А., Белов А.М., *Ольховик Д.А., Рыжаков Д.В., Сергеев Д.С., Субботин* М.Л., *Тажибаева И.Л., Хвостенко П.П., Чектыбаев Б.Ж.* Сравнение рабочих параметров токамака КТМ с операционными пределами установки 50

Кавыршин Д.И., Будаев В.П., Федорович СД., Карпов А.В., Чиннов В.Ф., Лукашевский М.В., Куанг В.Ч., Муравьева Е.А., Мязин А.С., Агеев А.Г. Измерение концентрации примесей в пристеночной плазме при испытании макетов первой стенки термоядерного реактора в установке ПЛМ 55

Иванов Б.В., Анфимова Т.А. Исследование сорбционных свойств интерметаллидов ZrCrFe и ZrCo для применения в системах топливного цикла термоядерной установки 63

Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Гриняев К.В., Смирнов И.В., Пинжин Ю.П., Коротаев А.Д., Чернов В.М., Потапенко М.М., Кравцова М.В., Мороз К.А., Дегтярев Н.А. Микроструктура и механические свойства малоактивируемых ванадиевых сплавов V—4Ti—4Cr—(C, O, N) в зависимости от условий их технологической и термомеханической обработки.....72

Суханов И.И., Тюменцев А.Н., Дитенберг И.А., Чернов В.М., Потапенко М.М. Термическая стабильность наноразмерных частиц неметаллических фаз в малоактивируемых ванадиевых сплавах с дисперсным упрочнением.....88

Шуровский Д.О., Кутузов Д.С., Бунин Е.А., Сухов А.Е., Брагин Е.Ю. Оптические методы диагностики для измерения параметров плазмы в геликонном разряде 97

Кукушкин А.Б., Куличенко А.А. Восстановление нелокальных характеристик флуктуаций плотности плазмы токамака по корреляционной рефлектометрии.....105

CONTENTS

Khripunov V.I. Lifetime assessment for the first wall components of a fusion driven hybrid neutron source.....5

Mineev A.B., Minaev V.B., Sakharov N.V., Bakharev N.N., Bondarchuk E.N., Voronova A.A., Glushaev A.M., Grigoriev S.A., Gusev V.K., Zhilzov N.S., Zapretilina E.R., Kavin A.A., Kiselev E.O., Konin A.Yu., Kudriavtseva A.M., Kurskiev G.S., Labusov A.N., Petrov Yu.V., Rodin I.Yu., Tanchuk V.N., Telnova A.Yu. Trofimov V.A., Filatov O.G. Parametric studies of Globus-3 spherical tokamak with various variants of magnetic system based on copper alloys using the GLOBSYS code 15

Vasiliev A.D., Dolganov K.S., Kisselev A.E., Matweev L.V., Semenov V.N. Engineering model of the oxidation of a beryllium dust layer in an accident with the coolant outflow from the cooling system into the ITER vacuum chamber.....37

Kirneva N.A., Belov A.M., Olkhovik D.A., Ryzhakov, D.V. Sergeev D.S., Subbotin M.L., Tazhibayeva I.L., Khvostenko P.P., Chektybayev B.Zh. Comparison of KTM tokamak working parameters with the operation limits of the machine 50

Kavyrshin D.I., Budaev V.P., Fedorovich S.D., Karpov A.V., Chinnov V.F., Lukashevskij M.V., Tran Q.V., Muravieva E.A., Myazin A.S., Ageev A.G. Measurement of admixture concentration in the near-wall plasma during testing of the fusion reactor's first wall prototypes in the PLM facility 55

Ivanov B.V., Anfimova T.A. Study of intermetallic compounds ZrCrFe and ZrCo sorption properties to assess its applicability in the fuel cycle systems of fusion facilities 63

Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Grinyaev K.V., Smirnov I.V., Pinzhin Yu.P., Korotaev A.D., Chernov V.M., Potapenko M.M., Kravtsova M.V., Moroz K.A., Degtyarev N.A. Microstructure and mechanical properties of low-activation V—4Ti—4Cr—(C, O, N) vanadium alloys depending on the conditions of their technological and thermomechanical treatment.....72

Sukhanov I.I., Tyumentsev A.N., Ditenberg I.A., Chernov V.M., Potapenko M.M. Thermal stability of nanosized nonmetallic phase particles in low-activated dispersion hardening vanadium alloys.....88

Shurovskiy D.O., Kutuzov D.S., Bunin E.A., Sukhov A.E., Bragin E.Yu. Optical methods for helicon discharge plasma parameters measurement.....97

Kukushkin A.B., Kulichenko A.A. A reconstruction of nonlocal characteristics of density fluctuations in tokamak plasma from correlation reflectometry.....105

Вопросы атомной науки и техники
С е р и я: Термоядерный синтез
Том 45, выпуск 2

Ответственные за выпуск Б.Н. Колбасов, Е.А. Филимонова
Редактор Н.В. Бокша. Верстальщик И.Н. Альбицкая-Коростелева. Корректор Н.В. Бокша.
Программист-переводчик И.В. Скорюпина. IT-инженер Е.Н. Николаев.

Подписано в печать 5.06.22. Формат 60×90/8
Печать цифровая. Усл. печ. л. 12. Уч.-изд. л. 11. Тираж 156. Индекс 3648. 10 статей. Заказ 17
Адрес редакции: Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1
Отпечатано в Национальном исследовательском центре «Курчатовский институт»

123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1