

СОДЕРЖАНИЕ

Том 11, номер 4, 2020

БЕЗОПАСНОЕ ОБРАЩЕНИЕ С ЯДЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Анализ действующей классификации удаляемых твердых
радиоактивных отходов АЭС в России

Д. Д. Десятов, И. С. Батаков, А. А. Екидин, Д. А. Терентьев

187

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

Исследование влияния фокусировки лазерного излучения на чувствительность
анализа содержания изотопов водорода в осажденных из плазмы слоях
методом лазерно-индуцированной десорбции

*С. А. Крат, А. П. Харина, И. А. Сорокин, В. А. Костюшин,
Е. Д. Вовченко, В. А. Курнаев*

195

О возможности применения спектроскопии рассеяния протонов
кэвных энергий для анализа поверхности обращенных к плазме
элементов непосредственно в термоядерных установках
с собственным магнитным полем

В. А. Курнаев, Д. Г. Булгадарян, Д. Н. Синельников

202

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Сечение поглощения нейтрино ядрами галлия-71

С. В. Семенов

208

Фазовая диаграмма квантовой хромодинамики в пространстве
температура—барионная плотность—магнитное поле

А. Ю. Котов, А. А. Николаев

212

О распаде сильного скалярного поля в КМ и КТП

Е. Н. Ланина, Д. А. Трунин, Э. Т. Ахмедов

216

Кристаллы топологических вихрей в компактной электродинамике

С. Д. Мостовой, О. В. Павловский

219

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Испытание вторично эмиссионного автоколебательного зонда

И. В. Визгалов, И. А. Сорокин

225

Вакуумная камера токамака МИФИСТ-1

Г. М. Воробьев, С. А. Крат, В. Д. Миронов, В. А. Курнаев

234

Изучение 16-ти канального сцинтилляционного прототипа детектора
на основе кремниевых фотоумножителей

*А. В. Тишевский, Ю. В. Гурчин, А. Ю. Исупов, П. К. Курилкин, В. П. Ладыгин,
С. Г. Резников, Я. Т. Схоменко, А. А. Терехин, А. Н. Хренов*

242

Contents

Vol. 11, No. 4, 2020

Safe Handling of Nuclear Materials

The Current Classification of NPP Disposable Solid Radioactive Wastes
in Russia Analysis

D. D. Desyatov, I. S. Batakov, A.A. Ekidin, and D. A. Terentiev

187

Materials and Technologies for New Power Sources

Investigation of the Laser Radiation Focusing Effect on the Sensitivity of Analysis
of the Hydrogen Isotope Content in Plasma-Deposited Layers
by Laser-Induced Desorption

*S. A. Krat, A. P. Kharina, I. A. Sorokin, V. A. Kostiyshin,
E. D. Vovchenko, and V. A. Kurnaev*

195

On the Possibility of Surface Analysis by keV-Energy Proton Scattering
in Magnetic Fusion Devices

V.A. Kurnaev, D.G. Bulgadaryan I, and D.N. Sinelnikov

202

Mathematical Modeling in Nuclear Technologies

Cross Section Of Neutrino Absorption By Gallium-71 Nuclei

S. V. Semenov

208

Phase Diagram of Quantum Chromodynamics in the Temperature–Baryon
Density–Magnetic Field Parameter Space

A. Yu. Kotov and A. A. Nikolaev

212

On the Strong Scalar Field Decay in QM and QFT

E. N. Lanina, D. A. Trunin, and E. T. Akhmedov

216

Crystals of topological vortices in compact electrodynamics

S. D. Mostovoy and O. V. Pavlovsky

219

Engineering Design of Nuclear Physics Equipment

Testing Secondary-Emission Self-Oscillatory Probe

I. V. Vizgalov and I. A. Sorokin

225

Vacuum Chamber of the MEPhIST-1 Tokamak

G. M. Vorobyov, S. A. Krat, V. D. Mironov, and V. A. Kurnaev

234

Study of the 16-Channel Scintillation Detector Prototype
with Silicon Photomultipliers Readout

*A. V. Tishevskiy, Yu. V. Gurchin, A. Yu. Isupov, P. K. Kurilkin, V. P. Ladygin,
S. G. Reznikov, Ya. T. Skhomenko, A. A. Terekhin, and A. N. Khrenov*

242

Подписано к печати 22.11.2021 г.

Формат 60 × 881/8

Усл. печ. л. 7.82

Тираж 50 экз.

Зак. 5142

Цена договорная

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ” (НИЯУ МИФИ)

Исполнитель по госконтракту No. 4У-ЭА-201-18 ООО «ИКЦ «АКАДЕМКНИГА»,
117342 Москва, ул. Бултерова, д. 17Б, а/я 47

Отпечатано в типографии «Book Jet» (ИП Коняхин А.В.),
390005, г. Рязань, ул. Пушкина, 18, тел. (4912) 466-151

БЕЗОПАСНОЕ ОБРАЩЕНИЕ С ЯДЕРНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

УДК 608.2

АНАЛИЗ ДЕЙСТВУЮЩЕЙ КЛАССИФИКАЦИИ УДАЛЯЕМЫХ ТВЕРДЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДОВ АЭС В РОССИИ

© 2020 г. Д. Д. Десятов^{а, *}, И. С. Батаков^{а, **}, А. А. Екидин^{б, ***}, Д. А. Терентьев^{а, ****}

^аУральский Федеральный Университет, г. Екатеринбург, Россия

^бИнститут промышленной экологии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

*E-mail: desyatovdenis1995@gmail.ru

**E-mail: batakov.ivan@yandex.ru

***E-mail: ekidin@mail.ru

****E-mail: terentevdaniel@gmail.com

Поступила в редакцию 28.04.2020 г.

После доработки 04.06.2020 г.

Принята к публикации 08.06.2020 г.

В работе рассмотрена применяемая в настоящее время классификация удаляемых радиоактивных отходов принятой в Российской Федерации, а также произведено ее сравнение с классификацией, рекомендованной в публичных материалах МАГАТЭ. Даны обоснования целесообразности ввода новых категорий РАО в существующую классификацию (освобожденные от контроля отходы, а также очень короткоживущие радиоактивные отходы), представлены “критические моменты” в существующей классификации ТРО принятой в РФ. На основе критических моментов были предложены рекомендации необходимые с внесением в существующее законодательство для совершенствования классификации РАО с учетом публичных рекомендаций международной комиссии по атомной энергии МАГАТЭ а также практик различных стран.

Ключевые слова: радионуклиды, радиоактивные отходы АЭС, твердые радиоактивные отходы, классификация РАО

DOI: 10.1134/S2079562920040041

ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день численность населения Земли непрерывно растёт и составляет примерно 7.77 млрд человек. Вместе с ростом населения растёт и мировое потребление электроэнергии. Процесс генерации электроэнергии невозможен без использования электростанций. Основные типы электростанций представлены ТЭС, ГЭС, АЭС, а также электростанциями, использующими альтернативные (не оставляющие “углеродный след” в окружающей среде) виды энергии – ветровую, солнечную, геотермальную и др. Представленные способы производства характеризуются значениями коэффициента полезного действия (далее КПД). Так КПД АЭС (29–40%) сравним с КПД ТЭС (30–35%), но значительно ниже КПД ГЭС (80–95%) [1]. Следует отметить, что строительство ГЭС возможно только в районах с достаточным водообеспечением, водохранилища занимают значительные территории, сами ГЭС часто удалены от потребителей электроэнергии.

По общепромышленным видам воздействия на окружающую среду и человека атомные электростанции относятся к группе производств с наи-

меньшими показателями загрязнения и потребления ресурсов среди перечисленных способов производства электроэнергии. Важную роль в определении величины таких воздействий играет показатель – количество топлива, используемого для производства определенного количества энергии или плотность энергии топлива. Значение плотности энергии топлива влияет на деятельность по извлечению, подготовке, транспортировке топлива и количество выбросов в окружающую среду и отходов. Следовательно, высокая плотность энергии ядерного топлива по сравнению с другими видами топлива для производства электроэнергии является преимущественной физической характеристикой. Плотность энергии выбранных видов топлива [2]:

- 1 кг угля = 8.2 кВт ч;
- 1 м³ газа = 1.1 кг угля-экв = 9.0 кВт ч;
- 1 кг нефти = 1.4 кг угля-экв = 12.0 кВт ч;
- 1 кг урана = 2.7 млн кг угля-экв = 50000 кВт ч.

По количеству выбросов парниковых газов, а также газов, повышающих подкисления почв и эвтрофикацию водоемов, вклад АЭС сопоставим с

альтернативными способами производства электроэнергии [2]. Для эксплуатации АЭС требуется меньше территории, чем для традиционных способов генерации электроэнергии и сопоставимые потребности в воде [2]. Использование ядерной энергии оказывает меньшее воздействие на здоровье человека, чем выработка электроэнергии на органическом топливе, и сопоставимо с воздействием возобновляемых источников энергии [2].

Количество работающих ядерных реакторов, используемых на АЭС, по данным на МАГАТЭ на 2020 г. составляет 442, количество строящихся — 52 [3]. При нормальной эксплуатации атомных электростанций, образуются побочные продукты — твердые, жидкие и газообразные радиоактивные вещества, формирующие специфичные виды воздействия АЭС [4]:

- газообразные выбросы (например, инертные радиоактивные газы, ^3H и ^{14}C , изотопы йода в газовой или аэрозольной форме, и т.д.) [5–8];
- жидкие сбросы радиоактивных веществ в поверхностные водоемы [9];
- радиоактивные отходы (РАО) в твердой (ТРО), жидкой (ЖРО) и газообразной форме (ГРО) [10–12].

В условиях нормальной эксплуатации объектов использования атомной энергии должна быть обеспечена безопасность обращения с радиоактивными отходами, должен производиться постоянный контроль при сбросе и выбросе радионуклидов не превышающий предельно допустимые уровни воздействия данных веществ на население и окружающую среду [10, 13]. В мировой практике дополнительное облучение населения от любых видов радиационного воздействия не превышает 1 мЗв/год (приемлемый риск) [14]. Современные технологии управления воздействием на окружающую среду позволяют минимизировать радиационное воздействие сбросов и выбросов АЭС до пренебрежимо малых радиационных рисков (10 мкЗв/год) [15]. Основываясь на концепции оптимизации уровней облучения или ALARA, (as low as reasonably achievable — “настолько низко насколько разумно достижимо”) современные принципы обращения с РАО должны обеспечивать оптимальные затраты для достижения благополучия населения и экономики. Обращение с РАО включает в себя следующие основные стадии [16]:

- классификацию;
- сбор;
- сортировку;
- переработку;
- кондиционирование;
- перевозку;
- хранение и захоронение.

Согласно опубликованным материалам международной комиссии по использованию атом-

ной энергии МАГАТЭ [17], требуется, чтобы на всех этапах по обращению с РАО была произведена классификация в соответствии с требованиями, установленными регулирующими органами разных стран. На данный момент отсутствует единая международная структура классификации радиоактивных отходов, что в дальнейшем может приводить к возникновению опасных ситуаций для персонала объектов использования атомной энергии, населения и окружающей среды.

ДЕЙСТВУЮЩАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ РАО В РФ

Основная информация о классификации РАО в РФ представлена в ряде нормативных документов [18–20]. В рамках данной публикации будет рассматриваться только удаляемые РАО. Удаляемые РАО не подлежат дальнейшему использованию, содержание в них радионуклидов превышает уровни, установленные Правительством Российской Федерации. РАО делятся на 6 классов (в целях потенциального захоронения в соответствии с критериями приемлемости), а также на 4 категории (для количественного описания пределов удельной активности, относящейся к той или иной категории) [19]. В табл. 1 приведена классификация ТРО и ЖРО в РФ с соответствующими пределами удельных активностей (далее УА) [19, 21].

В целом, классификация РАО в РФ согласуется с классификацией рекомендованной МАГАТЭ [17]. Иллюстрация классификации РАО рекомендованной МАГАТЭ представлена на рис. 1.

Основное отличие в данных классификациях состоит в разности терминологии при определении классификации РАО и принципов сортировки РАО. Так, например, категория РАО “освобожденные отходы” (согласно публичным материалам МАГАТЭ, далее — ОО) соответствует отходам, УА которых не превышает предельные значения для отнесения к РАО и не требуют обеспечения радиационного контроля [21]. Тогда как, категория “очень короткоживущие отходы” (далее — ОКЖО) полностью отсутствует, но период полураспада радионуклидов учитывается при сортировке РАО на стадии первичного сбора РАО на АЭС (период полураспада радионуклидов, находящихся в отходах менее или более 15 сут) [21]. Однако есть и положительные моменты в практиках обращения с РАО: так очень низкоактивные отходы (далее ОНАО), аналог *exempt waste*, с учетом зарубежной практики и рекомендаций МАГАТЭ захораниваются как промышленные отходы с обеспечением радиационного контроля на основе обеспечения безопасного воздействия на население и окружающую среду [21]. Наглядно отличия классификаций ТРО в РФ и МАГАТЭ приведены в табл. 2.

Таблица 1. Классификация ТРО и ЖРО

Категория ТРО	Удельная активность, Бк/г			
	Тритий	Бета-излучающие радионуклиды (за исключением трития)	Альфа-излучающие радионуклиды (за исключением трансурановых)	Трансурановые радионуклиды
Твердые отходы				
Высокоактивные радиоактивные отходы (ВАО)	$>10^{11}$	$>10^7$	$>10^6$	$>10^5$
Среднеактивные радиоактивные отходы (САО)	10^8-10^{11}	10^4-10^7	10^3-10^6	10^2-10^5
Низкоактивные радиоактивные отходы (НАО)	10^7-10^8	10^3-10^4	10^2-10^3	10^1-10^2
Очень низкоактивные радиоактивные отходы (ОНРАО)	$<10^7$	10^2-10^3	10^1-10^2	10^0-10^1
Очень низкоактивные отходы (ОНАО) [21]	—	$0.3-10^2$	$0.3-10^1$	$0.3-10^0$
Жидкие отходы				
ВАО	$>10^8$	$>10^7$	$>10^6$	$>10^5$
САО	10^4-10^8	10^3-10^7	10^2-10^6	10^1-10^5
НАО	$<10^4$	$<10^3$	$<10^2$	$<10^1$

Таблица 2. Отличия классификации РАО в РФ и МАГАТЭ

Критерий	РФ	МАГАТЭ
Категория “очень короткоживущие РАО”	Отсутствует Происходит сортировка РАО по периоду полураспада	Присутствует
Категория “очень низкоактивные отходы”	Присутствует	Отсутствует
Освобожденные от контроля отходы	Отсутствует Установлены предельные значения УА радионуклидов	Присутствует

Отметим, что согласно постановлению Правительства, долгоживущими РАО являются такие РАО, содержащие радионуклиды с периодом полураспада более 31 года [19]. Отсюда можно дать понятие короткоживущим РАО, понятие которых отсутствует в постановлении Правительства, но регламентировано санитарными правилами РФ [22]. Короткоживущими РАО являются такие РАО, содержащие радионуклиды с периодом полураспада менее 31 года.

ПРЕДЛОЖЕНИЯ ПО СОВЕРШЕНСТВОВАНИЮ КЛАССИФИКАЦИИ РАО В РФ

Согласно постановлению Правительства твердыми радиоактивными отходами являются твердые отходы, сумма отношений $УА_i$ которых в отходах к их предельным значениям (далее P_i) превышает 1 [19]. Условие отнесения твердых отходов к радиоактивным будет выглядеть следующим образом:

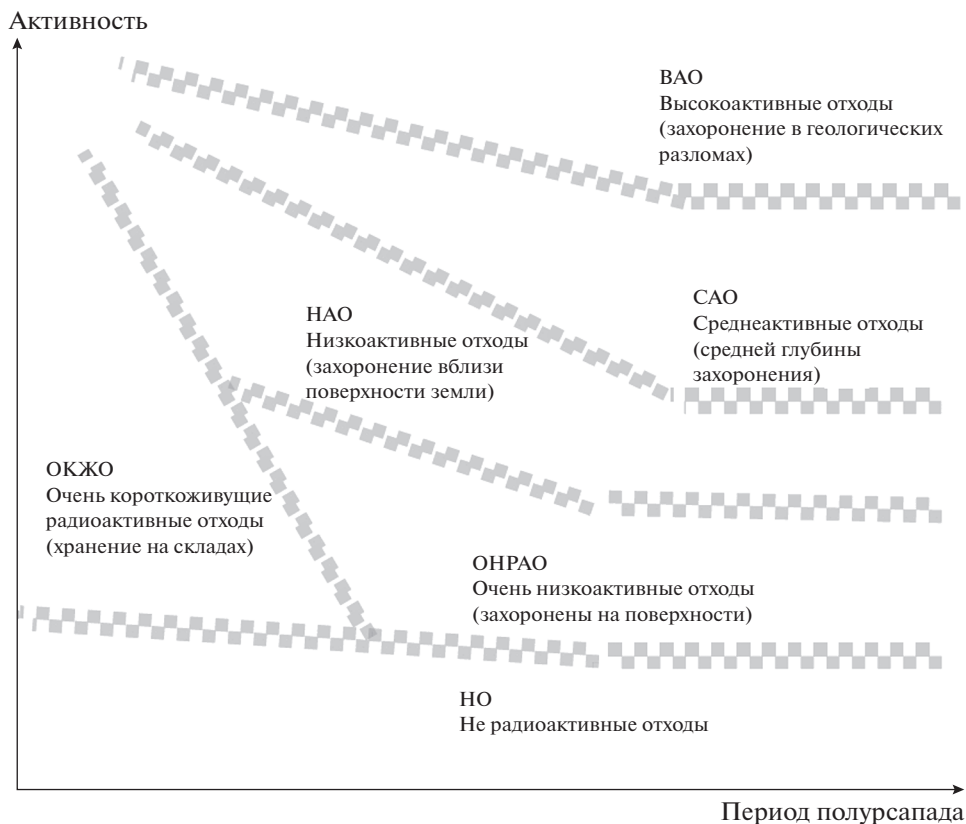


Рис. 1. Концептуальная иллюстрация схемы классификации РАО МАГATЭ [17].

$$\sum_{i=1}^N \frac{YA_i}{P_i} > 1, \quad (1)$$

где: YA_i — удельная активность i -го радионуклида в твердых отходах;

P_i — предельное значение удельной активности i -го радионуклида в твердых отходах (Приложение 1) [19];

в консервативном случае (имеется один радионуклид в смеси) условие будет иметь вид:

$$\frac{YA}{P} > 1. \quad (2)$$

В этом случае достаточно сравнения этих двух показателей — удельной активности (YA) радионуклида в твердых отходах и соответствующего предельного значения удельной активности (P) из Приложения 1 в постановлении Правительства [19].

Если условие (1) не выполняется, а также суммарная YA техногенных радионуклидов в отходах больше 0.3 кБк/кг (Бк/г) при известном радионуклидном составе, отходы классифицируются по категории ОНАО [21]. Сумма отношений YA радионуклидов к их минимально значимой удельной

активности (далее M) не должна превышать 1. Критерии отнесения твердых отходов к ОНАО выглядят следующим образом:

$$\sum_{i=1}^N YA_i \leq 0.3 \text{ кБк/кг}, \quad (3)$$

$$\sum_{i=1}^N \frac{YA_i}{M_i} \leq 1. \quad (4)$$

Величины M приведены в приложении 4 НРБ-99/2009 [22].

Граница определения категории ОНРАО лежит в пределах нижнего предела категории НАО и предельных значений P . В данной категорию попадают большинство отходов образующихся на АЭС, но в виду малой активности данные отходы практически полностью подлежат переработке.

$$P \leq YA \leq \text{ОНРАО}. \quad (5)$$

Основными критическими моментами в данной классификации выступают наложения предельных значений для радионуклидов P на нижние границы классификации РАО. Эти наложения предельных значений показаны на рис. 2. Наглядно

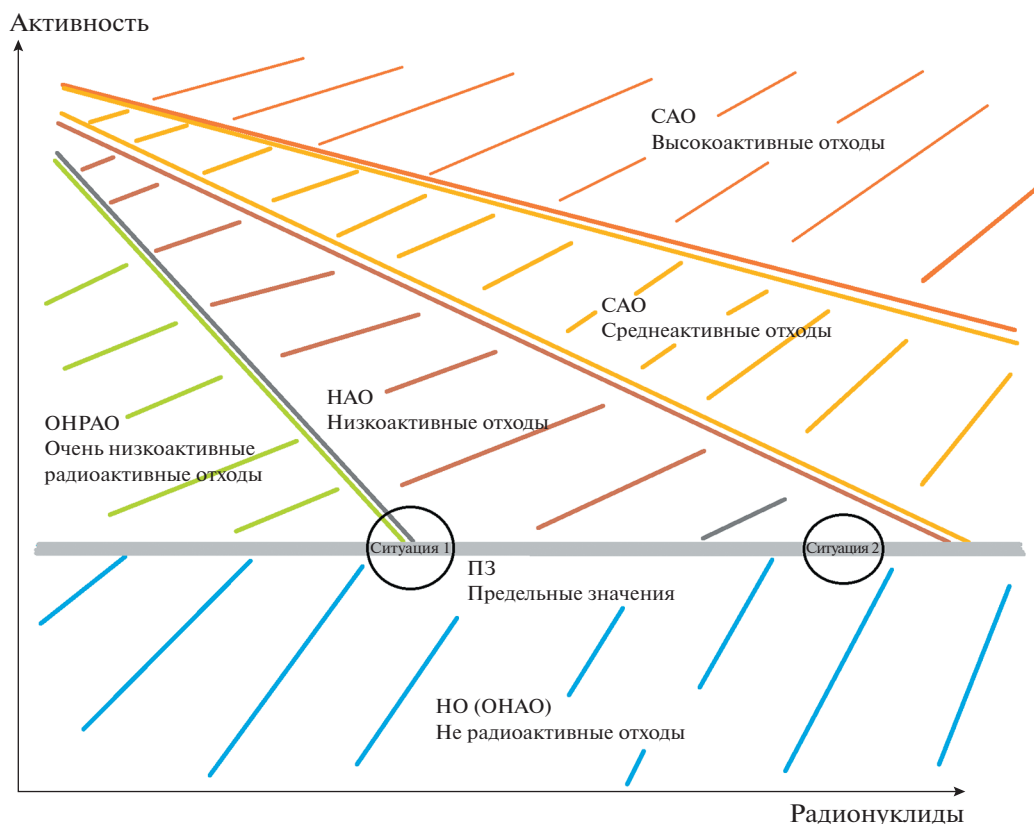


Рис. 2. Иллюстрация перекрытия уровней классов РАО, существующих в РФ.

продемонстрируем данные противоречия, а также последствия данных противоречий на практике:

1) Ситуация когда нижний предел значения УА P по i -му радионуклиду равен верхней границе определения ОНРАО. В данной ситуации любые твердые отходы с превышением значений УА P не могут иметь классификации отношения к РАО не ниже НАО. Уровень нижней границы ОНРАО и P совпадают всего для 53 нуклидов из 275 представленных в [19].

$$P = \text{ОНРАО}. \quad (6)$$

2) Ситуация когда предел значения УА P по i -му радионуклиду перекрывает нижние границы существующих категорий РАО. Например: ^{35}S относится к группе бета-излучающим радионуклидам при P равном 10^5 Бк/г, и имеет нижнюю границу отнесения к ОНРАО 10^3 Бк/г. Таким образом, твердые отходы с содержанием ^{35}S и имеющие УА не превышающие значения 10^5 Бк/г — не будут считаться ТРО, согласно существующим критериям классификации ТРО. Но в случае, когда УА данного радионуклида в отходах будет равна или больше данных значений, то данные отходы сразу будут классифицированы как CAO, пропустив две ступени классификации (ОНРАО и

НАО). Значение P превышает нижнюю границу ОНРАО для 41 нуклида из 275 представленных в [19].

$$\text{ОНРАО} \leq \text{УА} \leq P. \quad (7)$$

Еще одним отличием классификаций является отличие предельных значений удельных активностей в Постановлении Правительства [19] и в Руководстве по безопасности МАГАТЭ [23]. В качестве данных показателей приняты рекомендованные международными основными нормами безопасности [23] уровни изъятия для умеренных количеств материала (далее УИ), а в [19] приняты уровни изъятия для больших (балковых) количеств твердого материала. Отличие P от УИ наблюдается для 184 нуклидов. Таким образом, если вместо P использовать УИ, то для большинства нуклидов в Приложении [19] снизится предельный показатель удельной активности, что положительно скажется на обеспечении потенциальной безопасности человека, персонала и окружающей среды: ряд отходов, содержащий техногенные радионуклидов, будет считаться ТРО, а также подлежать радиационному контролю.

Данные ситуации могут приводить к различным манипуляциям при категорировании про-

мышленных отходов, когда производитель РАО (в данном примере АЭС) будут стараться привести отходы производства к отходам с УА по отдельному радионуклиду к значениям не превышающие предельные значения P путем смешением с нерадиоактивными отходами, использованием погрешностей средств и методов измерения или другими способами. Так как это позволяет снизить затраты на захоронение отходов и перевести РАО в промышленные отходы. На примере РАО с содержанием ^{35}S с УА порядка 10^5 Бк/г путем разбавления с нерадиоактивными отходами, возможно, перевести его в промышленные отходы, которые не требуют специальных условий захоронения.

Однако при приведении классификации РАО к рекомендациям МАГАТЭ, то станет вопрос с актуализацией затрат на захоронение удаляемых ТРО. Принимая во внимание рекомендации МАГАТЭ [17], предполагается ввести категорию освобожденных от контроля РАО, а также закрепить категорию очень короткоживущих отходов (далее — ОКЖО) в постановлении правительства РФ. Установить критерий освобождения от контроля предполагается следующим условием:

$$\sum_{i=1}^N \frac{YA_i}{UI_i} < 1, \quad (8)$$

где YA_i — удельная активность i -го радионуклида в твердых отходах; UI_i — уровни изъятия для больших (балковых) количеств твердого i -го материала [23].

Критерий отнесения ОКЖО в соответствии с [17] предлагается ввести с целью дальнейшего освобождения от контроля очень короткоживущих радионуклидов. Границы для периода полураспада в публикации [17] четко не установлены, однако отмечается что применение данного критерия для отходов, содержащих радионуклиды с периодом полураспада порядка 100 дней или меньше (по существующим требованиям ОСПОРБ-99/2010 сортировки не более 15 сут). Данная граница (100 дней) существует в классификации Нидерландов [24].

На данный момент в научном сообществе для определения отходов содержащие радионуклиды, но чьи значения УА не превышают предельные значения P для i -го радионуклида и не превышают пределов установленных для отнесения к РАО при неизвестном радионуклидном составе, принято обозначать, как ОНАО (очень низкоактивные отходы или не радиоактивные отходы). Данная категория не подпадает под определения РАО и требует захоронения, как промышленные отходы.

В работе [25] описано возможное совместное захоронение ОНАО и ОНРАО без ущерба для персонала, населения и окружающей среды, с целью снижения затрат. Главное отличие категории ОНАО от других категорий заключается в том,

что захоронение РАО данной категории запрещается на участках размещения производственных отходов в соответствии с законодательством в сфере обращения с отходами производства и потребления и должно осуществляться в пунктах захоронения ОНАО [21]. Обращение с ОНАО на АЭС регламентируется специальными санитарными правилами. Основные аргументы в пользу объединения данной категории заключаются в том, что в ряде случаев безопасное захоронение ОНРАО возможно в местах захоронения ОНАО. При этом достигается значительный экономический эффект, так как часто весьма затруднительно, а иногда и невозможно разделить отходы на ОНАО и ОНРАО [25]. Такая практика используется в Швеции [24].

Очередное противоречие возникает при рассмотрении определений “долгоживущие РАО” и “короткоживущие РАО”. Как было отмечено ранее, в ПП 1069 [19] дается определение “долгоживущие РАО” как РАО содержащие радионуклиды с периодом полураспада более 31 года. Таким образом, если у нас имеется смесь радионуклидов с периодом полураспада более 31 года, а также и менее 31 года, то возникает противоречие — нет очевидного критерия отнесения данных отходов к какой-либо категории РАО. Чтобы избежать данных противоречий, предлагается пересмотреть данные определения с учетом зарубежных практик и практики МАГАТЭ. В глоссарии МАГАТЭ “долгоживущие РАО” — РАО, которые содержат значительные концентрации радионуклидов с периодом полураспада более 30 лет [26]. Данное понятие также не дает четкой ясности по количеству концентрации радионуклидов, но нужно отметить, что данный критерий используется во многих странах (Бельгия, Венгрия, Франция, Швеция, Чехия). В работе [27] предлагается разрешить обозначенную проблему, используя определение “период потенциальной опасности РАО” — период времени, спустя который удельная активность радионуклидов будет снижена до уровня освобождения от контроля отходов. Такой практикой пользуются Украина и Финляндия. Таким образом, не нужно будет вводить в ясность “значительных концентраций радионуклидов”, достаточно будет того, чтобы уровень удельной активности радионуклидов стал ниже уровня освобождения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На данный момент существуют некоторые разногласия между классификацией РАО, принятой в РФ и классификацией МАГАТЭ. Рекомендуется произвести поправки с учетом лучших международных практик обращения РАО в существующих требованиях Российской Федерации по обращению РАО. Целью данных поправок яв-

ляется оптимизация обращения с РАО, откуда следует повышение безопасности, воздействия РАО по отношению к персоналу объектов использования атомной энергии, населения и окружающей среды.

В частности поправки должны учитывать:

1) Единство терминологии при классификации и обращению с РАО.

2) Уточнение существующей классификации РАО в постановлении Правительства [19] и ОСПОРБ-99/2010 [12].

3) Уточнить предельные значения P для отдельных радионуклидов.

4) Единство измерения и терминологию при обращении РАО.

5) Включать современный опыт обращения РАО с учетом появившихся средств и методов.

Данные поправки также должны учитывать требования по ограничению воздействия на население от РАО в 1 мЗв/год и основываться на принципе оптимизации ALARA [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- World Energy Statistical Yearbook. <https://yearbook.enerdata.ru/total-energy/world-consumption-statistics.html>
- Nuclear Power and Sustainable Development. 2016. Vienna: IAEA. https://sustainabledevelopment.un.org/content/documents/19913IAEA_Brochure_NP_for_Sustainable_Development.pdf
- Nuclear Power Reactors in the World. 2019. Vienna: IAEA.
- Status and Trends in Spent Fuel and Radioactive Waste Management. IAEA Nuclear Energy Series No. NW-T-1.14. 2018. Vienna: IAEA.
- Desyatov D.D., Ekidin A.A. // Biosfer. Sovmest.: Chelovek, Region, Tekhnol. 2018. No. 1(21). P. 88–96 (in Russian).
- Nazarov E.I., Ekidin A.A., Vasiliev A.V. // Izv. Vyssh. Uchebn. Zaved., Fiz. 2018. V. 61. No. 12-2(732). P. 67–73 (in Russian).
- Ekidin A.A., Zhukovskii M.V., Vasyanovich M.E. // Atomnaya energiya. 2016. V. 120. No. 2. P. 106–108 (in Russian) [Ekidin A.A., Zhukovskii M.V., Vasyanovich M.E. // At. Energy]. 2016. V. 120. P. 134].
- Terentiev D.A. // Yad. Fiz. Inzhin. 2017. V. 8. No. 6. P. 570–577 (in Russian) [Terentjev D.A. // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81. P. 1499].
- Ekidin A.A., Malinovskii G.P., Rogozina M.A., Vasiliev A.V., Vasyanovich M.E., Yarmoshenko I.V. // Atomnaya energiya. 2015. V. 119. No. 4. P. 219–221 (in Russian) [Ekidin A.A., Malinovskii G.P., Rogozina M.A., Vasil'ev A.V., Vasyanovich M.E., Yarmoshenko I.V. // At. Energy. 2016. V. 119. P. 271].
- Sanitary and Epidemiological Rules and Regulations SanPin 2.6.1.24-03. SP AS-03: 2.6.1. 2003.
- Federal Norms and Rules in the Field of Atomic Energy Use “Rules of Safety During Handling with Radioactive Waste of Nuclear Stations”. NP-002-15. 2015. No. 35.
- Sanitary Rules and Standards of the Joint Venture 2.6.1.2612-10. Basic Sanitary Rules for Ensuring Radiation Safety (OSPORB-99/2010). 2010. No. 40.
- Federal Safety Regulations in the Field of Atomic Energy Use. Safety in Radioactive Waste Management. General Provisions. NP-058-14. 2014. No. 347.
- Regulatory Control of Radioactive Discharges to the Environment. IAEA Safety Standards Series No. GSG-9. 2018. Vienna: IAEA. P. 94.
- Ekidin A.A., Vasiliev A.V., Vasyanovich M.E. // Biosfer. Sovmest.: Chelovek, Region, Tekhnol. 2017. No. 2(18). P. 67–74.
- Predisposal Management of Radioactive Waste. IAEA General Safety Requirements. No. GSR, Part 5. 2009. Vienna: IAEA.
- Classification of Radioactive Waste. General Safety Guide. No. GSG-1. 2009. Vienna: IAEA.
- Federal Law of the Russian Federation No. 190-FZ of 11.07.2011, as amended by the Federal Law No. 188-FZ of 02.07.2013.
- Decree of the Government of the Russian Federation, No. 1069 of 19.10.2012, as amended by the Decree of the Government of the Russian Federation, No. 95 of 04.02.2015.
- Federal Law of the Russian Federation No. 170-FZ of 21.11.1995.
- Sanitary Rules and Standards SP 2.6.6.2572-2010. 2010.
- Radiation Safety Standards (NRB-99/2009). SanPiN 2.6.1.2523-09.
- Classification of Radioactive Waste. General Safety Guide. No. GSG-1. 2009. Vienna: IAEA.
- Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards. IAEA Safety Standards. General Safety Requirements. No. GSR, Part 3. 2014. Vienna: IAEA.
- National Policies Radioactive Waste Management. 2013. World Nuclear Association. Appendix 3.
- Asmolov V.G., Barchulov V.G., Ivanov E.A., Kochetkov O.A. Very // J. Rosenergoatom. 2014. No. 10.
- IAEA Safety Glossary: Terminology Used in Nuclear Safety and Radiation Protection. 2007. Vienna: IAEA.
- Ivanov E.A., Sharov D.A., Kurindin A.V. // Yad. Radiat. Bezopasn. 2018. No. 2.

The Current Classification of NPP Disposable Solid Radioactive Wastes in Russia Analysis

D. D. Desyatov^{1, *}, I. S. Batakov^{1, **}, A. A. Ekinin^{2, *}, and D. A. Terentiev^{2, ****}**

¹*Ural Federal University, Yekaterinburg, 620002 Russia*

²*Institute of Industrial Ecology, Yekaterinburg, 620990 Russia*

**e-mail: desyatovdenis1995@gmail.ru*

***e-mail: batakov.ivan@yandex.ru*

****e-mail: ekinin@mail.ru*

*****e-mail: terentevdaniel@gmail.com*

Received April 28, 2020; revised June 4, 2020; accepted June 8, 2020

The currently applied classification of disposable radioactive wastes adopted in Russia is considered, and also it is compared with the classification recommended in IAEA public materials. The rationale for the expediency of introducing radioactive waste new categories (exempt waste, and also very short lived waste), the “critical moments” in the existing classification of solid radioactive wastes adopted in the Russian Federation are presented. Based on the “critical moments,” recommendations that were necessary to be introduced into existing legislation to improve the classification of radioactive waste were made, taking into account the public recommendations of the International Atomic Energy Commission of the IAEA and the practices of various countries.

Keywords: radionuclides, NPP radioactive wastes, solid radioactive wastes, radioactive waste classification

МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ
ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ

УДК 539.216.2, 621.373.826

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ АНАЛИЗА СОДЕРЖАНИЯ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА В ОСАЖДЕННЫХ ИЗ ПЛАЗМЫ СЛОЯХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОЙ ДЕСОРБЦИИ

© 2020 г. С. А. Крат^{а, *}, А. П. Харина^а, И. А. Сорокин^{а, б}, В. А. Костюшин^а,
Е. Д. Вовченко^а, В. А. Курнаев^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, г. Москва, 115409 Россия

^бФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141120 Россия

*E-mail: SAKrat@mephi.ru

Поступила в редакцию 12.12.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 16.12.2019 г.

Исследована эффективность метода лазерно-индуцированной десорбции как детектора изотопов водорода при импульсном лазерном облучении (длина волны 1064 нм, 100 мДж, длительность 10 нс) для различных плотностей мощности падающего излучения на насыщенные дейтерием тонкие титановые пленки. При увеличении плотности потока мощности в 16 раз интенсивность пика термодесорбции возрастает более чем на 2 порядка по величине. Долговременное многократное облучение поверхности не приводит к существенному истощению содержания изотопов водорода в изучаемых слоях, позволяя проводить их дальнейший ex-situ анализ.

Ключевые слова: лазерно-индуцированная десорбция, накопление водорода, техника измерений, термодесорбционная спектроскопия

DOI: 10.1134/S2079562920040089

ВВЕДЕНИЕ

Накопление изотопов водорода в термоядерных установках — критически важный вопрос, во многом определяющий их функциональность и время эксплуатации. Накопление радиоактивного изотопа водорода трития ограничивает время жизни установок с точки зрения радиационной безопасности, в частности, согласно норм безопасности, в международном реакторе ИТЭР недопустимо накопление более 1000 г трития [1]. С точки зрения функционирования экспериментальных установок накопление изотопов водорода в приповерхностных слоях обращенных к плазме элементов и их последующая десорбция из этих слоев (водородный рециклинг) являются определяющими с точки зрения поведения плазмы во время разряда [2].

С практической точки зрения измерение накопления водорода в приповерхностных слоях элементов внутренней стенки токамака представляет собой большую сложность, так как ex-situ анализ (с выносом образцов из установки) может давать результаты, существенно отличающиеся от физической картины, наблюдаемой in-vacuo

непосредственно в установке [3], а организация механического доступа к элементам поверхности внутренней стенки, в отличие от элементов внешней стенки, технически затруднена и не всегда возможна [4]. Это особенно касается малых установок, на которых невозможно создание сложных систем референтных образцов, которые возможно было бы извлечь из токамака между разрядами не подвергая их контакту с атмосферой. В связи с этим приоритетным направлением исследований является разработка удаленных методов анализа состава поверхности и накопления изотопов водорода в ней, таких как лазерно-индуцированная эмиссионная спектроскопия (ЛИЭС) и лазерно-индуцированная десорбция (ЛИД). Привлекательность последней состоит, помимо прочего, в ее технической простоте и в простоте интерпретации полученных с ее помощью данных.

В данной работе приведено исследование чувствительности, а также особенностей регистрации сигнала лазерно-индуцированной десорбции по сравнению с классическим термодесорбционным (ТДС) in-vacuo анализом на примере анализа содержания дейтерия в титан-дейтериевых соосажденных слоях микронной толщины.

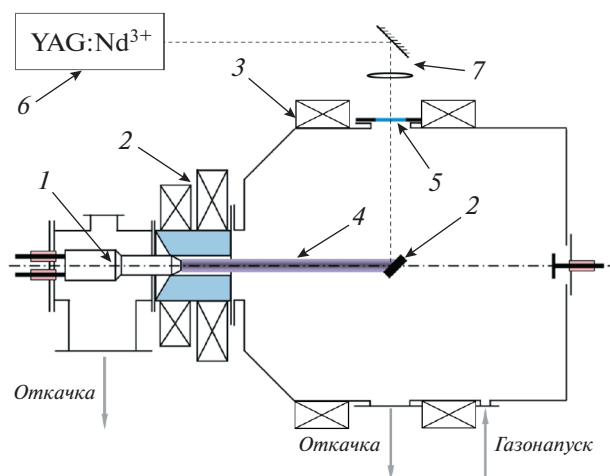


Рис. 1. Схема установки: 1 — электронная пушка, 2 — фокусирующие катушки, 3 — катушки Гельмгольца, 4 — электронный пучок, 5 — кварцевое стекло, 6 — лазер, 7 — оптическая система, 8 — образец.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты по исследованию чувствительности лазерной десорбции проводились на плазменной установке, оснащенной электронной пушкой. Установка представляет собой плазмохимический реактор, используемый для исследования процессов формирования пучковой плазмы и пучково-плазменного разряда (ППР) в слабом магнитном поле как эффективного источника низкоэнергетических ионных потоков для мягкого травления микро- и наноструктур [5–7]. Схема установки с ППР представлена на рисунке 1.

Установка состоит из двух частей, соединенных тонкой (перепадной) трубкой диаметром 20 мм, обеспечивающей перепад давления между камерой электронной пушки и плазменным объемом на порядок. Установка откачивалась до предельного остаточного давления менее 10^{-3} Па двумя диффузионными насосами с азотными криоловушками.

В центральную часть установки с помощью подвижного ввода через шлюз помещались исследуемые образцы. Ввод движения позволял корректировать положение образцов в течение эксперимента. Держатель образца предусматривал тепловую развязку в виде керамических вставок. Для контроля температуры образца использовалась термопара К-типа.

В качестве образцов использовались титан-дейтериевые пленки, осажденные на молибденовую подложку размером 8×8 мм. Толщина слоев составляла от ~ 100 нм до ~ 5 мкм, осаждение титана с дейтерием происходило на установке МР-2 [8] при температурах, близких к комнатной, что гарантирует содержание дейтерия в пленке близкое к стехиометрии TiD_2 . Дейтерид титана был

использован как материал, хорошо переносящий контакт с атмосферным воздухом, содержащий большое количество водорода (дейтерия) на атом металла, с ранее исследованным хорошо известным десорбционным спектром водорода.

Нагрев для проведения термодесорбционной спектроскопии в настоящей работе проводился двумя методами: лазерным излучением и электронным пучком. В качестве источника лазерного излучения использовался YAG:Nd³⁺ лазер с длиной волны 1.064 мкм.

При облучении мишени пучком лазерного излучения использовались два режима. В первом режиме мишень облучалась прямым лазерным пучком без использования формирующей оптики. Для энергии лазерного пучка 0.1 Дж, длительности импульса 10 нс и диаметре пучка 6 мм интенсивность на мишени составила величину $3.5 \cdot 10^7$ Вт/см². Во втором режиме (фокусировки) собирающая кварцевая линза с фокусным расстоянием 50 см располагалась перед окном вакуумной камеры на расстоянии 65 см от мишени. При этом диаметр пятна на мишени был уменьшен до 1.8 мм, что на порядок увеличило интенсивность излучения на мишени (до $4 \cdot 10^8$ Вт/см²).

После лазерного облучения для определения остаточного содержания дейтерия в пленках, а также для определения влияния лазерного излучения на десорбционный спектр водорода и характерные температуры десорбции с помощью электронного пучка проводился ТДС анализ поверхности. Нагрев проводился в широком диапазоне температур (до 800°C). Электронный пучок в основную камеру инжектировался с помощью диодной пушки Пирса с косвенным накалом LaB₆ катода. Энергия пучка варьировалась в диапазоне от 1 до 4 кэВ с током эмиссии — до 500 мА. Поперечный размер электронного пучка зависит от продольного магнитного поля, создаваемого в области дрейфа (в области перепадной трубки между двумя частями камеры) с помощью фокусирующих катушек (индукцией до 10 мТл), в основной камере — с помощью катушек Гельмгольца (до 13 мТл). Диаметр электронного пучка в среднем составлял 1 см, что позволяло равномерно нагревать используемые образцы. Линейное нарастание температуры при проведении ТДС обеспечивалось с помощью увеличения тока в фокусирующих катушках, при этом ускоряющее напряжение и ток эмиссии электронной пушки оставались неизменными в течение нагрева.

Для фиксации потоков газа, десорбированных из покрытий под действием лазерного излучения и нагревом электронным пучком, использовался квадрупольный масс-спектрометр Extorr 100M. Фиксировались сигналы ионов 3-х различных

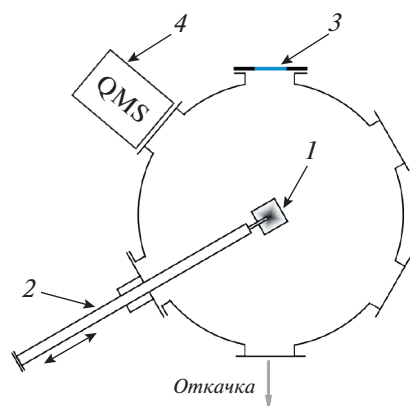


Рис. 2. Расположение экспериментального оборудования в камере установки: 1 — образец, 2 — ввод движения, 3 — кварцевое стекло, 4 — квадрупольный масс-спектрометр.

атомных масс — 2-ой (H_2), 3-ей (HD), 4-ой (D_2). Время набора статистики сигнала каждой массы составляло 28 мс, таким образом, время сбора одной точки составляло 84 мс. Такое время было выбрано исходя из соображений получения достаточной чувствительности для регистрации ненулевого фонового сигнала 4-ой массы (D_2).

На рис. 2 представлено расположение оборудования в центральном сечении установки.

При изучении зависимости сигналов потоков десорбирующих частиц от плотности потока мощности для различных толщин пленок последние облучались лазерным излучением с разной фокусировкой. Облучение происходило сначала в режиме однократного импульса, а потом в режиме многократных импульсов, при котором на образец воздействовало лазерное излучение с частотой 10 Гц.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Сфокусированное облучение

На рисунке 3 отображена зависимость сигналов водород-содержащих масс от времени при однократном сфокусированном лазерном импульсном облучении толстого (~ 5 мкм) слоя TiD_x на мишени. Можно видеть, что наблюдается интенсивный пик десорбции 4-ой (D_2) и 3-ей (HD) атомных масс. При этом для толстой пленки преобладающим является сигнал 4-ой массы, что говорит о преимущественной десорбции D_2 с поверхности, то есть о рекомбинационном механизме десорбции. Вероятнее всего, сигнал 3-ей атомной массы связан не с наличием большого количества протия в облучаемом слое, а с десорбцией атомарного дейтерия с поверхности в результате ее частичного испарения и его

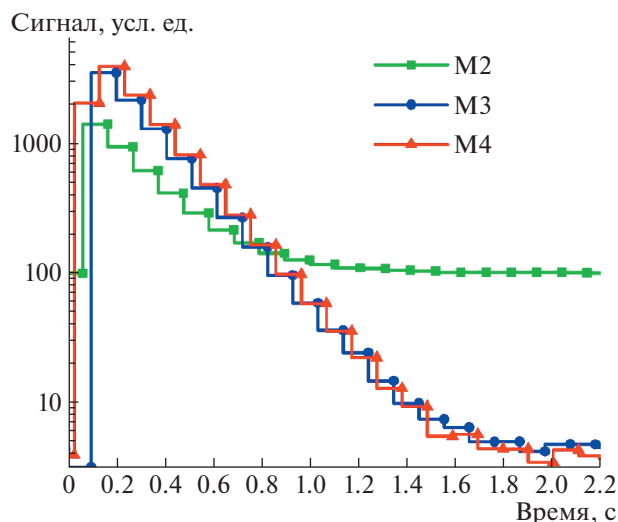


Рис. 3. зависимость десорбционных потоков 2-ой, 3-ей, 4-ой атомных масс при однократном сфокусированном облучении лазером толстой TiD_x пленки от времени после импульса

последующей рекомбинацией с протием остаточных газов на стенках установки. Временной фронт нарастания сигнала составляет менее 28 мс (время набора статистики квадрупольным масс-спектрометром для снятия одной точки). Для пика характерен экспоненциальный спад после начального импульса, связанный с конечной скоростью вакуумной откачки в установке, и описываемый

уравнением $I_0 \sim e^{-\frac{t}{\tau}}$, где $\tau \approx 0.2$ с — постоянная откачки. Время полного выхода на фон составляет ~ 1.6 с. При этом превышение уровня сигнала над фоновым уровнем составляет три порядка. Таким образом, можно говорить о высокой чувствительности метода из-за высокой скорости нагрева и соответствующего ему короткого фронта десорбции.

При многократном облучении образца лазером с частотой импульса 10 Гц наблюдается картина быстрого начального выхода изотопов водорода с последующим спадом после $t \sim 20$ с, то есть после ~ 200 импульсов (рис. 4). Можно видеть, что с каждым последующим импульсом наблюдается быстрый спад отклика (сигнала десорбции) на облучение. Вероятно, это связано с обеднением после импульса приповерхностного слоя дейтерием. При этом даже после более чем 2000 импульсов не наблюдается полного истощения дейтерия в облучаемой области, о чем можно судить по мгновенному спаду сигнала дейтерия и дейтерида протия после конца облучения. Так как макроскопический нагрев образца в конце облучения, измеренный термопарным измерителем К-

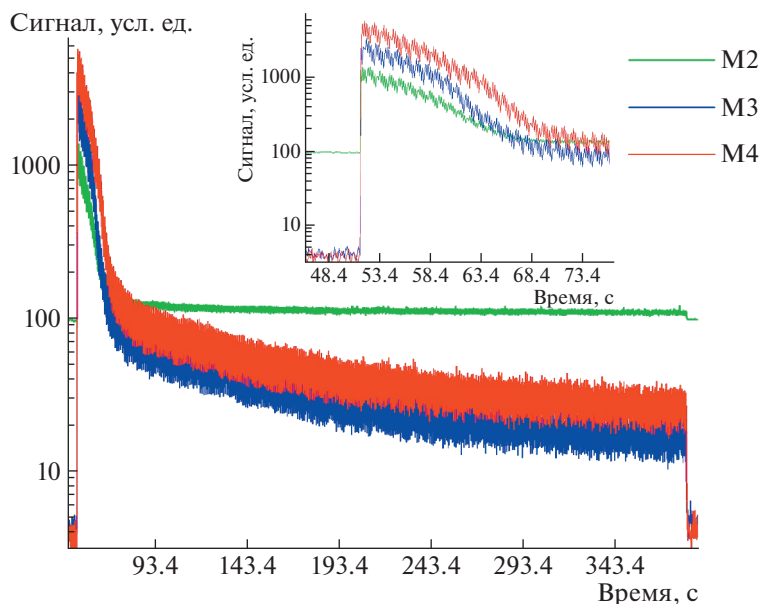


Рис. 4. Зависимость от времени сигналов термодесорбции 2-ой, 3-ей, 4-ой атомных масс при многократном сфокусированном облучении лазером толстой TiD_x пленки.

типа, закрепленным на обратной стороне образца, не превышал 100°C , можно предположить, что диффузия дейтерия из других областей пленки в область облучения (где должен был происходить локальный перегрев поверхности) должна быть малой.

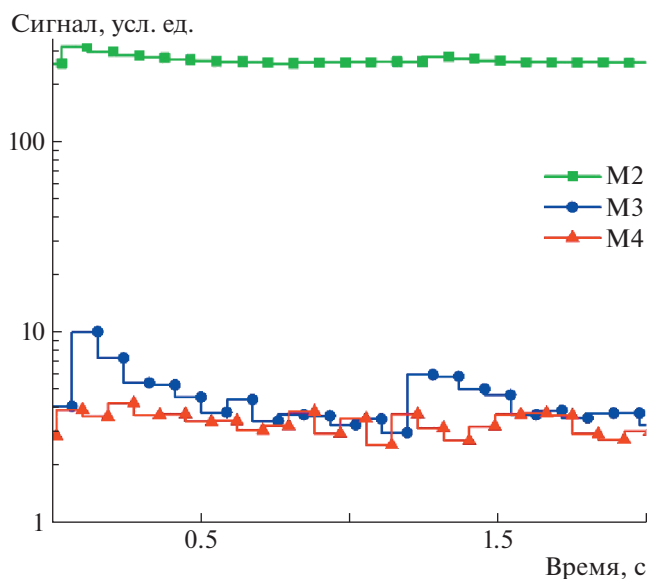


Рис. 5. Зависимость от времени сигналов термодесорбции 2-ой, 3-ей, 4-ой атомных масс при двукратном сфокусированном облучении лазером тонкой TiD_x пленки.

При сфокусированном облучении тонких (толщиной ~ 100 нм) пленок (рис. 5) можно видеть, что, в отличие от толстой пленки, для которой наибольшим сигналом является сигнал 4-ой массы (D_2), для тонкой пленки сигнал 4-ой массы не наблюдается вообще, а наблюдается выход только 3-ей массы. При этом в отличие от толстой пленки, наблюдалось локальное разрушение тонкой пленки после лазерного облучения. Таким образом, можно предположить, что происходит выход атомарного дейтерия в ходе испарения поверхностного слоя и его дальнейшая рекомбинация с противнем на стенках установки, в то время как при облучении толстой пленки происходит как испарение атомарного дейтерия, так и десорбция дейтерия в виде молекул дейтерия из-за нагрева сравнительно толстого слоя Ti-D без его разрушения.

Таким образом, можно сказать, что лазерно-стимулированная десорбция сфокусированным лазерным пучком является эффективным и высокочувствительным методом детектирования содержания изотопов водорода в осажденных на поверхности тонких слоях, обеспечивающая регистрацию полезного сигнала более чем на 3 порядка по величине превышающего фоновое значение.

Несфокусированное облучение

На рис. 6 представлена картина многократного облучения всей поверхности образца несфокуси-

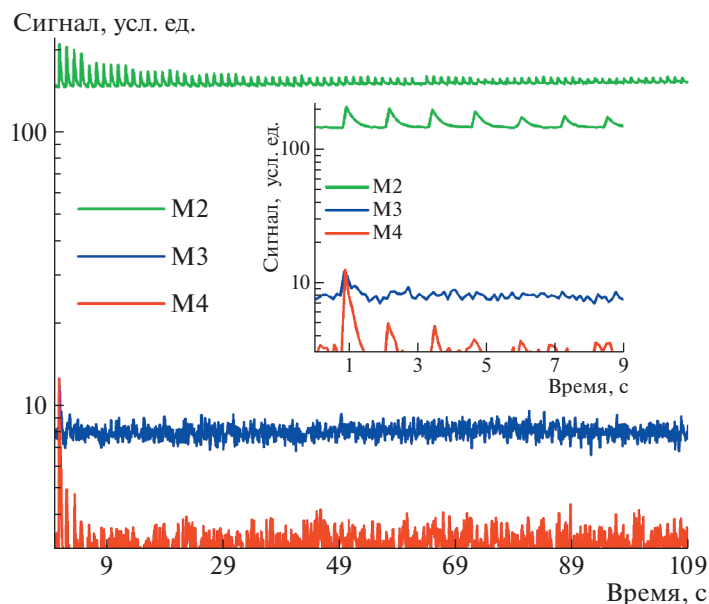


Рис. 6. Зависимость сигналов термодесорбции 2-ой, 3-ей, 4-ой атомных масс при многократном несфокусированном облучении толстой Ti-D пленки лазером от времени.

рованным лазерным облучением, равномерно распределенным по всей поверхности образца, с частотой 1 Гц. Можно видеть, что отклик образца на облучение гораздо слабее, чем при облучении сфокусированным облучением, несмотря на большую облучаемую поверхность. Так, сигнал 4-ой атомной массы превышает фон в 10 раз, то есть уровень сигнала в 100 раз меньше, чем при

сфокусированном облучении, сигнал 2-ой атомной массы в 10 раз меньше, чем при облучении сфокусированным лазерным облучением. При этом важно отметить, что в отличие от облучения сфокусированным лазерным облучением, практически полностью отсутствует сигнал 3-ей атомной массы. Вероятной причиной данной разницы является меньший нагрев поверхности,

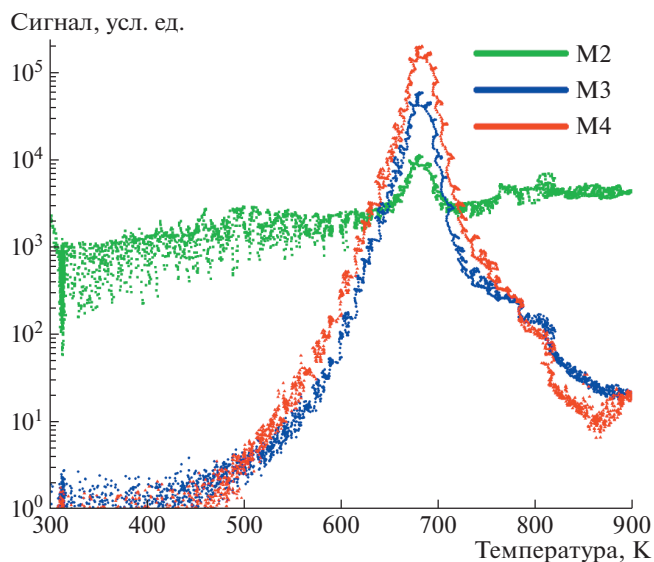


Рис. 7. ТДС-спектр водород-содержащих масс при ТДС-анализе толстой Ti-D пленки, предварительно облученной лазером без фокусировки.

что приводит к меньшей вероятности выхода атомарного дейтерия из пленки с последующей рекомбинацией с протием.

После завершения облучения несфокусированным пучком, то есть после того, когда перестал регистрироваться отклик на лазерное облучение, был проведен анализ остаточного содержания дейтерия в пленке методом классического ТДС. Нагрев производился электронным пучком с энергией электронов 1 кэВ. Полученный ТДС-спектр представлен на рис. 7.

Сравнивая с термодесорбционными опытами, проведенными для референтных образцов без предварительного лазерного облучения, можно утверждать, что обеднение поверхности за счет лазерно-индуцированной десорбции не сказалось сколь-либо существенно на спектре ТДС Ti-D пленки. Максимум десорбции наблюдается при 700 К, характерный для десорбции изотопов водорода из Ti-D пленок после контакта с атмосферным воздухом. При этом по сравнению с лазерно-индуцированной десорбцией, за счет большего потока мощности в пучке электронов и нагрева как образца, так и его держателя, фон сигнала 2-ой массы был существенно (почти на порядок) при ТДС-анализе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование влияния фокусировки лазерного излучения на чувствительность метода лазерно-индуцированной десорбции к изотопам водорода. Исследование проводилось на Ti-D соосажденных слоях с большой концентрацией дейтерия.

Было показано, что лазерно-индуцированная десорбция применима для детектирования изотопов водорода в соосажденных слоях микрометровых толщин. С ростом плотности мощности излучения резко возрастает чувствительность метода. При этом даже одновременное многократное облучение поверхности не приводит к существен-

ному истощению содержания изотопов водорода в изучаемых слоях, позволяя проводить их дальнейший ex-situ анализ.

Отмечено, что как толщина изучаемого слоя, так и фокусировка излучения оказывают существенное влияние на наблюдаемое соотношение компонентов десорбции. С ростом концентрации излучения растет выход сигнала 3-ей массы, вероятнее всего, из-за увеличения выхода атомарного дейтерия из пленок с его последующей рекомбинацией на стенках установки с атомами протия, либо же за счет рекомбинации дейтерия с протием на поверхности образца под действием облучения. Для тонких пленок наблюдалось отсутствие существенного выхода D_2 при уже существенном выходе HD. Таким образом, нельзя судить о наличии тяжелых изотопов водорода в соосажденных слоях только по наблюдаемому сигналу 4-ой атомной массы, необходимо регистрировать и 3-ю атомную массу, особенно для тонких слоев.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-12-01575.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Shimada M. et al. // J. Nucl. Mater. Netherlands. 2013. V. 438. P. S996–S1000.
2. Zakharov L.E. // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. No. 9. P. 096008.
3. Ryabtsev S.A. et al. // Phys. Scr. 2017. V. 170. P. 014016.
4. Mayer M. et al. // J. Nucl. Mater. 2013. V. 438. P. S780–S783.
5. Isaev N.V. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57. No. 1. P. 82–85.
6. Isaev N.V., Chmil' A.I., Shustin E.G. // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30. No. 3. P. 263–268.
7. Shustin E.G. et al. // Vacuum. 2009. V. 83. No. 11. P. 1350–1354.
8. Krat S.A. et al. // Vacuum. 2014. V. 105. P. 111–114.

Investigation of the Laser Radiation Focusing Effect on the Sensitivity of Analysis of the Hydrogen Isotope Content in Plasma-Deposited Layers by Laser-Induced Desorption

S. A. Krat^{1,*}, A. P. Kharina¹, I. A. Sorokin^{1, 2}, V. A. Kostyushin¹, E. D. Vovchenko¹, and V. A. Kurnaev¹

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

² Fryazino Branch, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, Fryazino, Moscow oblast, 141120 Russia

*e-mail: SAKrat@mephi.ru

Received December 12, 2019; revised December 16, 2019; accepted December 16, 2019

The efficiency of the laser-induced desorption method as a detector of hydrogen isotopes under pulsed laser irradiation (wavelength 1064 nm, 100 mJ, duration 10 ns) for different power densities of incident radiation

on deuterium-saturated thin titanium films was investigated. When the power flow density increases by 16 times, the intensity of the thermal desorption peak increases by more than 2 orders of magnitude. Longterm repeated irradiation of the surface does not lead to significant depletion of the content of hydrogen isotopes in the studied layers, allowing their further ex-situ analysis.

Keywords: laser-induced desorption, hydrogen accumulation, measurement techniques, thermal desorption spectroscopy

**МАТЕРИАЛЫ И ТЕХНОЛОГИЯ
ДЛЯ НОВЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭНЕРГИИ**

УДК 533.924

**О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ СПЕКТРОСКОПИИ РАССЕЯНИЯ
ПРОТОНОВ КЭВНЫХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ АНАЛИЗА ПОВЕРХНОСТИ
ОБРАЩЕННЫХ К ПЛАЗМЕ ЭЛЕМЕНТОВ НЕПОСРЕДСТВЕННО
В ТЕРМОЯДЕРНЫХ УСТАНОВКАХ С СОБСТВЕННЫМ
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

© 2020 г. **В. А. Курнаев^а**, Д. Г. Булгадарян^{а, *}, Д. Н. Синельников^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

^{*}E-mail: DBGulgadaryan@mephi.ru

Поступила в редакцию 31.07.2020 г.

После доработки 31.07.2020 г.

Принята к публикации 31.07.2020 г.

Процессы эрозии и переосаждения обращенных к плазме материалов термоядерных установок (ТЯУ) являются важнейшими факторами, влияющими на конечные параметры получаемой плазмы, ресурс первой стенки и ТЯУ в целом. Метод анализа тонких слоев на поверхности с помощью рассеяния ионов водорода кэвных энергий расширяет функциональные возможности определения скорости эрозии и осаждения слоев с большим атомным номером на подложку из легкого элемента, либо, наоборот, легких слоев на тяжелую подложку, что характерно для современных термоядерных установок. Анализ осаждения и/или эрозии заключается в помещении в плазменную установку специальных маркерных мишеней со слоями материала с малым атомным номером и/или материала с большим атомным номером в те места установки, в которых предполагается исследовать скорость эрозии и/или осаждения, с последующим анализом энергетических спектров отраженных от экспонированных мишеней ионов водорода с энергиями в килоэлектронвольтном диапазоне. В данной работе приведены оценки применимости данной методики непосредственно в ТЯУ с учетом характерных параметров пристеночной плазмы.

Ключевые слова: взаимодействие плазмы с поверхностью, ионное рассеяние, анализ поверхности

DOI: 10.1134/S2079562920040107

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из ключевых аспектов, определяющих работоспособность современных термоядерных установок (ТЯУ), является поверхностно-плазменное взаимодействие, приводящее, в том числе, к эрозии и переосаждению материалов обращенных к плазме элементов (ОПЭ) [1, 2].

Компьютерное моделирование [3, 4] и проведенные на установке “Большой масс-монохроматор “МИФИ” эксперименты [5, 6] показали, что спектроскопия рассеяния протонов кэвных энергий может быть применена для анализа толщины поверхностных слоев из тяжелого материала на легкой подложке (и наоборот) в диапазоне толщин до нескольких десятков нанометров, что релевантно современному ТЯУ, в которых используются комбинации легких и тяжелых материалов ОПЭ. Использование протонов кэвных энергий делает возможным применение данной методики непосредственно в термоядерных установках с

магнитным удержанием. В работе [7] описаны испытания анализатора, реализующего данную методику, на линейном симуляторе ПР-2. В данной работе приведены оценки применимости метода с учетом движения первичных и отраженных частиц в слое пристеночной плазмы с параметрами, характерными для современных ТЯУ.

2. КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТЫ

Анализ энергетических спектров протонов, отраженных от бериллиевой мишени с поверхностным слоем вольфрама разной толщины [4], показывает, что с ростом толщины вольфрамового слоя растет амплитуда и полуширина пика, сформированного этим слоем. При толщинах вольфрама до 10 нм, диагностическом пучке ионов водорода с энергией до 25 кэВ и регистрации отраженных частиц под углом 30°–60° зависимость полуширины пика от толщины слоя хо-

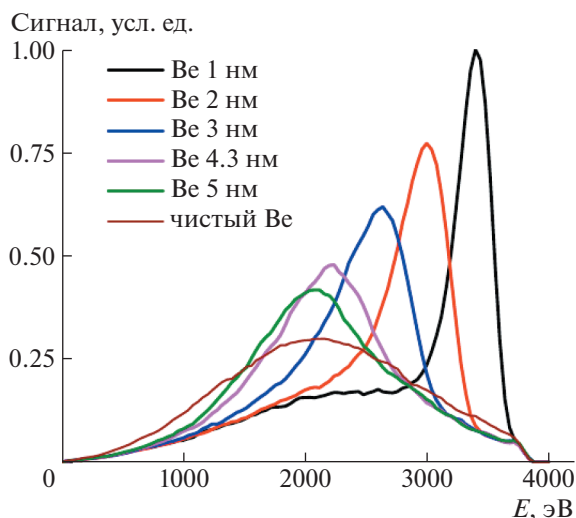


Рис. 1. Расчетные энергетические спектры ионов водорода с начальной энергией $E_0 = 4000$ эВ, отраженных на угол $\theta \approx 40^\circ$ от трехслойной мишени, состоящей из бериллиевой подложки, тонкого (0.6 нм) слоя вольфрама и напыленного поверх него слоя бериллия разной толщины. Также показан референсный спектр частиц, отраженных от чистого бериллия.

рошо аппроксимируется линейной функцией. При использовании энергоанализатора с энергетическим разрешением порядка 0.01 погрешность определения толщины поверхностного слоя составляет ~ 0.3 нм. Естественно, что с уменьшением энергии ионов диагностического пучка погрешность падает, но при этом уменьшается и диапазон толщин поверхностного слоя, в котором зависимость толщины от ширины пика является линейной. Например, при начальной энергии пучка $E_0 = 4000$ эВ погрешность определения толщины в диапазоне 0.5–2.5 нм составляет 0.15 нм. При увеличении энергии возрастает глубина анализа и положительная зарядовая фракция отраженных частиц [8], что повышает чувствительность метода или снижает необходимую для проведения анализа дозу облучения. В диапазоне энергий 4–25 кэВ разрешение по глубине более чем на порядок выше, чем при использовании спектроскопии резерфордовского обратного рассеяния (~ 5 нм), что позволяет определять скорость осаждения при существенно меньшей экспозиции в плазме.

На рис. 1 в качестве примера показаны смоделированные в коде бинарных столкновений SCATTER [9] энергетические спектры ионов водорода с начальной энергией $E_0 = 4000$ эВ, отраженных от маркерной мишени, состоящей из бериллиевой подложки и тонкого (0.6 нм) слоя вольфрама, на поверхность которого происходит осаждение бериллия. С увеличением толщины

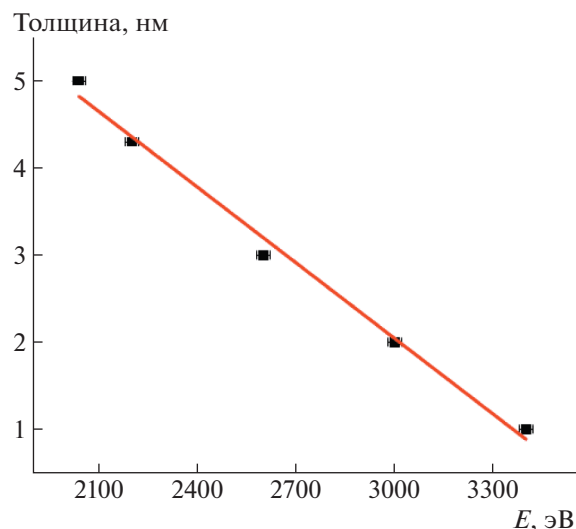


Рис. 2. Зависимость положения пика от толщины поверхностного слоя Ве.

поверхностного слоя бериллия пик, сформированный ионами, смещается в сторону низких энергий. Зависимость толщины слоя бериллия от положения пика в диапазоне толщин вплоть до 5 нм линейна (рис. 2). Погрешность определения толщины поверхностного слоя в данном случае составляет не более 0.16 нм, что в ~ 20 раз меньше, чем при методе обратного резерфордовского рассеяния. Таким образом, использование маркерной мишени с тонким слоем напыленного вольфрама позволяет определять осаждение слоев Ве до толщины примерно 4.5 нм, даже используя для анализа низкоэнергетические пучки ионов водорода. Увеличение энергии существенно повышает глубину анализа. Трехслойная маркерная мишень со слоем Ве, нанесенного поверх слоя вольфрама, наоборот, позволит определить его эрозию по мере утонения напыленного слоя. Если маркерная мишень установлена на подвижном вводе, который позволяет ее периодически извлекать из установки для анализа, то рассеяние ионов водорода кэВных энергий позволяет следить за осаждением даже после незначительной по времени экспозиции в установке.

Как показали эксперименты, описанные в статье [5], нанесение тяжелых элементов на подложку из более легкого материала (Au на Si) позволяет при той же энергии диагностического пучка в 25 кэВ контролировать по ширине спектра отраженных частиц толщину осажденного слоя до 7 нм. Таким образом, с использованием специально приготовленных маркерных мишеней с помощью рассеяния ионов водорода кэВных энергий можно контролировать как процессы осаждения, так и эрозии в разных обращенных к плазме

элементах установок тонких слоев вещества либо с большим, либо с малым атомным номером.

Этот метод также возможно применять непосредственно в термоядерных установках *in situ*, без извлечения маркерной мишени из установки. Для этого предлагается установить на обращенном к плазме элементе термоядерной установки с сильным продольным магнитным полем малогабаритный анализатор, включающий в себя источник ионов водорода кэВных энергий и детектор отраженных от стенки ионов [7].

Например, для поля на внешнем обводе тора величиной 3 Тл ларморовский радиус протонов

$$R_{Lp} [\text{м}] = 1.44 \cdot 10^{-4} \frac{\sqrt{E [\text{эВ}]} }{B [\text{Тл}]} \text{ с энергией 8 кэВ со-}$$

ставляет всего 0.43 см, что позволяет реализовать данный анализатор в очень маленьком объеме как вставную часть обращенных к плазме элементов (рис. 3). Входная щель размером примерно в 1 мм вырезает из пучка различных по массе ионов водорода только протоны, поэтому компонентный состав извлекаемого из источника пучка не влияет на результаты анализа. Анализ можно проводить непосредственно во время рабочего импульса, так как длина свободного пробега протонов с энергией порядка 10 кэВ в пристеночной плазме с типичными параметрами: экспоненциально спадающая концентрация от $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ у сепаратрисы до $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ у стенки делает длину свободного пробега частиц диагностического пучка много больше длины их траектории до попадания на контрольную мишень и затем на конвертор. Действительно, даже при концентрации нейтралов $n_a \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и сечении перезарядки $\sigma_{cx} \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ [10] длина свободного пробега $\lambda = 1/(n_a \sigma_{cx}) \approx 100 \text{ см}$, то есть много больше R_{Lp} . Расчетное пристеночное падение потенциала $\sim 3kT_e$ [11] действует на очень небольшой длине порядка долей мм, сначала тормозя, а затем ускоряя ионы диагностического пучка, и практически не влияет на траекторию протонов с энергией порядка 10 кэВ. В [12] на основании данных о параметрах пристеночной плазмы в разных токамаках приведены значения величины электрического поля, которое может быть достаточно сильным, но лишь на малых расстояниях.

Экспериментальные данные по распределению плотности и температуры плазмы в пристеночной области в самом крупном в настоящее время токамаке JET в H-моду показывают [13], что даже с учетом формирования локализованной на периферии моды с повышенными потоками энергии в пристеночном слое (ELM) на расстоянии 2–3 см от стенки концентрация плазмы не превышает 10^{13} см^{-3} , а температура составляет 50 эВ и к стен-

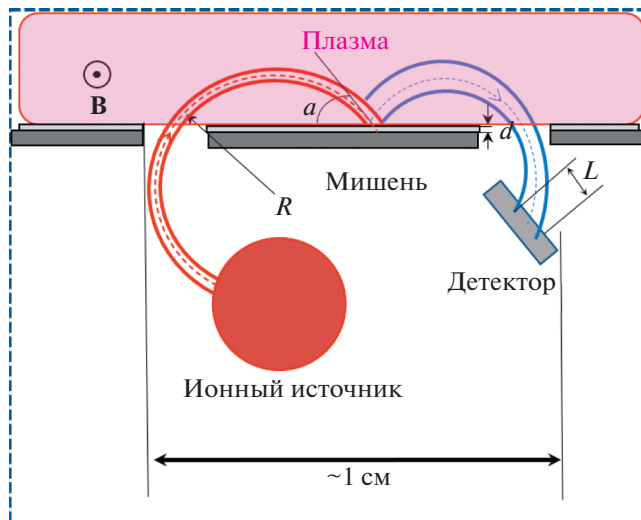


Рис. 3. Принципиальная схема работы встраиваемого анализатора поверхности по ионному рассеянию для применения в термоядерных установках.

ке плавно падает. После прохождения ELM электронная температура совсем низкая (до 30 эВ, что дает значение пристеночного падения потенциала менее 100 эВ).

Несколько сложнее обстоит дело с отраженными протонами в низкоэнергетической части спектра при установке анализатора в области дивертора. В случае повышенной концентрации нейтральных атомов, как, например, это может быть в так называемом газовом диверторе (в котором концентрация может повышаться до $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$), достигающий конвертера поток частиц может быть ослаблен из-за перезарядки. Следует также иметь в виду, что на последнем участке траектории первичных ионов до падения на мишень перезарядка в нейтралы практически не влияет на угол падения частиц, а формирование отраженной протонной фракции не зависит от начального зарядового состояния падающих частиц. Поэтому в большинстве случаев рассеянием частиц и их перезарядкой на нейтралах в пристеночном слое можно пренебречь [14].

Для установок со сверхпроводящим соленоидом тороидального магнитного поля такой анализ в промежутках между плазменными импульсами вообще свободен от наводок и возможных дополнительных искажений сигнала в пристеночной плазме. Для увеличения чувствительности ширина ленточного пучка и, следовательно, полная интенсивность извлекаемого из источника ионов тока может быть увеличена в направлении магнитного поля без большого изменения разрешающей способности анализатора, не-

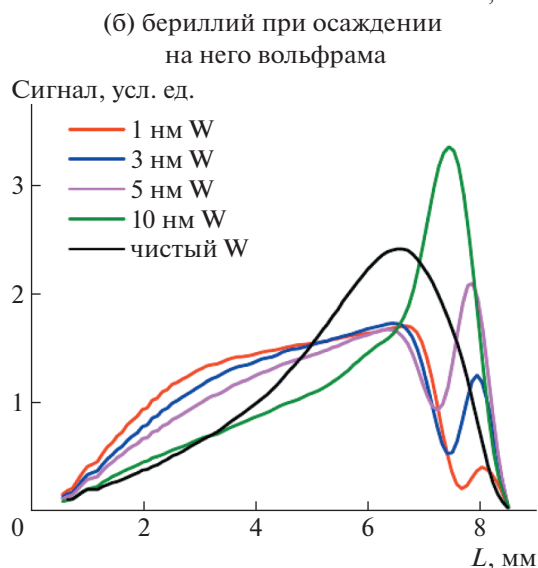
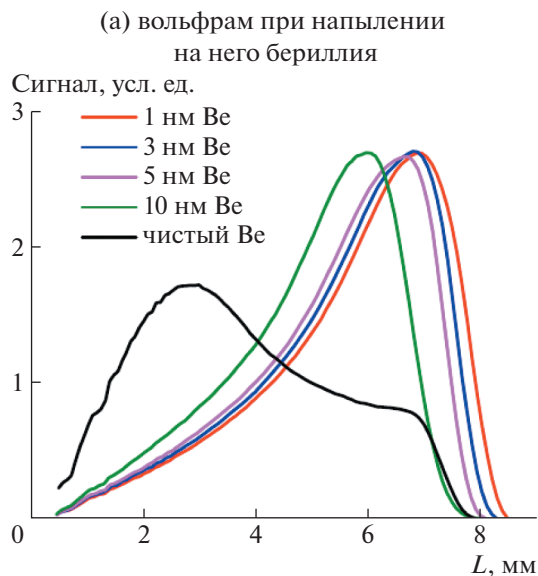


Рис. 4. Расчетные распределения по длине конвертера протонов, отраженных от контрольной мишени при энергии протонов 8 кэВ и угле падения на мишень 45° .

сколько ухудшающейся из-за попадания на поверхность конвертера частиц, отраженных под углами, лежащими вне плоскости рисунка, однако их вклад довольно мал, так как при таких углах падения отраженный пучок еще сильно анизотропен с максимумом интенсивности вблизи угла зеркального отражения. На рис. 4 приведены рассчитанные в коде SCATTER с учетом движения частиц в магнитном поле распределения по длине конвертера отраженных протонов для двух типичных случаев: осаждения тонких слоев бериллия на поверхности вольфрама и, наоборот, — осаждения атомов вольфрама на поверхность из

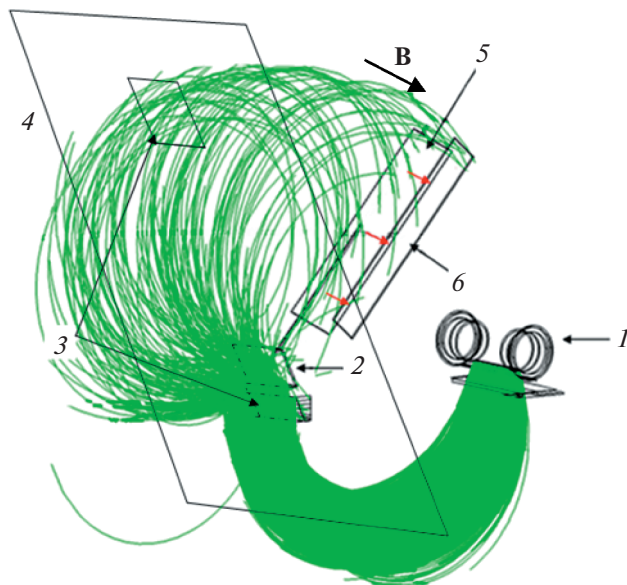


Рис. 5. Движение частиц в модели встраиваемого анализатора. 1 — ионный источник, 2 — мишень, 3 — диафрагма для входа в разрядную камеру пучка и выхода отраженных частиц, 4 — элемент первой стенки, 5 — ионно-электронный конвертор, 6 — позиционно-чувствительный детектор, стрелками показано направление движения вторичных электронов.

бериллия. Видно, что заметное изменение спектра при анализе осаждения Ве на W начинается при толщинах порядка 10 нм. При осаждении же W на Ве даже при очень тонких слоях осажденного вещества наблюдается очень резкий рост высокоэнергетического пика при толщинах до 10 нм.

На рис. 5 показаны траектории движения первичных и отраженных от мишени протонов в виртуальном макете подобного анализатора, смоделированные в пакете COMSOL Multiphysics. При моделировании ионного источника расходимость моноэнергетического пучка протонов была принята равной 8° , поэтому наблюдается достаточно большой угловой разброс траекторий. Частицы ускоряются в промежутке между ионным источником и электродом, находящимся под потенциалом первой стенки и диафрагмируются в плоскости первой стенки установки и движутся в поперечном магнитном поле до и после столкновения с мишенью. Поле в пределах траектории ионов можно считать практически однородным из-за малого радиуса траектории ионов, в пределах которого изменение значения тороидального магнитного поля существующих и проектируемых термоядерных установок очень мало $R_{Lp}/R = (1-5) \cdot 10^{-3}$, где R — значение большого радиуса установки в месте расположения анали-

затора. Отраженные от мишени протоны также через щель попадают в конвертор, состоящий из наклоненной по отношению к магнитному полю установки пластины, эмитированные из которой вторичные электроны, распространяясь с малым ларморовским радиусом вдоль поля, попадают в позиционно чувствительный детектор вторичных электронов.

В модели учитывалась резонансная перезарядка первичных ионов на нейтральных атомах водорода с повышенной их концентрацией (10^{13} см^{-3}) при сечении перезарядки 10^{-15} см^2 . Поскольку при этом длина свободного пробега значительно больше характерной длины траектории протонов в анализаторе ($\sim 3 \text{ см}$), то существенного ослабления потока первичных частиц не происходит. Таким образом, регистрируя изменение сигнала в наиболее характерных областях попадания частиц на поверхности конвертора, можно наблюдать начальные стадии процесса осаждения слоев элементов с резко отличающимся атомным номером.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена схема реализации спектроскопии рассеяния протонов кэВных энергий непосредственно в ТЯУ с магнитным полем для непосредственного контроля переосаждения вещества на обращенный к плазме контрольный элемент поверхности установки, расположенный на уровне окружающих его поверхностей. Приведены смоделированные энергетические спектры отраженных протонов при их начальной энергии $\sim 10 \text{ кэВ}$, демонстрирующие реализуемость методики при движении первичных и отраженных частиц в собственном магнитном поле установки с полем порядка единиц Тесла. Проведены оценки, показывающие, что рассеянием частиц в пристеночной плазме с характерными для современных ТЯУ параметрами можно пренебречь.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Philipps V., Wienhold P., Kirschner A., Rubel M. // *Vacuum*. 2002. V. 67. P. 399.
2. Naujoks D., Behrisch R. // *J. Nucl. Mater.* 1995. V. 220–222. P. 227.
3. Bulgadaryan D., Kolodko D., Kurnaev V., Sinelnikov D. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016. V. 748. P. 012016.
4. Bulgadaryan D., Kurnaev V., Sinelnikov D., Efimov N. // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. V. 941. P. 012022.
5. Bulgadaryan D., Sinelnikov D., Kurnaev V., Efimov N., Borisyuk P., Lebedinskii Y. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B., Sect. B.* 2019. V. 438. P. 54.
6. Bulgadaryan D.G., Sinelnikov D.N., Efimov N.E., Kurnaev V.A. // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys., Sect. B.* 2020. V. 84. P. 742.
7. Булгадарян Д.Г., Синельников Д.Н., Сорокин И.А., Курнаев В.А., Ефимов Н.Е. // *Ядерная физика и инжиниринг*. 2019. Т. 10. № 1. С. 63–66 [Bulgadaryan D.G., Sinelnikov D.N., Sorokin I.A., Kurnaev V.A., Efimov N.E. // *Phys. At. Nucl.* 2019. V. 82. P. 1364].
8. Курнаев В.А., Протасов Ю.С., Цветков И.В. // *Введение в пучковую электронику*. 2008. Москва: Троянт.
9. Koborov N.N. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B.* 1997. V. 129. P. 5.
10. Смирнов Б.М. // *Физическая энциклопедия* (в 5-ти томах). Гл. ред. Прохоров А.М. 1988. Москва: Советская энциклопедия.
11. Stangeby P.C. // *Nucl. Fusion*. 2012. V. 52. P. 083012.
12. Kurnaev V.A., Tatarinova N.V. // *J. Nucl. Mater.* 1995. V. 220–222. P. 939.
13. Borodkina I., Borodin D., Kirschner A., Tsvetkov I.V., Kurnaev V.A., Komm M., Dejarnac R., *JET Contributors* // *Contrib. Plasma Phys.* 2016. V. 56. P. 640.
14. Wiesen S., Brezinsek S., Wischmeier M., la Luna E.D., Groth M., Jaervinen A.E., de la Cal E., Losada U., de Aguilera A.M., Frassinetti L., Gao Y., Guillemaut C., Harting D., Meigs A., Schmid K., Sergienko G., *JET Contributors* // *Nucl. Fusion*. 2017. V. 57. P. 066024.

On the Possibility of Surface Analysis by keV-Energy Proton Scattering in Magnetic Fusion Devices

V.A. Kurnaev^{1, †}, D.G. Bulgadaryan^{1, *}, and D.N. Sinelnikov¹

¹ National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: DGBulgadaryan@mephi.ru

Received July 31, 2020; revised July 31, 2020; accepted July 31, 2020

Erosion and redeposition processes of plasma-facing materials in fusion devices are the essential factors affecting near-wall and core plasma parameters and device lifetime. To determine the possibility of *in situ* analyzing these processes we developed the experimental model of built-in surface analyzer utilizing low-energy

proton scattering spectroscopy. We present the results of experimental approbation of the proposed method. The processes of erosion and redeposition of plasma-facing materials in fusion devices are some of the most important factors affecting the plasma parameters and the resource of the first wall. The method of analyzing thin layers on a surface using keV-energy proton scattering expands the functionality of determining the rate of erosion and deposition of layers with a large atomic number on a substrate from a light element, or, conversely, light layers on a heavy substrate, which is typical for modern fusion installations. The analysis of deposition and/or erosion consists in placing special marker targets with layers of material with a low atomic number and/or material with a large atomic number in the places of the installation in which it is supposed to study the rate of erosion and/or deposition, with the subsequent analysis of energy spectra of hydrogen ions reflected from exposed targets with energies in the kiloelectron-volt range. In this paper, estimates of the applicability of this technique directly in a fusion device are given, considering the characteristic parameters of the near-wall plasma.

Keywords: plasma-surface interaction, ion scattering, surface analysis

[†] Deceased.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 539.123

СЕЧЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ ГАЛЛИЯ-71

© 2020 г. С. В. Семенов*

*Национальный исследовательский центр “Курчатовский Институт”,
пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия*

*E-mail: *Semenov_SV@nrcki.ru*

Поступила в редакцию 06.09.2019 г.

После доработки 03.08.2020 г.

Принята к публикации 04.08.2020 г.

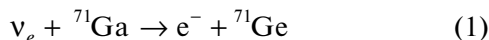
Рассматривается взаимодействие нейтрино, излучаемых искусственными источниками, изотопами ^{37}Ar , ^{51}Cr , ^{65}Zn , с ядрами галлия-71, что представляет интерес для калибровочных экспериментов, направленных на обнаружение стерильных нейтрино. Сечение поглощения нейтрино рассчитывается с учетом новых экспериментальных результатов по измерению величины порога реакции. На основе данных, полученных при изучении реакции перезарядки, проводится оценка вкладов в сечение возбужденных состояний германия-71.

Ключевые слова: искусственные источники нейтрино, сечение поглощения нейтрино, реакция перезарядки

DOI: 10.1134/S2079562920040156

ВВЕДЕНИЕ

Галлий-германиевый метод детектирования нейтрино [1], базирующийся на реакции



отличается малым значением порога, $Q = 233$ кэВ, что позволяет регистрировать нейтрино, относящиеся к низкоэнергетической части спектра и составляющие большую часть потока солнечных нейтрино. Теоретическое значение интенсивности захвата нейтрино в отсутствие осцилляций составляет $I_{\text{теор.}} = 124.2 \pm 3.4$ (стат) ± 1.1 (сист) SNU [2]. Эксперименты SAGE [3], GALLEX и GNO [4] дают следующий экспериментальный результат для солнечных нейтрино с энергией выше Q : $I_{\text{экс.}} = 66.1 \pm 3.1$ SNU. Обнаруженный галлий-германиевым методом дефицит солнечных электронных нейтрино, $I_{\text{экс.}} < I_{\text{теор.}}$, наблюдается и с помощью хлор-аргонового метода [5], приводит к теоретическому подходу, основанному на рассмотрении нейтринных осцилляций [6]. Полный поток солнечных нейтрино, совпадающий с теоретическим предсказанием, был определен в ходе эксперимента SNO [7] с применением обусловленной нейтральными токами реакции нейтрино с дейтроном [8], которая одинаково чувствительна к нейтрино всех флейворов.

Коллаборациями SAGE [3] и GALLEX [4] были выполнены эксперименты по детектированию электронных нейтрино, излучаемых искусственными источниками ^{37}Ar и ^{51}Cr , помещенными

внутрь детектора. Определялась величина R , отношение измеренной и теоретической интенсивности поглощения нейтрино ядрами галлия-71. Среднее значение R для этих экспериментов равно: $R = 0.86_{-0.05}^{+0.05}$ [9]. Для интерпретации экспериментальных результатов, полученных в [3] и [4], рассматривается возможность существования нового типа нейтрино — стерильных нейтрино с массой порядка 1 эВ [10]. Безусловно, важным для анализа калибровочных экспериментов является вычисление сечения захвата ядрами галлия-71 нейтрино, излучаемых искусственными источниками.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ЯДРОМ ${}^{71}\text{Ga}$

Энергетический спектр нейтрино, возникающих при электронном захвате в изотопах ^{51}Cr , ^{37}Ar , ^{65}Zn , состоит из ряда монохроматических линий, как это видно из табл. 1.

Сечение поглощения нейтрино определенной энергии будет равно сумме сечения образования в реакции (1) германия-71 в основном состоянии и вклада в сечение возбужденных состояний ${}^{71}\text{Ge}$.

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{g.s.}} + \sum_i \sigma_{\text{exc.,}i} \quad (2)$$

Число возбужденных состояний германия-71 в сумме $\sum_i \sigma_{\text{exc.,}i}$ зависит от энергии нейтрино. Вы-

Таблица 1. Энергетический спектр нейтрино от искусственных источников

Изотоп	E_ν , МэВ	B.R., %
^{51}Cr	0.752	8.49
	0.747	81.63
	0.432	0.93
	0.427	8.95
^{37}Ar	0.813	9.8
	0.811	90.2
^{65}Zn	1.352	48.35

ражение для сечения реакции (1) с образованием германия-71 в определенном состоянии имеет вид:

$$\sigma_{GT}(E_\nu) = \frac{G_F^2 m_e^2}{\pi} g_A^2 B(GT) \pi_e \epsilon_e F(Z_f, \epsilon_e). \quad (3)$$

Здесь $G_F = G_F \cos \theta_C$, g_A — аксиально-векторная константа связи, π_e и ϵ_e — импульс и энергия электрона в единицах mc и mc^2 соответственно. $B(GT)$ — гамов-теллеровская сила перехода в определенное состояние ядра германия-71, равная квадрату соответствующего матричного элемента, деленному на $(2J_i + 1)$, где J_i — момент начального ядра, $J_i = 3/2$ для ^{71}Ga . Энергия электрона равна: $\epsilon_e = (E_\nu - \Delta)/m_e c^2$, где Δ — разность масс конечного и начального ядра. Функция Ферми $F(Z_f, \epsilon_e)$ учитывает влияние электростатического поля ядра. Значения фундаментальных констант $G_F = 1.1663787 \cdot 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ [11], $\cos \theta_C = 0.9741$ [12], $g_A = -1.2755$ [13] дают в результате соотношение:

$$\sigma_{GT}(E_\nu) = 67.98 B(GT) \pi_e \epsilon_e F(Z_f, \epsilon_e) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2.$$

Функция $F(Z_f, \epsilon_e)$ записывается следующим образом: $F(Z_f, \epsilon_e) = F_0 L_0$,

$$F_0(Z_f, \epsilon_e) = 4(2pR_A)^{2(\gamma_1-1)} e^{\pi y} \frac{|\Gamma(\gamma_1 + iy)|^2}{[\Gamma(2\gamma_1 + 1)]^2},$$

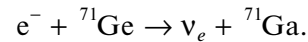
$\gamma_1 = [1 - (\alpha Z_f)^2]^{1/2}$, $y = \alpha Z_f \epsilon_e / p$. Метод расчета $F_0(Z_f, \epsilon_e)$ рассмотрен в работе [14]. L_0 — медленно меняющаяся функция энергии электрона, близкая к единице [15]. Усреднение по объему ядра приводит к дополнительному множителю $3/(2\gamma_1 + 1)$. При вычислении сечений учитывались поправки к функции $F(Z_f, \epsilon_e)$, отвечающие эффекту экранирования электронной оболочкой атома [16, 17].

В работе [18] получен следующий результат измерения значения порога реакции (1):

$$Q = 232.443 \pm 0.093 \text{ кэВ}. \quad (4)$$

Гамов-теллеровскую силу перехода в основное состояние германия-71 $B(GT)_{\text{g.s.}}$ можно найти из

величины $T_{1/2}$ для процесса, обратного реакции (1), электронного захвата в ^{71}Ge [19]:



Значение $\lg ft_{1/2}$, соответствующее порогу реакции (4), определенному в [18] равно [20]:

$$\lg ft_{1/2}(^{71}\text{Ge}) = 4.3495 \pm 0.0015.$$

Для $B(GT)_{\text{g.s.}}$ справедливо соотношение [21]

$$B(GT)_{\text{g.s.}} = \frac{2J_{\text{Ge}} + 1}{2J_{\text{Ga}} + 1} \frac{D}{g_A^2 ft_{1/2}} = \frac{1}{2} \frac{D}{g_A^2 ft_{1/2}}, \quad (5)$$

$$D = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G_F^2 \cos^2 \vartheta_C m_e^5}.$$

Здесь учитывается, что для основного состояния германия-71 $J_{\text{Ge}} = 1/2$.

Фундаментальные константы [11, 12] задают величину D , равную $D = 6288.6 \text{ с}$. В результате получается следующее значение гамов-теллеровской силы для перехода в основное состояние ^{71}Ge :

$$B(GT)_{\text{g.s.}} = 0.0864 \pm 0.0003. \quad (6)$$

В [22] $\lg ft_{1/2}(^{71}\text{Ge})$ и $B(GT)_{\text{g.s.}}$ находились исходя из порога реакции $Q = 233.5 \pm 1.2 \text{ кэВ}$, определенном в [23]. Соответственно получены следующие значения:

$$\lg ft_{1/2} = 4.353 \pm 0.005,$$

$$B(GT)_{\text{g.s.}} = 0.086 \pm 0.001.$$

Таким образом, новые измерения порога реакции приводят к большей силе перехода (6) в основное состояние германия-71 и к меньшей ошибке при вычислении этой величины. Гамов-теллеровская сила (5) позволяет получить наиболее точное, к настоящему времени, значение сечения перехода на основное состояние германия-71 при поглощении галлием-71 нейтрино от искусственных источников ^{37}Ar , ^{51}Cr , ^{65}Zn .

$$^{51}\text{Cr} \sigma_{\text{g.s.}} = (55.39 \pm 0.19) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2,$$

$$^{37}\text{Ar} \sigma_{\text{g.s.}} = (66.25 \pm 0.23) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2,$$

$$^{65}\text{Zn} \sigma_{\text{g.s.}} = (72.16 \pm 0.25) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2.$$

Для вычисления полного сечения поглощения нейтрино ядрами ^{71}Ga необходимо учесть вклады энергетически разрешенных возбужденных состояний ^{71}Ge . Для источников ^{37}Ar , ^{51}Cr такими разрешенными состояниями являются: $E_x = 175 \text{ кэВ}$ ($5/2^-$) и $E_x = 500 \text{ кэВ}$ ($3/2^-$). В случае ^{65}Zn к ним еще добавляются $E_x = 708 \text{ кэВ}$ ($3/2^-$); $E_x = 808 \text{ кэВ}$ ($1/2^-$); $E_x = 1096 \text{ кэВ}$ ($3/2^-$).

Возбужденные состояния германия-71 исследовались в [2, 24] с помощью реакции перезаряд-

Таблица 2. Гамов-теллеровские силы перехода в основное и возбужденные состояния ^{71}Ge

$E_x(^{71}\text{Ge}), \text{кэВ}$	J^π	$B(\text{GT}) \cdot 10^{-2}$
g.s.	$1/2^-$	8.52 (40)
175	$5/2^-$	0.34(16)
500	$3/2^-$	1.76(14)
708	$3/2^-$	0.11(5)
808	$1/2^-$	2.29(10)
1096	$3/2^-$	1.83(17)

ки. Изучались характеристики реакции $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ в пучке ионов $^3\text{He}^{++}$ с энергией 420 МэВ. Гамов-теллеровские силы перехода находятся из соотношения, связывающего $B(\text{GT})$ и дифференциальное сечение при нулевой передаче импульса [25, 26]:

$$\frac{d\sigma^{GT}}{d\Omega}(q=0) = \left(\frac{4\pi\mu}{h^2}\right)^2 \frac{k_f}{k_i} N_D^{\sigma\tau} |f_{\sigma\tau}|^2 B(\text{GT}).$$

Здесь $N_D^{\sigma\tau}$ — фактор искажения, $f_{\sigma\tau}$ — объемный интеграл нуклон-нуклонного взаимодействия. Так как в настоящее время эти факторы не вычисляются с необходимой точностью, в [2, 24] при определении сил перехода в качестве реперного значения используется сила перехода в основное состояние $B(\text{GT})_{\text{g.s.}}$, которая известна, исходя из $\lg ft_{EC}$ (5). В результате получены следующие величины $B(\text{GT})$, приведенные в табл. 2.

При этом значение $B(\text{GT})_{\text{g.s.}}$, равное $8.52 \cdot 10^{-2}$ находилось, исходя из $\log ft_{EC} = 4.350$ [24]. В настоящих расчетах учитывалось, что $B(\text{GT})_{\text{g.s.}} = 8.64 \cdot 10^{-2}$ (5).

Таким образом, данные табл. 2 позволяют рассчитать вклады в сечения возбужденных состояний германия-71. Для полного сечения поглощения нейтрино от искусственных источников ^{37}Ar , ^{51}Cr , ^{65}Zn ядрами галлия-71 получены следующие результаты:

$$^{51}\text{Cr} \sigma_{\text{tot}} = (59.38 \pm 1.16) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2,$$

$$^{37}\text{Ar} \sigma_{\text{tot}} = (71.69 \pm 1.47) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2,$$

$$^{65}\text{Zn} \sigma_{\text{tot}} = (88.12 \pm 1.90) \cdot 10^{-46} \text{ см}^2.$$

Для ^{51}Cr , вклад возбужденных состояний в полное сечение составляет $6.7 \pm 2\%$, для ^{37}Ar $7.6 \pm 2\%$, для ^{65}Zn $18.1 \pm 2.2\%$. Ошибки полного сечения преимущественно обусловлены неточностью определения сил перехода в возбужденные состояния германия-71

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Точный расчет сечения поглощения нейтрино ядрами галлия-71 необходим для интерпретации данных калибровочных экспериментов и поиска новых типов нейтрино. Новые измерения порога реакции [18] позволяют с высокой точностью вычислять сечение для перехода в основное состояние германия-71. Вместе с тем, безусловно, желательно повысить точность определения гамов-теллеровских сил перехода на возбужденные состояния конечного ядра. Дальнейшее повышение точности метода, основанного на исследовании реакции перезарядки [27], имеет важное значение для определения ядерных матричных элементов и расчета сечения взаимодействия нейтрино с ядрами в заряженном канале.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Kuzmin V.A. // Sov. Phys. JETP. 1966. V. 22. P. 1051.
2. Frekers D., Adachi T., Akimune H. et al. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 034608.
3. Abdurashitov J.N. et al. // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 015807.
4. Kaether F. et al. // Phys. Lett. B. 2010. V. 685. P. 47.
5. Davis L. (Jr) et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1402.
6. Pontecorvo B. // Sov. Phys. JETP. 1968. V. 26. P. 984.
7. Ahmad Q.R. et al. (SNO Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011301.
8. Gaponov Yu.V., Tyutin I.V. // Sov. Phys. JETP. 1965. V. 20. P. 1231.
9. Giunti C., Laveder M. // Phys. Rev. D: Part. Fields. 2010. V. 82. P. 053005.
10. Giunty C. // Phys. Part. Nucl. 2015. V. 46. P. 123; Khurschov V.V., Fomichev S.V., Titov O.A. // Phys. At. Nucl. 2015. V. 79. P. 708; Хрущев В.В., Фомичев С.В., Семенов С.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1098; Gorbachev V.V., Gavrin V.N., Ibragimova T.N. // Phys. Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 685.
11. Patrignani C., Particle Data Group // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 100001.
12. Hardy J.C., Towner S. // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 025501.
13. Czarnecki A., Marciano W.J., Sirlin A. // Phys. Rev. Lett. 2018. V. 120. P. 202002.
14. Semenov S.V., Šimkovic F., Khurschev V.V., Domin P. // Phys. At. Nucl. 2000. V. 63. P. 1196.
15. Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology - New Series. Ed. by Schopper H. Behrens H., Jänecke J. Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture. 1969. Berlin: Springer. Vol. 4. <https://link.springer.com/book/9783540045939>
16. Bahcall J.N. // Nucl. Phys. 1966. V. 75. P. 10.
17. Rose M.E. // Phys. Rev. 1936. V. 49. P. 727; Longmire C, Brown B. // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1102.
18. Allansary M., Frekers D., Eronen T. et al // Int. J. Mass Spectrom. 2016. V. 406. P. 1.

19. *Bahcall J.N.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 3391.
20. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. <http://www.nndc.bnl.gov/logft/>
21. *Giunti C., Laveder M., Li Y.F. et al* // Phys. Rev. D: Part. Fields. 2012. V. 86. P. 113014.
22. *Barinov V., Cleveland B., Gavrin V. et al.* // Phys. Rev. D: Part. Fields. 2018. V. 97. P. 073001.
23. *Frekers D. et al* // Phys. Lett. B. 2013. V. 722. P. 233.
24. *Frekers D., Ejiri H., Akimune H. et al.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 706. P. 134.
25. *Taddeucci T.N., Couling C.A., Greenfield M.B et al.* // Nucl. Phys. A. 1987. V. 469. P. 125.
26. *Goodman C.D., Couling C.A., Greenfield M.B et al.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P. 1755.
27. *Frekers D., Alansari M.* // Eur. Phys. J. A. 2019. V. 54. P. 177.

Cross Section Of Neutrino Absorption By Gallium-71 Nuclei

S. V. Semenov*

National Research Centre "Kurchatov Institute", Academician Kurchatov Sq. 1, Moscow, 123182 Russia

**e-mail: Semenov_SV@nrcki.ru*

Received September 6, 2019; revised August 3, 2020; accepted August 4, 2020

The cross sections of neutrino absorption by the gallium-71 nucleus are obtained for neutrinos from artificial ^{37}Ar , ^{51}Cr , and ^{65}Zn sources. The calculations rely on the new measurement of the energy threshold of this absorption reaction, and contributions of germanium-71 excited states to the total cross section are estimated by invoking the data on the $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ charge-exchange reaction. The results are important for searches for sterile neutrinos in calibration experiments.

Keywords: artificial neutrino source, neutrino absorption cross section, charge-exchange reaction

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 530.145

**ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ
В ПРОСТРАНСТВЕ ТЕМПЕРАТУРА–БАРИОННАЯ
ПЛОТНОСТЬ–МАГНИТНОЕ ПОЛЕ**

© 2020 г. А. Ю. Котов^{a, *}, А. А. Николаев^{a, b}

^aИнститут теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, Б. Черемушкинская ул. 25, Москва, 117218 Россия

^bDepartment of Physics, College of Science, Swansea University, Swansea SA2 8PP, United Kingdom

*E-mail: kotov@itep.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 31.07.2020 г.

Принята к публикации 31.07.2020 г.

В данной статье изучается фазовая диаграмма Квантовой Хромодинамики при таких внешних параметрах, как температура, барионный химический потенциал и магнитное поле с помощью метода решеточного суперкомпьютерного моделирования. Вычисления проводятся с тремя легкими кварками u, d, s при мнимом химическом потенциале. Для действительных значений химического потенциала μ результаты получены методом аналитического продолжения. С помощью перенормированного кирального конденсата и петли Полякова были определены положение (критическая температура) и ширина фазовых переходов конфайнмент–деконфайнмент и нарушение–восстановление киральной симметрии в зависимости от магнитного поля и барионной плотности.

Ключевые слова: квантовая хромодинамика, фазовая диаграмма, решеточное Монте Карло моделирование, магнитное поле, барионная плотность

DOI: 10.1134/S2079562920040077

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства теории сильных взаимодействий, квантовой хромодинамики, в экстремальных внешних условиях являются объектом исследований современных экспериментов по столкновению тяжелых ионов. На релятивистском коллайдере тяжелых ионов RHIC и большом адронном коллайдере LHC изучаются свойства квантовой хромодинамики при больших температурах, при которых образуется новое состояние сильновзаимодействующего вещества, кварк-глюонная плазма [1, 2]. В то же время планируемые эксперименты на мегаустановках NICA в Дубне и в Центре по исследованию ионов и Антипротонов FAIR в Дармштадте направлены на изучение свойств КХД при высокой барионной плотности [3]. Помимо данных параметров, в нецентральных столкновениях тяжелых ионов может возникать большое магнитное поле, создаваемое пролетающими заряженными фрагментами ядер, не участвующими в столкновениях [4]. В данной работе проводится изучение свойств квантовой хромодинамики при ненулевых температуре, барионной плотности и магнитном поле с помощью численного решеточного моделирования [5].

Ранее в решеточных вычислениях влияние ненулевой температуры, барионной плотности и магнитного поля на свойства КХД были изучены в различных комбинациях. Свойства КХД при конечной температуре хорошо изучены: при температуре $T_c = 156.5 \pm 1.5$ МэВ происходит переход из фазы с нарушенной киральной симметрией в фазу с восстановленной киральной симметрией [6]. Эффекты небольшой барионной плотности на температуру фазового перехода конфайнмент–деконфайнмент также довольно подробно изучены [6–8] — барионная плотность приводит к уменьшению температуры перехода конфайнмент–деконфайнмент.

При нулевой барионной плотности влияние магнитного поля на переход конфайнмент–деконфайнмент также было довольно подробно изучено в решеточных расчетах — при физических массах кварков магнитное поле приводит к уменьшению температуры перехода конфайнмент–деконфайнмент [9]. Данное явление носит название обратного магнитного катализа и, несмотря на многочисленные численные подтверждения, его механизм до конца не ясен.

В представленной работе изучено влияние ненулевого магнитного поля и барионной плотности на

свойства фазового перехода конфайнмент-деконфайнмент, его критическую температуру и ширину перехода. Поскольку расчеты при действительном химическом потенциале в решеточной КХД невозможны из-за так называемой проблемы знака [10], то в данной работе применен метод аналитического продолжения. Расчеты проведены при мнимом химическом потенциале $\mu \rightarrow i\mu$, при котором фермионный детерминант остается положительно определенным, а затем полученная зависимость от мнимого химического потенциала аналитически продолжена в область действительных значений: $O(i\mu) = O_0 + O_1\mu^2 + O_2\mu^4 + \dots \rightarrow O(\mu) = O_0 - O_1\mu^2 + O_2\mu^4 + \dots$ (в случае аналитического продолжения критической температуры из физических соображений остаются только четные степени ряда Тейлора).

2. ДЕТАЛИ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Расчеты были проведены в формализме Квантовой Хромодинамики с тремя легкими кварками u, d, s в решеточной регуляризации. Действие в рассматриваемой теории имеет вид:

$$S = S_g + S_f, \quad (1)$$

где S_g представляет собой улучшенное действие Вильсона для калибровочных полей:

$$S_g = -\frac{\beta}{3} \sum_{x, \mu \neq \nu} \left(\frac{5}{6} U_{\mu\nu}^{1 \times 1}(x) - \frac{1}{12} U_{\mu\nu}^{1 \times 2}(x) \right), \quad (2)$$

где $U_{\mu\nu}^{n \times m}(x)$ — произведение линковых переменных вдоль прямоугольника $n \times m$ в направлениях (μ, ν) , который начинается в точке x . В случае фермионного действия S_f использовалась дискретизация Когута—Сасскинда:

$$S_f = \bar{\psi}_u M^u \psi_u + \bar{\psi}_d M^d \psi_d + \bar{\psi}_s M^s \psi_s, \\ M_{x,y}^f = m^f a \delta_{x,y} + \\ + \sum \frac{\eta_{x,v}}{2} \left(e^{i\mu a \delta_{v,4}} u_{x,v} U_{x,v}^{(2)} - e^{-i\mu a \delta_{v,4}} u_{x-v,v}^* U_{x-v,v}^{(2)\dagger} \right), \quad (3)$$

где $m^f a$, μa — масса соответствующего кварка (u , d или s) и химический потенциал, измеренные в единицах шага решетки a , $\eta_{x,v} = (-1)^{x_0 + \dots + x_{\mu-1}}$ — стандартные множители для данной фермионной дискретизации, $U_{x,v}^{(2)}$ — сглаженные путем stout smearing [11] калибровочные $SU(3)$ переменные, а $u_{x,v}$ — $U(1)$ -переменные, соответствующие постоянному магнитному полю [12]. Поскольку дискретизация Когута—Сасскинда соответствует четырем ароматам фермионов, то для получения физического числа ароматов в вычислениях была использована процедура извлечения корня чет-

вертой степени из фермионного детерминанта, а для генерации конфигураций был применен рациональный гибридный Монте-Карло алгоритм (RHMC) [13]. Основные вычисления были проведены для решетки размером 6×24^3 , параметры линии постоянной физики брались из работы [14]. Для проверки эффектов конечного объема и дискретизации также были проведены вспомогательные расчеты на решетках размером 8×32^3 и 6×32^3 при двух значениях магнитного поля, $eB = 0.1 \text{ ГэВ}^2$ и $eB = 1.5 \text{ ГэВ}^2$, и в той же области температур — полученные результаты в пределах ошибок не зависят как от пространственного размера решетки, так и от протяженности по времени, что позволяет ожидать пренебрежимо малых эффектов конечного объема и конечного шага решетки. Детальное исследование предельного перехода $a \rightarrow 0$ планируется провести в следующих работах.

Для определения положения фазового перехода были измерены приблизительные параметры порядка, а именно петля Полякова L и киральный конденсат легких (u, d)-кварков $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_l$, как функции температуры:

$$L = \frac{1}{V} \sum_{\vec{x}} \text{tr} \left(\prod_{x_0=0}^{N_t-1} U_{\vec{x}, x_0, 4} \right), \quad (4) \\ \langle \bar{\psi}\psi \rangle_l = \frac{T \partial Z}{V \partial m_l} = \frac{T}{4V} (\langle \text{tr} M_u^{-1} \rangle + \langle \text{tr} M_d^{-1} \rangle).$$

Обе физические величины были перенормированы. Петля Полякова чувствительна к переходу “конфайнмент–деконфайнмент”, в то же время киральный конденсат является приблизительным параметром порядка для перехода нарушения–восстановления киральной симметрии.

Положение перехода было определено, как точка перегиба зависимости соответствующего приблизительного параметра порядка от температуры. Было обнаружено, что в окрестности критической температуры T_c зависимость параметра порядка O от температуры может быть прекрасно описана формулой

$$O(T) = O_0 + O_1 \arctg \frac{T - T_c}{\delta T_c}. \quad (5)$$

Результат фитирования данных для петли Полякова $L(T)$ и кирального конденсата $\langle \bar{\psi}\psi \rangle(T)$ позволил определить как положение перехода T_c , так и ширину перехода δT_c , как функции магнитного поля и мнимого химического потенциала μ_l . Поскольку переходы “конфайнмент–деконфайнмент” и нарушения–восстановления киральной симметрии являются кроссоверами, то зависимость всех величин от мнимого химического потенциала может быть аналитически продолжена в

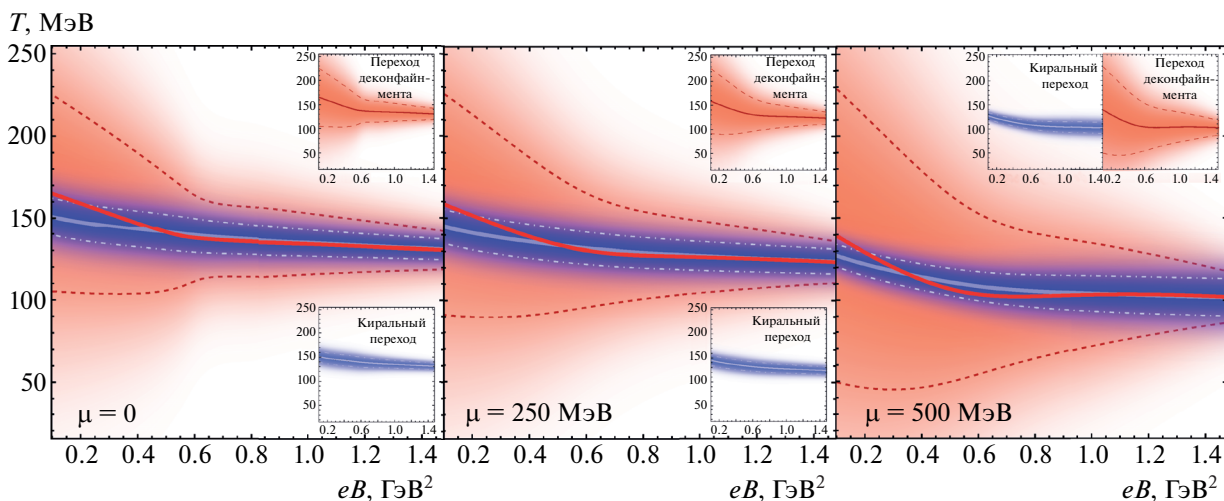


Рис. 1. Критическая температура перехода конфайнмент–деконфайнмент (красный) и восстановления–нарушения киральной симметрии (синий) как функция магнитного поля для нескольких значений барионного химического потенциала: $\mu = 0$, $\mu = 250$ МэВ и $\mu = 500$ МэВ. Ширина полосы соответствующего цвета соответствует ширине перехода δT_c .

область действительных значений химического потенциала $i\mu \rightarrow \mu$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На рис. 1 изображены полученные положение и ширина фазовых переходов “конфайнмент–деконфайнмент” (красный) и нарушения–восстановления киральной симметрии (синий) как функции магнитного поля eB для трех значений барионного химического потенциала: $\mu = 0$, 250 и 500 МэВ. Важным является вопрос о том, до какой величины μ можно доверять результатам, полученным при помощи аналитического продолжения. Расчеты в решеточной КХД, проведенные другими группами без магнитного поля, предполагают, что метод аналитического продолжения работает, как минимум, до $\mu \sim 300$ МэВ для температур в окрестности фазового перехода [7]. Мы предполагаем, что включение магнитного поля не должно значительно изменить данную оценку. Для более точной оценки необходимы дополнительные расчеты, чтобы учесть члены следующих порядков в разложении, что потребует огромное количество компьютерного времени. Несмотря на это, мы представляем результаты до максимального значения $\mu = 500$ МэВ, по мере приближения к которому, возможно, возникнут дополнительные артефакты, связанные с процедурой аналитического продолжения, но все нижеприведенные заключения и наблюдаемые эффекты останутся качественно верными.

На основе полученных данных можно заключить следующее:

- При нулевой барионной плотности температура фазового перехода конфайнмент–деконфайнмент падает с магнитным полем, то есть подтверждается явление обратного магнитного катализа.
- При нулевой барионной плотности оба перехода становятся более резкими с увеличением магнитного поля, причем при магнитном поле $eB \sim 0.6$ ГэВ² положение обоих переходов начинает совпадать.¹
- Конечная барионная плотность приводит к уменьшению температуры обоих фазовых переходов для всех значений магнитного поля.
- Переход “конфайнмент–деконфайнмент” становится менее резким по мере увеличения магнитного поля.
- Переход восстановления–нарушения киральной симметрии обладает нетривиальными свойствами: при малых магнитных полях $eB < 0.6$ ГэВ² он становится более резким при увеличении барионной плотности (возможно, при достаточно

¹ Следует отметить, что различие в положениях обоих переходов при маленьком и нулевом магнитном поле можно объяснить тем фактом, что переход “конфайнмент–деконфайнмент” является очень широким (из рис. 1 видно, что его ширина при небольших значениях поля составляет около 50–100 МэВ). По данной причине положение перехода “конфайнмент–деконфайнмент” является плохо определенной величиной и сильно зависит от наблюдаемой и способа измерения (например, температура перехода, полученная из энтропии одного кварка, оказывается ближе к киральному переходу, но данный способ требует значительно большей статистики [15]). С другой стороны, при больших магнитных полях оба перехода становятся достаточно резкими, тогда таких трудностей не возникает.

большой плотности данный переход будет переходом первого рода), но при больших магнитных полях $eB > 0.6 \text{ ГэВ}^2$ переход по мере роста барионной плотности становится менее резким.

4. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа А.Ю. Котова, состоящая в генерации конфигураций и измерении киральных наблюдаемых, выполнена за счет гранта Российского научного фонда (проект No 18-72-00055). Работа А.А. Николаева, состоящая в изучении свойств перехода конфайнмент-деконфайнмент, поддержана РФФИ (грант 18-02-40126 мега), а также грантом STFC ST/P00055X/1. Работа была 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/REFERENCES

1. *Heinz U.W., Jacob M.* // arXiv:nucl-th/0002042. 2000.
2. *Gyulassy M., McLerran L.* // Nucl. Phys. A. 2005. V. 750. P. 30.
3. *Busza W., Rajagopal K., van der Schee W.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2018. V. 68. P. 339.
4. *Skokov V., Illarionov A.Yu., Toneev V.* // Int. J. Mod. Phys. A. 2009. V. 24. P. 5925.
5. *Montvay I., Munster G.* Quantum Fields on a Lattice. Cambridge Monographs on Mathematical Physics. 1997. Cambridge: Cambridge Univ. Press.
6. *Steinbrecher P.* // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. P. 847.
7. *Bellwied R., Borsanyi S., Fodor Z., Gnther J., Katz S.D., Ratti C., Szabo K.K.* // Phys. Lett. B. 2015. V. 751. P. 559.
8. *Bonati C., D'Elia M., Negro F., Sanfilippo F., Zambello K.* // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 054510.
9. *Bali G.S., Bruckmann F., Endrodi G., Fodor Z., Katz S.D., Krieg S., Schafer A., Szabo K.K.* // J. High Energy Phys. 2012. V. 1202. P. 044.
10. *Muroya Sh., Nakamura A., Nonaka Ch., Takaishi T.* // Prog. Theor. Phys. 2003. V. 110. P. 615.
11. *Morningstar C., Peardon M.J.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 69. P. 054501.
12. *Ilgenfritz E.M., Kalinowski M., Muller-Preussker M., Petersson B., Schreiber A.* // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 114504.
13. *Clark M.A.* // PoS (LAT2006). 2006. P. 004.
14. *Borsanyi S., Endrodi G., Fodor Z., Jakovac A., Katz S.D., Krieg S., Ratti C., Szabo K.K.* // J. High Energy Phys. 2010. V. 1011. P. 077.
15. *Weber J.H.* // Mod. Phys. Lett. A. 2016. V. 31. P. 1630040.

Phase Diagram of Quantum Chromodynamics in the Temperature–Baryon Density–Magnetic Field Parameter Space

A. Yu. Kotov^{1, *} and A. A. Nikolaev^{1, 2}

¹ *Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia*

² *Department of Physics, College of Science, Swansea University, Swansea SA2 8PP, United Kingdom*

*e-mail: kotov@itep.ru

Received May 8, 2020; revised July 31, 2020; accepted July 31, 2020

The phase diagram of quantum chromodynamics under different external parameters, such as temperature, baryon density, and magnetic field strength is investigated by means of lattice simulations. Calculations are performed with three light quarks u, d, s and imaginary chemical potential. For real values of chemical potential μ , the results are obtained by means of analytical continuation. Using renormalised chiral condensate and Polyakov loop, we determine the position (critical temperature) and width of the confinement–deconfinement and chiral symmetry breaking–restoration phase transitions as functions of magnetic field and baryon density.

Keywords: quantum chromodynamics, phase diagram, lattice Monte Carlo modelling, magnetic field, baryon density

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 530.145

О РАСПАДЕ СИЛЬНОГО СКАЛЯРНОГО ПОЛЯ В КМ И КТП

© 2020 г. Е. Н. Ланина^{a, b, *}, Д. А. Трунин^{a, b}, Э. Т. Ахмедов^{a, b}

^aМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Москва, 141701 Россия

^bИнститут теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Аликханова, Москва, 117218 Россия

*E-mail: lanina.lena@mail.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 03.08.2020 г.

Принята к публикации 03.08.2020 г.

Сначала рассматривается случай $(0 + 1)$ -мерной неравновесной квантовой механики на примере модели Юкавы во внешнем скалярном поле $\phi_{cl}(t) = \frac{m}{\lambda} + \frac{\alpha}{\lambda}t$. Показывается, что точные фермионные пропагаторы не меняются со временем, а рост бозонных пропагаторов определяется вкладом в квантовое среднее поля ϕ и отвечает так называемым диаграммам типа “головастик”. Затем рассматривается теория Юкавы взаимодействующего массивного дираковского поля и безмассового действительного скалярного поля в $(1 + 1)$ -мерном пространстве Минковского с сигнатурой $(+1, -1)$. В этой теории находится сначала классический ток, а затем и квантовые поправки для дираковского поля во внешнем зависящем от координаты скалярном поле с взаимодействием Юкавы. Изучается отклик рождения пар фермионов на внешнее линейно зависящее от координаты бозонное поле.

Ключевые слова: модель Юкавы, скалярное поле, фермионное поле, пропагатор, квантовое среднее, функция грин, диаграммная техника Швингера–Келдыша, теория возмущений, населенность энергетических уровней, аномальное квантовое среднее

DOI: 10.1134/S2079562920040119

Сначала мы рассматриваем случай $(0 + 1)$ -мерной неравновесной квантовой механики на примере модели Юкавы во внешнем скалярном поле $\phi_{cl}(t) = \frac{m}{\lambda} + \frac{\alpha}{\lambda}t$, где m – масса скалярного фермионного поля ψ , λ – константа взаимодействия. Мы показываем, что точные фермионные пропагаторы не меняются со временем в силу того, что $[\bar{\psi}\psi, H_{\text{full}}] = 0$, где H_{full} – полный гамильтониан нашей теории. Квантовые средние берутся по вакууму для бозонов и по двум состояниям для фермионов: в первом случае – по вакууму (по состоянию, которое зануляется оператором уничтожения фермиона), а во втором случае – по состоянию, которое зануляется оператором рождения фермиона.

Далее, в первом случае мы получаем, что древесное выражение для бозонного пропагатора является точным. А во втором случае сначала мы показываем, что поправка второго порядка по константе связи определяется вкладом в квантовое среднее поля ϕ , а именно:

$$\begin{aligned}\Delta D(t_1, t_2) &= \Delta D^K(t_1, t_2) = \Delta \langle \phi(t_1) \rangle \Delta \langle \phi(t_2) \rangle = \\ &= \frac{\lambda^2}{4} (t_1 - t_0)^2 (t_2 - t_0)^2,\end{aligned}$$

где t_0 – момент времени, после которого взаимодействие $\lambda \bar{\psi}\psi$ адиабатически включается, а индекс K обозначает келдышевскую функцию Грина. Поправки же к запаздывающей (индекс R) и опережающей (индекс A) функциям Грина в том же порядке по константе связи равны нулю.

Затем, используя диаграммную технику Швингера–Келдыша [1, 2], показывается, что данный рост бозонных пропагаторов отвечает так называемым диаграммам типа “головастик”, а также что поправки высших степеней по λ зануляются во всех порядках теории возмущений. И таким образом, мы имеем:

$$\begin{aligned}D_{\text{exact}}^K(t_1, t_2) &= D_0^K(t_1, t_2) + \Delta \langle \phi(t_1) \rangle \Delta \langle \phi(t_2) \rangle = \\ &= \frac{1 + t_1 t_2}{2} + \frac{\lambda^2}{4} (t_1 - t_0)^2 (t_2 - t_0)^2,\end{aligned}$$

$$D_{\text{exact}}^{R/A}(t_1, t_2) = D_0^{R/A}(t_1, t_2) = \pm i \theta(\pm t_1 \mp t_2) (t_2 - t_1).$$

Затем рассматривается теория Юкавы взаимодействующего массивного дираковского поля и безмассового действительного скалярного поля в $(1+1)$ -мерном пространстве Минковского с сигнатурой $(+1, -1)$:

$$S = \int d^2x \left[\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi + i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - \lambda \phi \bar{\psi} \psi \right].$$

Классические решения уравнений движения:

$$\psi_{cl} = 0, \quad \phi_{cl} = \mathcal{F}(t-x) + \tilde{\mathcal{F}}(t+x),$$

где $\mathcal{F}$ и $\tilde{\mathcal{F}}$ — произвольные гладкие функции. Здесь мы возьмем фоновое скалярное поле, линейно зависящее от координаты:

$$\psi_{cl} = 0, \quad \phi_{cl} = \frac{m}{\lambda} + Ex,$$

без ограничения общности рассматривая случай $E > 0$, так как случай $E < 0$ достигается заменой $x \rightarrow -x$. Заметим, что в пределе $E \rightarrow 0$ этот фон воспроизводит массивное фермионное поле.

Решение уравнения движения для квантовой части поля ψ находим, сделав преобразование Фурье по времени, в виде разложения по функциям параболы цилиндра [3]:

$$\psi_1(x, \omega) = C_1(\omega) D_{v-1}(z) + C_2(\omega) D_{-v}(iz),$$

$$\psi_2(x, \omega) = B_1(\omega) D_v(z) + B_2(\omega) D_{-v-1}(iz),$$

где $C_{1,2}, B_{1,2}$ — константы интегрирования, и мы определили для удобства

$$v = \frac{\omega^2}{2\alpha}, \quad z(x) = \sqrt{\frac{2}{\alpha}}(m + \alpha x),$$

введя $\alpha = \lambda E$.

Теперь, чтобы зафиксировать константы интегрирования, мы наложим на моды дополнительные условия. Посмотрим на предел $|\omega| \gg \sqrt{\alpha}$. Он всегда имеет место для свободной теории ($\alpha = 0$). Мы ожидаем, что моды во взаимодействующей и свободной теориях имеют одинаковое поведение при больших частотах. Поэтому будем искать моды, которые будут плоскими при $\omega \rightarrow \infty$. Обозначим за $\psi_{1,2}$ моды, которые будут отвечать $e^{-i\omega t + i|\omega|x}$ (т.н. положительно-частотные моды), а за $\tilde{\psi}_{1,2}$ — моды, которые будут отвечать $e^{i\omega t - i|\omega|x}$ (т.н. отрицательно-частотные моды). Также потребуем выполнения стандартного антикоммутационного соотношения на фермионные поля:

$$\{\psi(t, x), \psi^\dagger(t, y)\} = \delta(x - y) \cdot 1_{2 \times 2}.$$

Тогда из метода нормировки по асимптотикам [4] получаем:

$$\psi_1(x, \omega) = \frac{e^{i|\omega|x}}{\sqrt{2}} e^{i\varphi(\omega)} \quad \text{при } \omega \rightarrow \infty,$$

где $\varphi(\omega)$ — произвольная фаза. Отсюда затем с использованием асимптотик функций параболического цилиндра при большом значении параметра находятся константы интегрирования $C_{1,2}, B_{1,2}$.

Далее, рассматриваем уравнение движения на бозонное поле:

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi = -\lambda \bar{\psi} \psi.$$

Из него следует, что надо посчитать классический ток $j_{cl}(x) = \bar{\psi} \psi$, чтобы найти отклик классического поля $\phi_{cl} = \phi$. Для простоты вычисляем только лидирующий в пределе $x \rightarrow +\infty$ вклад:

$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle = - \int \frac{d\omega}{2\pi} \frac{M(x)}{\sqrt{\omega^2 - M(x)^2}} \approx \frac{M(x)}{\pi} \lg \frac{M(x)}{\Lambda},$$

где Λ — ультрафиолетовое обрезание, и мы обозначили по аналогии $M(x) = m + \alpha x \gg \Lambda$. Заметим, что этот результат согласуется с точным выражением для тока в отсутствие внешнего поля.

Затем мы делаем поле ϕ динамическим и считаем петлевые поправки, используя диаграммную технику Келдыша [1, 2]. Здесь мы рассматриваем две постановки задачи. Ранее мы рассмотрели внешнее поле $\phi_{cl}(x)$ и нашли моды $\psi(t, x)$. Т.е. так, будто фон $\phi_{cl}(x)$ задан во всем пространстве-времени. Это соответствует задаче, в которой отклик ищется в случае, когда внешнее поле всегда чем-то снаружи поддерживается. Другая ситуация, которую мы также рассматриваем, соответствует тому, что в какой-то момент времени было сформировано состояние $|\phi_{cl}\rangle$, которое отвечает наличию внешнего поля $\phi_{cl}(x)$. А затем это состояние отпущено (не поддерживается), и наша задача — найти, как оно будет меняться во времени.

Однако оказывается, что в двух этих постановках задачи поведение пропагаторов схожее: ни населенности энергетических уровней, ни аномальные квантовые средние скалярных и фермионных полей не растут со временем в пределе фиксированной разницы между двумя моментами времени и большим средним временем, если одновременно с этим считать, что $\lambda \rightarrow 0$. Следовательно, в пределе малых констант связи поправки к древесным выражениям незначительны, несмотря на силу фона. Это поведение не совпадает с поведением сильных электрических [5, 6] или гравитационных [7] полей, в которых петлевые поправки к этим величинам бесконечно растут.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERESCES

1. *Kamenev A.* Many-Body Theory of Non-Equilibrium Systems. 2011. Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press.
2. *Berges J.* // AIP Conf. Proc. 2004. No. 1. P. 3.
3. *Olver F.W.J.* // J. Res. Natl. Bur. Stand. (U.S.). 1959. V. 63B. P. 131–169.
4. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Course of Theoretical Physics, Vol. 3: Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory. 1989. Moscow: Nauka [1977. Oxford: Pergamon].
5. *Akhmedov E.T., Popov F.K.* // J. High Energy Phys. 2015. V. 1509. P. 085.
6. *Akhmedov E.T., Astrakhantsev N.* // J. High Energy Phys. 2014. V. 1409. P. 071.
7. *Akhmedov E.T., Godazgar H., Popov F.K.* // Phys. Rev. D: Part. Fields. 2016. V. 93. P. 024029.

On the Strong Scalar Field Decay in QM and QFT

E. N. Lanina^{1, 2, *}, D. A. Trunin^{1, 2}, and E. T. Akhmedov^{1, 2}

¹ *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudnyi, Moscow oblast, 141701 Russia*

² *Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia*

*e-mail: lanina.lena@mail.ru

Received May 8, 2020; revised August 3, 2020; accepted August 3, 2020

First, the case of $(0 + 1)$ -dimensional nonequilibrium quantum mechanics is considered by solving the Yukawa model in an external scalar field $\phi_{cl}(t) = \frac{m}{\lambda} + \frac{\alpha}{\lambda}t$. It is shown that the exact fermion propagators do not change with time, and the growth of bosonic propagators is determined by the contribution to the quantum average of the field ϕ and corresponds to the so-called “tadpole” diagrams. Then, the Yukawa theory of the interacting massive Dirac field and the massless real scalar field in the $(1 + 1)$ -dimensional Minkowski space with the signature $(+1, -1)$ is considered. In this theory we first calculate a classical current, and then quantum corrections for the Dirac field in an external coordinate-dependent scalar field with Yukawa interaction. We study the response of the production of fermion pairs to an external bosonic field linearly dependent on the coordinate.

Keywords: Yukawa model, scalar field, fermionic field, propagator, quantum mean, green’s function, Schwinger–Keldysh diagram technique, perturbation theory, level population, anomalous quantum mean

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

УДК 538.9

КРИСТАЛЛЫ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В КОМПАКТНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

© 2020 г. С. Д. Мостовой^{а, *}, О. В. Павловский^{а, b, **}

^аФизический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

^бНИИ “Курчатовский Институт” – ИТЭФ, Москва, 117218 Россия

*E-mail: sd.mostovoy@physics.msu.ru

**E-mail: ovp@goa.bog.msu.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 05.08.2020 г.

Принята к публикации 05.08.2020 г.

В данной работе исследуются изменения топологических свойств четырехмерной компактной электродинамики на решетке. Требование компактности модели приводит к возникновению топологических дефектов (монополей), создающих магнитные токи. Существующие вычисления продемонстрировали наличие фазового перехода по рождению монополей. В данной работе обнаружены фазовый переход между различными состояниями внутри этой фазы и указания на возможность разделения единой “монополярной” фазы на более мелкие, отличающиеся упорядоченностью расположения магнитных токов и их интенсивностью. Обоснована регулярность подобного рассмотрения, а также следствия, подтверждающие наличие второго фазового перехода в модели. Продemonстрирована зависимость корреляционных свойств магнитных токов от направления. Предложен новый способ анализа фазовых переходов при помощи геометрического построения, наглядно раскрывающий изменения, происходящие с токами в различных состояниях.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, топологические дефекты, фазовые переходы

DOI: 10.1134/S2079562920040132

1. ВВЕДЕНИЕ

Предметом рассмотрения данной работы является четырехмерная модель с калибровочной $U(1)$ симметрией — компактная электродинамика на решетке. Требование компактности модели приводит к возникновению топологических дефектов (монополей), создающих магнитные токи [1]. Эти токи могут быть вычислены по распределению линковых переменных и представляют собой дискретное векторное поле в четырехмерном евклидовом пространстве-времени. Анализ изменения свойств данного поля и составляет содержание данной работы. Вычисления, проведенные ранее [2–4], продемонстрировали наличие фазового БКТ-перехода, связанного с генерацией топологических объектов. Их наличие приводит к явлению, аналогичному конфайнменту в теории сильных взаимодействий. Более того, было показано, что конфайнмент может пропадать в некоторой области значений параметров модели. Это открывает путь к управляемому подавлению числа возникающих монополей. В данной работе исследуется случай усиления генерации монополей, развивается метод вычисления корреляционных функций магнитных токов и расширяется

область наблюдения параметров модели. Это позволяет провести детальный анализ изменения свойств магнитных токов, главным образом, их упорядоченности в четырехмерном пространстве.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДЕЛИ

В статье рассматривается четырехмерная гиперкубическая решетка с размером ребра L и периодическими граничными условиями. L принимает значения 10, 20 в приводимых вычислениях. Стандартное определение модели дополнено монополярным определением в соответствии с [5]. Действие S модели имеет вид

$$S = -\beta \sum_p \text{Re} u_p + \lambda \sum_{x,\mu} |M_{x,\mu}|, \quad (1)$$

$$u_p = u_{x,\mu} u_{x+\mu,\nu} u_{x+\nu,\mu}^* u_{x,\nu}^*, \quad (2)$$

$$\theta_p^{\text{phys}} = \theta_p + 2\pi n_p, \quad (3)$$

$$M_{x,\mu} = \sum_{\nu} \epsilon_{\mu\nu\lambda\rho} (n_{x+\nu,\lambda\rho} - n_{x,\lambda\rho}), \quad (4)$$

где p перечисляет плакетты u_p (каждый обходится в положительном направлении), x есть 4-вектор, указывающий вершины решетки, $\mu = \overline{0,3}$ — индекс направления, и $\varepsilon_{\mu\nu\lambda\rho}$ есть символ Леви-Чивиты ($\varepsilon_{0123} = 1$). Каждому линку приписано унитарное комплексное число, параметризуемое углом $\theta_{x,\mu}$ из диапазона $[-\pi; \pi)$. Линки смежных вершин, ориентированные в противоположных направлениях, связаны друг с другом

комплексным сопряжением: $u_{x,-\mu} = u_{x-\mu,\mu}^*$. В результате произведение четырех линков в плакетке описывается суммарным углом: $u_p = \exp\{i\theta_p\}$. Требование компактности модели выражается дополнительным условием $\theta_p^{\text{phys}} \in [-\pi; \pi)$, что приводит к необходимости рассмотрения плакетной дефектности $n_p \equiv n_{x,\mu\nu}$. Эта процедура подробно обсуждается в [5]. Дефектности, в свою очередь, позволяют рассчитать магнитные токи $M_{x,\mu}$ (см. (4)), которые рассматриваются в качестве основных объектов в данной статье.

Традиционно выбирают $\lambda > 0$, что позволяет подавить возникновение топологических дефектов [6]. В противоположность этому, мы рассматриваем способы поддержать генерацию монополей. Это будет происходить в области отрицательных λ , что следует из рассмотрения e^{-S} , так как $\lambda < 0$ увеличивает статистический вес конфигураций с монополями.

3. ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Самое известное численное обсуждение фазового перехода в калибровочной $U(1)$ модели содержится в [1], где использовано $\lambda = 0$. В нашем случае наличие второго слагаемого в действии существенно. Рассмотрим петлю Вильсона площадью $A = T \cdot R$

$$W(T, R) = \quad (5)$$

$$= u_{x,\mu} u_{x+\mu,\mu} \dots u_{x+T\mu,\nu} \dots u_{x+T\mu+R\nu,-\mu} \dots u_{x+R\nu,-\nu} \dots u_{x+\nu,-\nu}.$$

Можно показать, что в пределе $\beta \rightarrow 0$ асимптотическое поведение W имеет вид

$$W(T, R) = \beta^A + \dots = a e^{-V(R)T} = a e^{-\sigma(\beta, \lambda) R \cdot T} \sim e^{-\sigma A}, \quad (6)$$

где σ называется натяжением струны, что находит аналогию в свете конфайнмента в теории сильных взаимодействий. Фазовый переход состоит в том, что зависимость петли Вильсона W от ограниченной ими площади переходит в зависимость от периметра петли. В этот момент σ обращается в нуль, что служит тестом для определения критической точки β_{cr} . Результаты вычислений показывают, что β_{cr} является функцией λ .

Для визуализации топологического фазового перехода и его изменения с λ было использовано среднее значение модуля магнитного тока $\langle M_{x,\mu} \rangle$ (см. рис. 1). Данная величина оказалась хорошим параметром порядка для идентификации границы между двумя фазами: касательная к графику стремится к вертикальной прямой в окрестности критической точки. Из этих данных можно получить зависимость $\beta_{\text{cr}} = \beta_{\text{cr}}(\lambda)$. Причина зависимости объясняется следующим образом: при увеличении вероятности возникновения монополей ускоряется рождение монопольных пар, что расширяет область их существования. Заметим, что характер изменения модуля среднего тока совпадает с приведенным в [6] изменением средней плотности монополей.

4. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА

В работе получена зависимость величины магнитного тока (4) от параметров модели λ и β . Вся совокупность данных может быть проанализирована различными способами, каждый из которых выявляет, как полагают авторы, сложную картину свойств модели.

Для подробного анализа определим коррелятор токов как функцию расстояния d :

$$C(d) = \left\langle \frac{1}{4} \sum_{\nu} M_{x,\mu} M_{x+d\nu,\mu} \right\rangle_{x,\mu} \equiv \quad (7)$$

$$\equiv \frac{1}{16} \left\langle \sum_{\nu,\mu} M_{x,\mu} M_{x+d\nu,\mu} \right\rangle_x,$$

где множество усреднения указаны нижним индексом. Целью исследования является доказательство осциллирующего поведения коррелятора в зависимости от d . Хорошо известно, что твердые кристаллы характеризуются дальним порядком, который находит отражение в скоррелированности атомов на больших расстояниях. Жидкости, однако, проявляют лишь небольшое число осцилляций корреляционных функций. Наконец, газы совсем не характеризуются подобным свойством. Поэтому корреляторы позволяют судить о наличии порядка в расположении типичных для системы структур.

Рисунок 2 показывает осцилляции коррелятора (7) с расстоянием d при $\beta = 0.2$, что свидетельствует о наличии порядка расположения $M_{x,\mu}$ в модели. Можно видеть, что величина $\lambda \leq -0.8$ достаточна для установления “конденсированной” фазы монополей. Корреляторы для $\lambda \leq -0.8$, $\beta = 0.2$ близки к нулю. Рис. 1 позволяет точно указать, что это происходит не из-за исчезновения монополей, но из-за их разупорядочивания. Действительно, вертикальная прямая $\beta = 0.2$

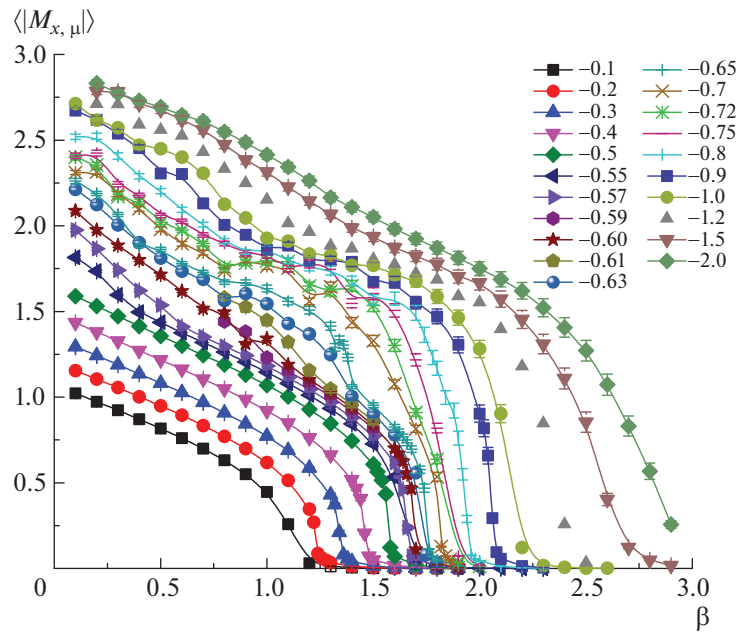


Рис. 1. Среднее значение модуля магнитного тока является хорошей иллюстрацией фазового перехода в калибровочной $U(1)$ модели. График демонстрирует распространенность монополей в зависимости от β (ось абсцисс) и λ (различные кривые).

не соответствует нулевому значению $|M_{x,\mu}|$ ни при каких $\lambda < 0$. Модель находится в фазе конфайнмента, отделенной БКТ-переходом.

В зависимости от конкретных значений параметров λ и β модели уменьшение значений коррелятора с расстоянием d происходит с разной скоростью. В данной работе эта быстрота характеризуется отношением величины уменьшения коррелятора через два шага решетки к его исходной величине $\gamma = (C(3) - C(1))/C(1)$, выраженным в процентах. Таким образом, поскольку кристаллические тела характеризуются дальним порядком, значение γ для них будет близко к нулю. Напротив, в жидкой фазе спад коррелятора уже заметен, и величина γ будет принимать “средние” значения. В газовой фазе γ особенно велико (100% и больше). Результаты, отраженные на рис. 3, наглядно демонстрируют наличие всех трех случаев в рассматриваемой модели. При этом значение $\lambda \sim -0.7$ характеризует фазовый переход по конденсации монополей из разупорядоченной фазы, а в области $-1.4 \leq \lambda \leq -0.9$ происходит медленное “плавление” кристалла. На рисунке представлены сечения постоянной β . Если интерпретировать β как обратную температуру, то полученный результат имеет хорошую аналогию: явление последовательного перехода газ-кристалл-жидкость имеет место и для изотермы воды при изменении давления для температуры ниже тройной точки.

В данной работе выдвигается предположение, что величина (7) оказывается полезной для различия двух фаз упорядочивания монополей: конденсата и газа. Вообще говоря, жидкость и кристалл монополей можно рассматривать как два состояния одной фазы *монопольного конденсата*,

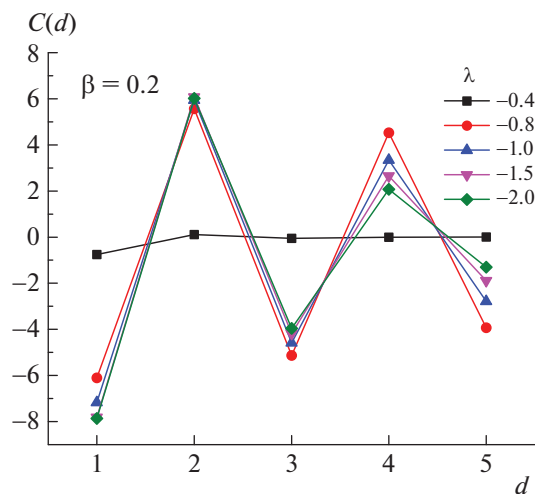


Рис. 2. Коррелятор токов (7) в зависимости от расстояния d при $\beta = 0.2$ показывает существование упорядоченных структур, состоящих из $M_{x,\mu}$. Этот критерий может различать разные состояния модели. Кривые при $\lambda = -0.4$ и $\lambda = -0.8$ принадлежат разным фазам, например.

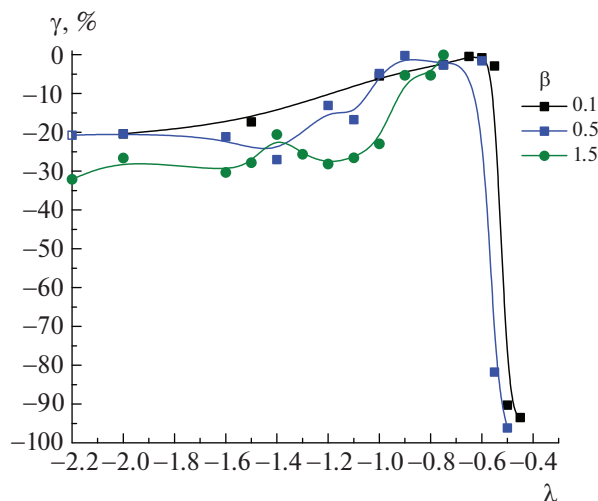


Рис. 3. Наклон падения коррелятора токов (7) с d как функция λ для четырех значений β . Три участка характерных значений (в диапазонах $\lambda \lesssim -1.2$, $-1.2 \lesssim \lambda \lesssim -0.8$ и $\lambda \gtrsim -0.8$) указывают на три состояния модели: жидкость, кристалл и газ. Подробное обсуждение в основном тексте.

поскольку переход между ними происходит крайне медленно и, скорее всего, является кроссовером.

Для изучения формирования монополями упорядоченных структур коррелятор (7) рассматривается как функция параметров β и $\lambda < 0$ при фиксированном расстоянии $d = 1$. Получаемая *фазовая диаграмма* (рис. 4) различает четыре области различных состояний. Во-первых, черными точками нанесен переход конфайнмент-деконфайнмент, ассоциированный с рождением монополей согласно зависимости $\beta_{cr} = \beta_{cr}(\lambda)$. Данный эффект известен [7]. Новым является наблюдение, что если $|\lambda|$ достаточно мало, чтобы связывать монополи вместе, то наблюдается состояние газа: отсутствуют какие-либо корреляции магнитных токов. При увеличении $|\lambda|$ начинается формирование связанных структур с различным средним корреляционным радиусом (область конденсата). Дополнительное появление монополей при больших значениях $|\lambda|$ (это обеспечивается взаимодействием двух слагаемых в действии (1)) приводят к появлению удвоенных магнитных токов, $M_{x,\mu} = \pm 4$ вместо ± 2 . Проведенный анализ свидетельствует в пользу предположения, что массовое появление ± 4 разрушает кристалл. Области существования интенсивных токов (левая нижняя область рис. 4) и шахматно упорядоченных токов (кристалл на врезке рис. 4) близки, но не перекрываются.

Заметим, что граница области существования кристалла подходит к точке, образованной смыканием линий БКТ-перехода и фазового

перехода по конденсации. Следовательно, точка ($\lambda \approx -0.75$; $\beta \approx 2.0$) является тройной точкой.

5. КОРРЕЛЯЦИЯ ПО НАПРАВЛЕНИЯМ

Рассмотрим обобщение скалярного коррелятора (7): тензорный коррелятор, зависящий от двух индексов. Принимая $d = 1$, получим

$$C_{\mu_1\mu_2} = \left\langle \frac{1}{4} \sum_v M_{x,\mu_1} M_{x+v,\mu_2} \right\rangle_x. \quad (8)$$

Легко видеть, что

$$C(d=1) = \frac{1}{4} \sum_{\mu} C_{\mu\mu} \equiv \frac{1}{4} \text{Tr} C.$$

Рассмотрение (8) позволяет проверить, существует ли связь токов в различных направлениях. Это связано анизотропией кристалла токов, поскольку свойства идеального кристалла от направления не зависят.

В результате расчета был получен набор матриц $C_{\mu_1\mu_2}$ при всех рассмотренных областях значений λ и β . Оказалось, что все получающиеся матрицы имеют вид, допускающий разложение по базису четырех матриц. Следует заметить, что эти матрицы образуют множество, замкнутое относительно умножения. Фазовая диаграмма для определителя тензорного коррелятора обладает существенной особенностью: определитель отличен от нуля в фазе конденсата, а его величина возрастает на два порядка при движении от $\lambda = -1.2$ к $\lambda = -2.0$. Данный вопрос требует дальнейшего изучения.

6. ГЕОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

В работе предлагается новый подход к анализу распределенных структур типа магнитных токов. Компьютерная обработка позволяет составить из токов $M_{x,\mu}$, трактуемых как вектора в 4D пространстве, связанные объекты, имеющие вид деревьев. При этом правила объединения векторов можно задавать по-разному, получая разные определения деревьев. Полученные таким образом объекты характеризуются геометрическими свойствами: объем, длина “веток”, количество их изгибов, плотность изгибов на единицу длины, линейный размер обрамляющего гиперпараллелепипеда и другие. Было показано, что все эти свойства значительно зависят от фазы, а фазовый переход может быть идентифицирован как скачки в изменении перечисленных свойств. Достоинствами данного подхода являются возможность графического представления распределения токов, универсальность анализа путем построения гистограмм распределений по свойствам и возможность объяснения направления изменения этих свойств.

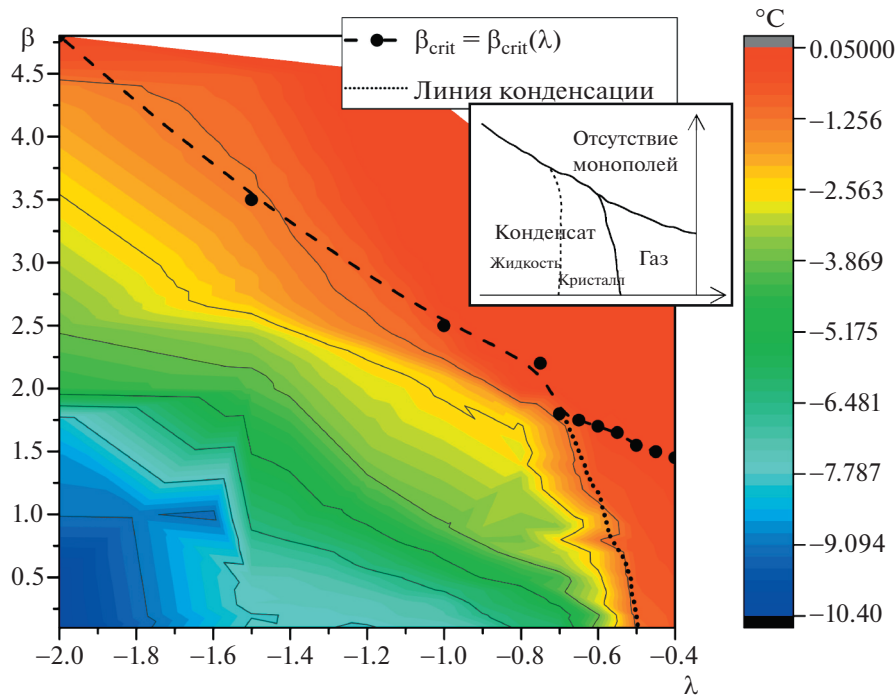


Рис. 4. Фазовая диаграмма показывает значения (7) при $d = 1$ для широкой области λ и β . Черная штриховая кривая отображает зависимость $\beta_{cr} = \beta_{cr}(\lambda)$. Темная область в левом нижнем углу показывает преобладание удвоенных токов, а сплошной однородный цвет в правом верхнем углу и справа от прерывистой линии — области разупорядочивания монополей или их отсутствия. Врезка, полученная путем разностороннего анализа данных, помогает идентифицировать фазы калибровочной $U(1)$ модели: отсутствие монополей, газ монополей, жидкость и кристалл.

Детальный анализ тенденций изменения формы и вида геометрических структур позволил сформулировать предположение о выгоде формирования наиболее плотного кристалла токов $M_{x,\mu} = \pm 2$, ориентированных в антиферромагнитном порядке. Этот же результат подтверждается обнаружением области наиболее плотного кристалла при малых β .

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы изменения корреляционных свойств магнитных токов в компактной решеточной электродинамике в зависимости от параметров λ и β модели. Получены фазовые диаграммы для широкого диапазона параметров. Подробный анализ доказывает наличие четырех фаз в данной модели, вместо прежде известных двух, что является новым результатом данной работы. Одновременно показано, что предлагаемый авторами магнитный коррелятор токов (7) является параметром порядка для определения фазового перехода по λ — между фазами сконденсированных монополей и газом монополей, упоминания о котором авторам также не известны.

Вычисление тензорного коррелятора (8) позволило выделить область наиболее правильного в пространственном отношении кристалла, а также визуализировать внутреннюю структуру токов, формирующих решетку, подобную антиферромагнетику.

Существенно новый результат, не встречающийся в известных авторам работах: на основе магнитных токов построена коллекция математических объектов двух типов — нитей и деревьев, которые выявляют разнообразные отличительные свойства, объясняющие конденсацию монополей и свидетельствующие об образовании кристалла магнитных токов. Результатом данного подхода является доказательство тенденции к упорядоченности магнитных токов и получение формы наиболее плотного кристалла токов. Более того, сам подход позволяет количественно оценивать концентрацию и пространственное распределение монополей.

Полученные результаты могут представлять интерес для физики конденсированного состояния, теории поля и эффективной теории сильного взаимодействия.

8. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (номер 19-2-6-227-1). Работа выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [8]. Работа О.В.П. по анализу фазовой диаграммы компактной КЭД, поддержана грантом Российского научного фонда (проект № 16-12-10059).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *DeGrand T.A., Toussaint D.* // Phys. Rev. D. 1980. V. 22. P. 2478.
2. *Kerler W., Rebhi C., Weber A.* // Nucl. Phys. B. 1995. V. 450. P. 452.
3. *Azcoiti V., di Carlo G., Grillo A.F.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268(1). P. 101.
4. *Bhanot G., Lippert Th., Schilling K., Ueberholz P.* // Nucl. Phys. B. 1992. V. 378(3). P. 633.
5. *Kerler W., Rebhi C., Weber A.* // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 6984.
6. *Barber J.S., Shrock R.E.* // Nucl. Phys. B. 1985. V. 257. P. 515.
7. *Wilson K.G.* // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 2445.
8. *Воеводин Вл.В., Жуматий С.А., Соболев С.И., Антонов А.С., Брызгалов П.А., Никитенко Д.А., Стефанов К.С., Воеводин Вад.В.* // Открытые системы. СУБД. 2012. № 7. С. 36–39.

Crystals of topological vortices in compact electrodynamics

S. D. Mostovoy^{1, *} and O. V. Pavlovsky^{1, 2, **}

¹ *Lomonosov Moscow State University, Leninskiye Gory 1-3, Moscow, 119991 Russia*

² *Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics, National Research Center “Kurchatov Institute,” Moscow, 117218 Russia*

*e-mail: *sd.mostovoy@physics.msu.ru*

**e-mail: *ovp@goa.bog.msu.ru*

Received May 8, 2020; revised August 5, 2020; accepted August 5, 2020

We study the changes in the topological properties of four-dimensional compact lattice electrodynamics. The requirement of the model to be compact leads to the appearance of topological defects (monopoles) creating magnetic currents. Available calculations have demonstrated the presence of a phase transition for the production of monopoles. In this work a phase transition between various states inside this phase and indications of the possibility of separating a single “monopoly” phase into smaller ones, which differ in the ordering of the arrangement of magnetic currents and their intensity, are found. The regularity of such a consideration is justified, as well as the consequences confirming the presence of a second phase transition in the model. The dependence of the correlation properties of magnetic currents on the direction is demonstrated. A new method of phase transitions analysis using geometric construction is proposed, revealing the changes that occur with flows in various states.

Keywords: Monte Carlo method, topological defects, phase transitions

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ
ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 533.9.082

ИСПЫТАНИЕ ВТОРИЧНО ЭМИССИОННОГО
АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНОГО ЗОНДА

© 2020 г. **И. В. Визгалов^a**, **И. А. Сорокин^{a, b, *}**

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^bФрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
Фрязино, Московская обл., 141120 Россия

*E-mail: iasorokin@mail.ru

Поступила в редакцию 12.12.2019 г.

После доработки 16.12.2019 г.

Принята к публикации 16.12.2019 г.

Приводятся результаты испытаний прототипа вторично-эмиссионного зонда, работающего в режиме автоколебательной развертки напряжения, предназначенного для диагностики неравновесной плазмы в присутствии надтепловой группы электронов. Ранее апробация метода автоколебательного зонда проводилась с использованием алюминиевой водоохлаждаемой контактной поверхности с формированием наноразмерного по толщине высокоэмиссионного оксидного покрытия. Особенностью конструкции описываемого зонда является применение тугоплавкого тантала, способного работать в режиме радиационного охлаждения, что упрощает конструкцию и повышает надежность зонда. Показано, что тантал с оксидным покрытием по вторично эмиссионным характеристикам позволяет получать под плазменной нагрузкой хорошо выраженную N-образную ВАХ с большим превышением электронно-эмиссионной составляющей тока над ионным насыщением и удовлетворяет всем требованиям для реализации метода автоколебательного зонда.

Ключевые слова: неравновесная плазма, зондовая характеристика, автоколебательная развертка, пучково-плазменный разряд, вторичная эмиссия

DOI: 10.1134/S207956292004017X

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] рассмотрены основные принципы метода автоколебательного зонда для измерения ионного тока насыщения в неравновесной плазме при наличии высокоэнергетичной группы электронов. Преимущества метода связаны с отсутствием в измерительной схеме специального блока развертки напряжения, а также с возможностью достижения высокой скорости измерения, определяемой частотой автоколебаний. Генерация автоколебаний происходит благодаря развитию вторично-эмиссионной неустойчивости взаимодействия неравновесной плазмы с отрицательно смещенной поверхностью зонда, и блок развертки заменяется на источник постоянного напряжения.

Определенную трудность при реализации метода представляет необходимость обеспечения высокой вторичной электрон-электронной эмиссии контактной поверхности зонда за счет формирования на ней тонкого (наноразмерного) диэлектрического слоя. При его наличии ВАХ зонда в области ионного насыщения приобретает N-образный вид с участком отрицательного дифференциального сопротивления. Вторично-эмис-

сионный механизм неустойчивости обеспечивает высокую скорость положительной обратной связи и возможность изменения частоты автоколебаний в широком диапазоне частот (от килогерц до десятков мегагерц в зависимости от настройки резонансного контура). В некоторых условиях высокоэмиссионное покрытие необходимо формировать на поверхности зонда специально перед проведением измерений. В других случаях высокоэмиссионное покрытие может возникать естественным образом в процессе взаимодействия материала на поверхности зонда с химически активными компонентами в плазме или в остаточном газе вакуумной камеры. Когда покрытие сформировано, для перевода зонда в автоколебательный режим достаточно добавить в его цепь резонансный контур и подать постоянное отрицательное смещение. Отметим, что в таком варианте автоколебательный зонд может выполнять роль высокочувствительного детектора в отношении появления в установке примесей, приводящих к образованию диэлектрических покрытий, например, оксидных при поступлении кислородосодержащих компонентов.

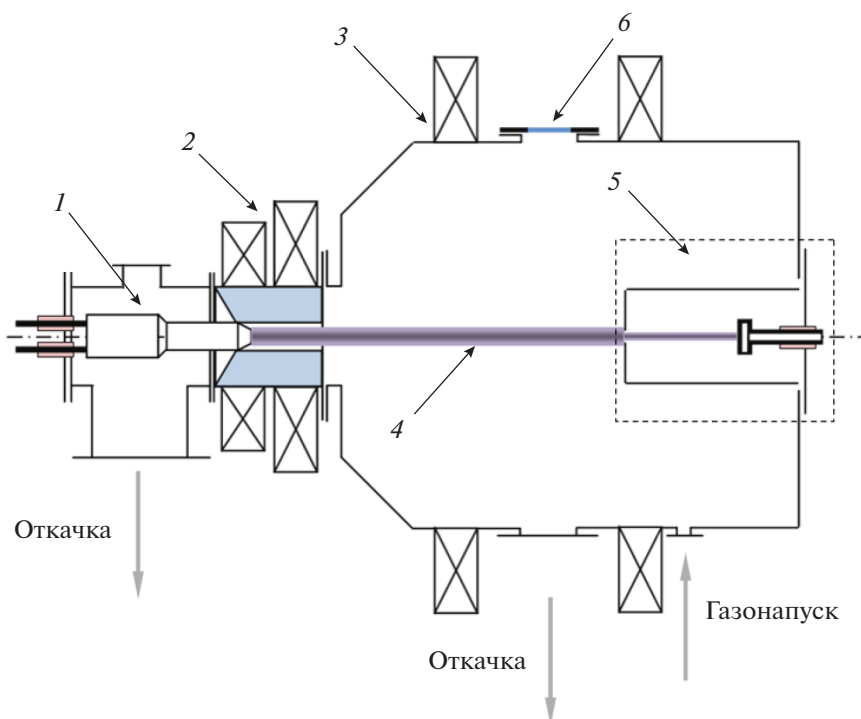


Рис. 1. Схема установки с ППР: 1 — электронная пушка Пирса, 2 — фокусирующие катушки, 3 — катушки Гельмгольца, 4 — ППР, 5 — торцевой зонд, 6 — кварцевое стекло.

В работе [1] апробация метода автоколебательного зонда проводилась на установке ПР-2 с пучково-плазменным разрядом. В качестве зонда для приосевого водородного плазменного потока, содержащего высокоэнергетичную группу электронов, использовался водоохлаждаемый коллектор с алюминиевой контактной пластиной. Высокоэмиссионное диэлектрическое покрытие возникало в результате естественного окисления контактной поверхности из-за наличия кислорода и паров воды в остаточном вакууме. Al и Al_2O_3 по химическим и вторично-эмиссионным свойствам подобны паре Be–BeO. Поэтому нетоксичный алюминий удобен для моделирования поведения под плазменной нагрузкой контактных материалов на основе бериллия, очень распространенного конструкционного материала ядерной и космической техники.

Из-за малой температуры плавления алюминий не вполне удобен для использования в качестве основного материала автоколебательного зонда, особенно в случае применения только радиационного принципа охлаждения из-за невозможности установки проточной системы, например, в случае прыгающего зонда. Из доступных и удобных в обработке тугоплавких материалов для изготовления автоколебательного зонда наибольший интерес представляет тантал. Его основное преимущество перед другими материалами со-

стоит в высокой температуре плавления ($T_{\text{пл}} = 3290 \text{ K}$) и в возможности формирования на поверхности высококачественного диэлектрического оксидного покрытия (Ta_2O_5). Эти свойства определили его широкое применение в электронике, технике, металлургии, химической промышленности и даже хирургии. В отличие от покрытия Al_2O_3 , образующегося на поверхности металла при контакте с кислородом при низких температурах, покрытие из Ta_2O_5 образуется при повышенных температурах (выше 550 K). Это следует учитывать в методике формирования высокоэмиссионного покрытия.

В работе приводятся результаты испытаний прототипа вторично-эмиссионного автоколебательного зонда, изготовленного из тантала, проводившиеся на установке с пучково-плазменным разрядом (ППР). Предложенная конструкция зонда применима для измерения параметров плазмы в условиях пристеночной плазмы современных термоядерных установок. Измерения статической ВАХ зонда показали наличие участка отрицательного дифференциального сопротивления. По методике [1] определено значение ионного тока насыщения в центральной части ППР, где измерение данной величины методом классического зонда затруднено в связи с наличием высокоэнергетичной группы электронов первичного пучка.

СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

Испытание конструкции торцевого зонда проводилось на установке с ППР [2–4]. Схема установки представлена на рис. 1.

Источником сильнонеравновесной плазмы в данном случае является пучково-плазменный разряд, инициируемый электронным пучком. В качестве источника электронов используется диодная пушка Пирса с косвенным накалом катода из LaB_6 . Энергия первичного пучка может варьироваться в диапазоне до 4 кВ, ток эмиссии – до 0.5 А. В отличие от установки ПР-2, где использовался стационарный режим работы электронной пушки, в описываемой установке блок питания электронной пушки предусматривает импульсно-периодический режим работы с длительностью импульса 10–200 мс и скважностью более 3. Автоколебательный режим зонда позволяет проводить измерения ионного тока насыщения на различных стадиях рабочего импульса.

Движение электронного пучка ограничено фокусирующими катушками в области перепадной трубки, магнитное поле может варьироваться в пределах до 10 мТл. Магнитное поле в фокусирующих катушках подбирается по максимальному токопрохождению в вакуумном режиме работы установки. Вокруг основной камеры установки предусмотрены катушки Гельмгольца с максимальным полем на оси до 13 мТл, что позволяет значительно повысить плотность плазмы ППР в осевой области установки.

Вакуумная камера установки состоит из двух объемов, имеющих дифференциальную откачку и соединенных с помощью вакуумной диафрагмы, представляющей собой тонкую протяженную трубку диаметром 20 мм, которая обеспечивает перепад давления 1 : 10, что позволяет использовать электронную пушку в вакуумном режиме работы без перехода в дуговой режим в широком диапазоне давлений в основной камере установки. Вакуумная откачка осуществляется с помощью двух диффузионных насосов, оснащенных криоловушками, до давления не хуже 10^{-4} Па. Напуск рабочего газа осуществляется с помощью игольчатых натекателей. Рабочее давление – 0.02–2 Па. Плазма формируется в основной камере диаметром 0.3 м, длиной 0.5 м. Напротив электронной пушки помещался прототип торцевого зонда. На рис. 2 представлена схема зонда, а также его фотография.

Зонд частично являлся коллектором электронного пучка, таким образом, его значительная открытая пучку площадь могла влиять на локальные параметры плазмы ППР. Зонд включает в себя водоохлаждаемый электрический ввод, на который устанавливался электрод из необходимого материала. В данном случае использовалась торцевая поверхность цилиндрической заготовки из тантала в

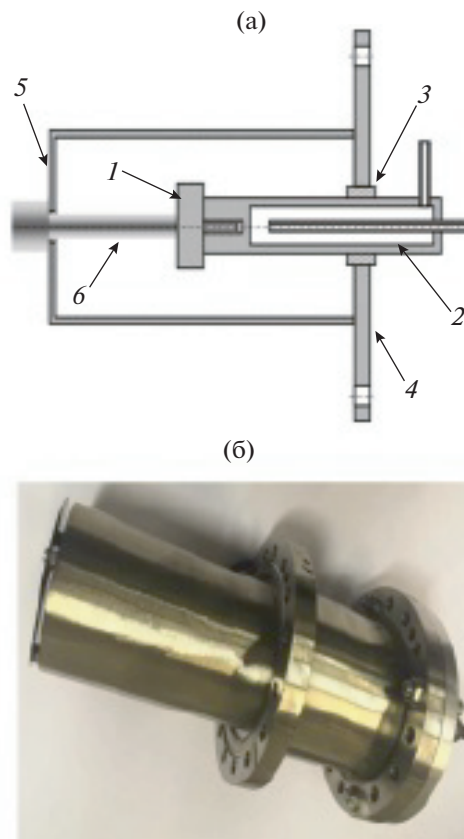


Рис. 2. Торцевой зонд: (а) схема торцевого зонда: 1 – танталовая пластина, 2 – водоохлаждаемый ввод, 3 – керамический изолятор, 4 – фланец, 5 – диафрагма, 6 – пучок; (б) фотография зонда.

качестве поверхности авто-эмиссионного зонда. Для уменьшения глобального влияния торцевого зонда на плазму ППР предусмотрена входная диафрагма диаметром 8 мм.

В качестве источника напряжения смещения зонда использовался блок LPS-2000-1 с выходным напряжением до 2 кВ и током до 1 А, имеющим возможность стабилизации по напряжению, току и мощности. Схема подключения автоколебательного торцевого зонда и измерения выходных параметров электрической цепи представлена на рис. 3.

В работе [1] для измерения тока использовался предварительно откалиброванный датчик Холла. Он дает усиленный сигнал тока, развязанный по напряжению с токовой шиной. При работе в рассеянном магнитном поле требуется следить за изменением постоянной составляющей, чувствительной к изменению ориентации датчика относительно магнитного поля и его величины. Апробация автоколебательной методики для описываемого танталового зонда проводилась с использованием прямых измерений тока с помощью высокочастотного шунта. По конструктивным соображениям,

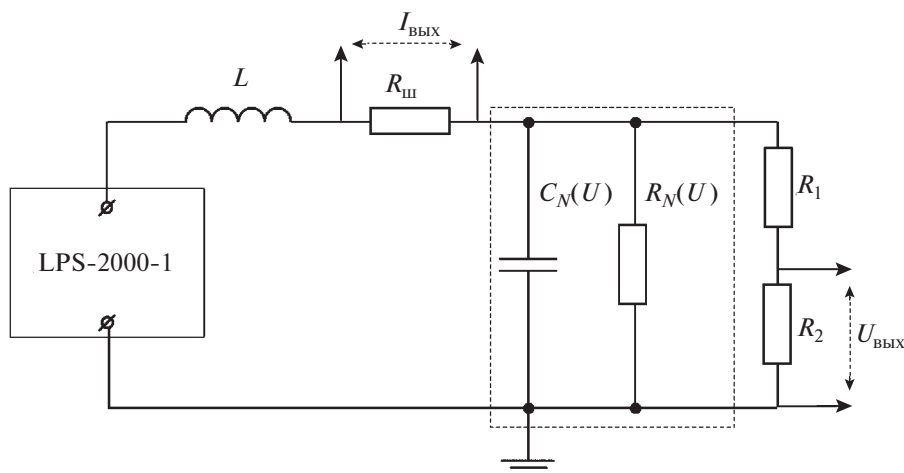


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема торцевого зонда: L — индуктивность цепи, $C_N(U)$ — нелинейная емкость плазменно-поверхностного контакта, $R_N(U)$ — нелинейное сопротивление, соответствующее ВАХ зонда $I_N(U)$, U — напряжение на зонде, R_1 и R_2 — сопротивления делителя, $R_{ш}$ — сопротивление шунта. Пунктирный прямоугольник — электрический эквивалент поверхности-плазменного контакта.

поскольку в источнике смещения положительный полюс соединен с корпусом, шунт подключен непосредственно к зонду. Импульсное напряжение на зонде во время развития автоколебаний может достигать значений свыше 1 кВ. Поэтому для измерения тока потребовался отдельный осциллограф (Tektronix TPS2014) с отключением от сети питанием, сигнал напряжения зонда снимался с делителя вторым таким же осциллографом по обычной схеме. Синхронизация осуществлялась с помощью трансформатора с тремя обмотками на ферритовом кольце, на первичную обмотку которого подключался выходной сигнал с делителя напряжения, а развязанные по постоянному напряжению сигналы на вторичных обмотках обеспечивали синхронизацию. При частотах измеряемого сигнала вплоть до 1 МГц, данная простая схема позволила надежно фиксировать сигналы напряжения развертки на зонде (с помощью делителя напряжения) и тока в его цепи без процедуры учета сдвига фаз, связанного с запаздыванием измерителя тока на основе датчика Холла.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Были проведены измерения ВАХ зонда с помощью блока смещения для нескольких значений парциального давления примеси кислорода. Измерения проводились в маломощных режимах ППР: рабочее давление водорода 0.08 Па, ускоряющее напряжение первичного электронного пучка 1 кВ, ток — 150 мА. На рис. 4 представлена ВАХ зонда в области ионного насыщения, полученная обычным способом при линейной развертке напряжения смещения. Показаны абсолютные зна-

чения отрицательного напряжения смещения и полного тока на зонд.

Наблюдается искажение сигнала ионного тока насыщения, вызванное значительной вторичной эмиссией с поверхности зонда. ВАХ имеет выраженный максимум эмиссионного тока при напряжении около 100 В, минимум и насыщение оказываются за пределом развертки. Можно сделать вывод, что естественной примеси кислорода кислородосодержащих компонентов в рабочем объеме (остаточное давление менее 10^{-4} Па) оказывается достаточным для возникновения вторично-эмиссионного оксидного слоя и появления участка ВАХ с отрицательным дифференциальным сопротивлением. При этом наблюдается практически десятикратное превышение эмиссионного тока над ионным током насыщения, что указывает на возможность создания с помощью танталовой контактной поверхности на основе обсуждаемого принципа энергетически эффективного автогенератора ВЧ мощности. Таким образом, экспериментально подтверждается возможность формирования на поверхности Та полноценного эмиссионного покрытия в результате естественного окисления. Отметим также, что многократное повышение парциального давления кислорода мало влияет на ВАХ, что указывает на относительную стабильность толщины оксидного покрытия. Рост толщины должен сдвигать максимум тока вправо, поскольку с ее ростом увеличивается падение напряжения в диэлектрическом слое для обеспечения проводимости. При толщине свыше 100 нм слой становится изолирующим, и ток на зонд обращается в ноль. Толщина эмиссионного покрытия в режиме автоколебаний устанавливается в результате динамиче-

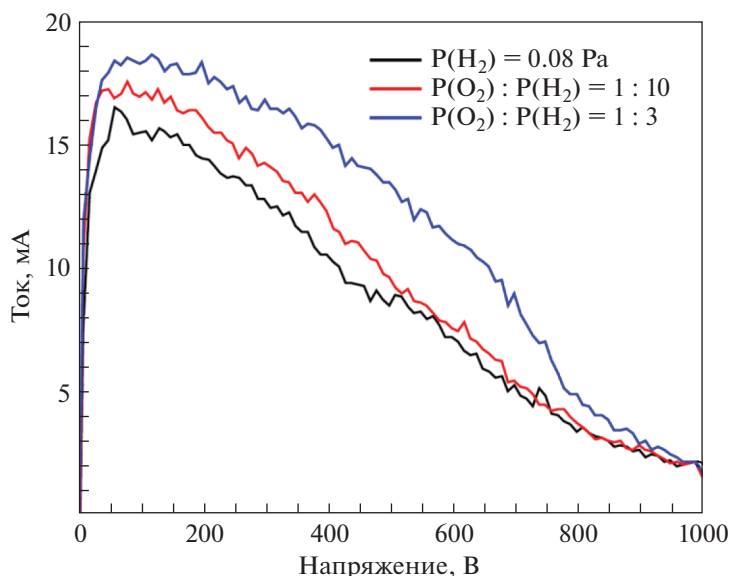


Рис. 4. ВАХ торцевого зонда.

ского равновесия между процессами распыления и химического восстановления оксида, с одной стороны, и окисления активным кислородом, с другой. Поскольку при низких температурах поверхности зонда молекулярный кислород не окисляет Та, начальную формовку оксидного покрытия после полной очистки поверхности зонда приходится проводить при повышенной температуре либо в кислородосодержащей плазме. Если получено покрытие с избыточной толщиной, и ток в цепи зонда отсутствует, производится утонение покрытия в условиях ППР с аргоном в качестве рабочего газа. Распыление изолирующего покрытия производится в результате бомбардировки ионами аргона, ускоренными из плазмы ППР достаточно высокой плавающей разностью потенциалов (свыше 100 В). При этом источник смещения зонда устанавливается в соответствии с восходящим участком ожидаемой ВАХ (порядка 30 В на рис. 4). Появление значительного тока в цепи зонда свидетельствует о формировании покрытия необходимой толщины (порядка 10 нм) с переходом покрытия из изолирующего состояния в эмиссионный режим. Далее можно переходить к измерениям в автоколебательном режиме при переводе напряжения смещения на падающий участок ВАХ. В аргоновой плазме эмиссионное покрытие быстро распыляется высокоэнергетичными ионами, при переходе на водород оксидный слой может устойчиво существовать в состоянии динамического равновесия между процессами эрозии (распыление и химическое восстановление) и образования новых окислов при наличии даже небольшой примеси кислорода.

Представленные на рис. 4 результаты получены при относительно малой мощности ППР, когда ВАХ на падающем участке можно снять без возбуждения автоколебаний при выполнении условия стабильного протекания тока по контуру на рис. 3 при попадании нагрузочной характеристики источника смещения на участок отрицательного дифференциального сопротивления:

$$\frac{L + L^*}{C_N + C^*} < R|R_N|, \quad (1)$$

где L — подключаемая в колебательный контур внешняя индуктивность, L^* — паразитная индуктивность контура, включая индуктивность плазменного шнура, C_N — нелинейная емкость плазменно-поверхностного контакта, C^* — паразитная емкость зонда (на рис. 3 не показана), R — активное сопротивление колебательного контура и выходное сопротивление источника смещения. R_N — дифференциальное сопротивление. Увеличение мощности разряда ведет к росту эмиссионного тока в максимуме, следовательно, к снижению абсолютной величины дифференциального сопротивления и возникновению условий для генерации автоколебаний.

Поэтому измерения величины значения ионного тока насыщения методом вторично-эмиссионного автоколебательного зонда проводились в более мощных режимах разряда. Давление водорода в камере составляло 0.1 Па, ускоряющее напряжение первичного электронного пучка — 700 В, ток эмиссии — 350 мА. Измеряемое с помощью встроенного в блок питания амперметра среднее значение тока в цепи — 20 мА. Максимум тока эмиссии на ВАХ увеличился до 40 мА, соответ-

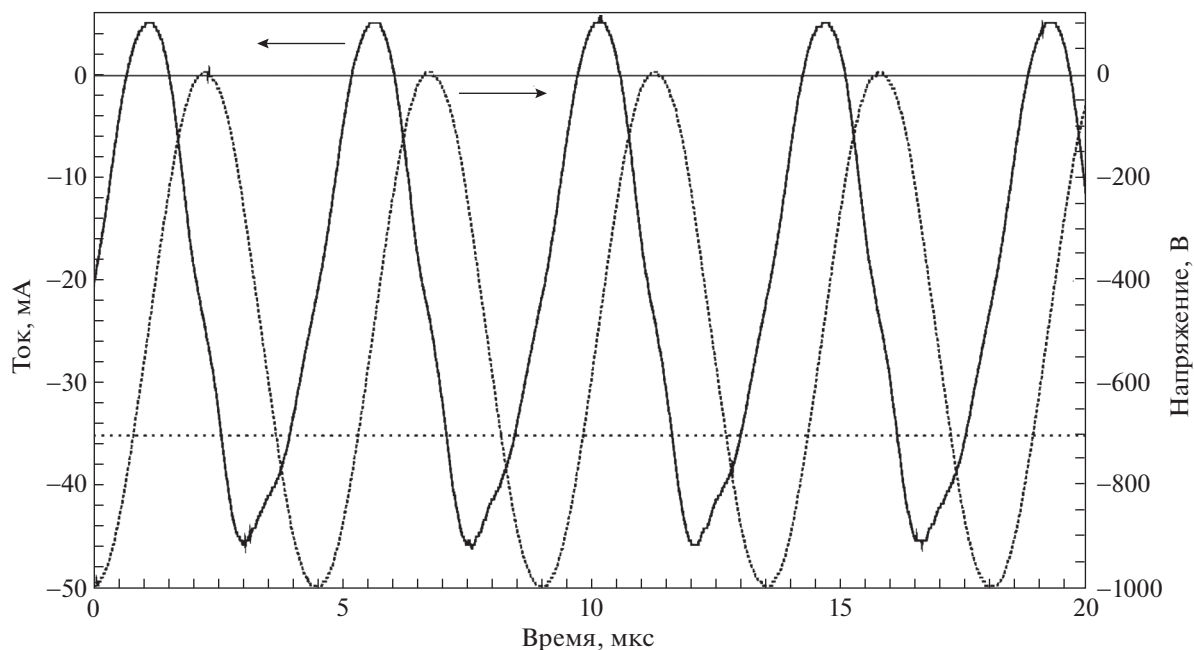


Рис. 5. Осциллограммы напряжения и тока в цепи зонда.

ственно, почти в три раза уменьшилась абсолютная величина R_N . В результате зондовая цепь перешла в режим генерации автоколебаний. На рис. 5 представлены осциллограммы тока и напряжения, снятые с помощью синхронизированных осциллографов при постоянном напряжении смещения зонда -500 В, примерно на середине падающего участка мгновенной ВАХ зонда.

Пунктирная горизонталь — ускоряющее напряжение пушки, напряжение зонда в момент измерения ионного тока насыщения оказывается существенно ниже, что исключает электрон-электронную эмиссионную составляющую. Ток опережает напряжение почти на треть периода автоколебаний. По осциллограммам можно установить, что максимум мгновенной ВАХ находится при напряжении порядка -200 В (это напряжение соответствует нижнему значению на осциллограмме тока). Соответственно, в момент достижения нижнего значения напряжением зонда (-1000 В), когда $dU/dt = 0$, отсутствует емкостная составляющая, и ток зонда соответствует ионному току насыщения (около 22 мА).

На рис. 6 показана фазовая траектория в координатах динамических переменных — напряжение и ток зонда. Такое дополнительное представление автоколебаний, получаемое исключением времени, позволяет более наглядно представить форму мгновенной ВАХ, связанной с параметрами плазмы и состоянием контактной поверхности. В частности, фазовая траектория очень чувствительна к плотности горячего электронного компонента, с которым через вторичную эмис-

сию связан размах фазовой траектории по току. Стабильность фазовой траектории во времени указывает на постоянство параметров плазмы и отсутствие влияния на них со стороны зонда. В описываемом случае зонд отделен от основного канала ППР диафрагмой, поэтому влияние автоколебаний зондовой системы на параметры основной плазмы незначительно по сравнению с первичным пучком. В противном случае влиянием зонда нельзя пренебрегать, автоколебательная система может переходить в более сложные модулированные и даже хаотические автоколебания. Отметим, что в экспериментах с алюминиевым автоколебательным зондом, описанных работе [1], возбуждение автоколебаний достигалось при весьма значительных постоянной и переменной составляющих тока (соответственно 0.5 и 1 А) по сравнению танталовым (20 и 30 мА).

Чтобы увеличить чувствительность автоколебательного зонда, увеличивая апертуру диафрагмы, а также исключить влияние зонда на параметры диагностируемой плазмы можно изменить режим автоколебаний, переходя к формированию одиночных импульсов, запускаемых относительно слабым внешним воздействием. Заметим, что на приборах с N-образной ВАХ в зависимости положения на ней рабочей точки, выполнения или нарушения условия (1) могут реализоваться несколько принципиально разных режимов. Помимо рассмотренных стационарного и автоколебательного режимов проявляются следующие режимы: одновибратор с формированием положительного или отрицательного импульса напряжения,

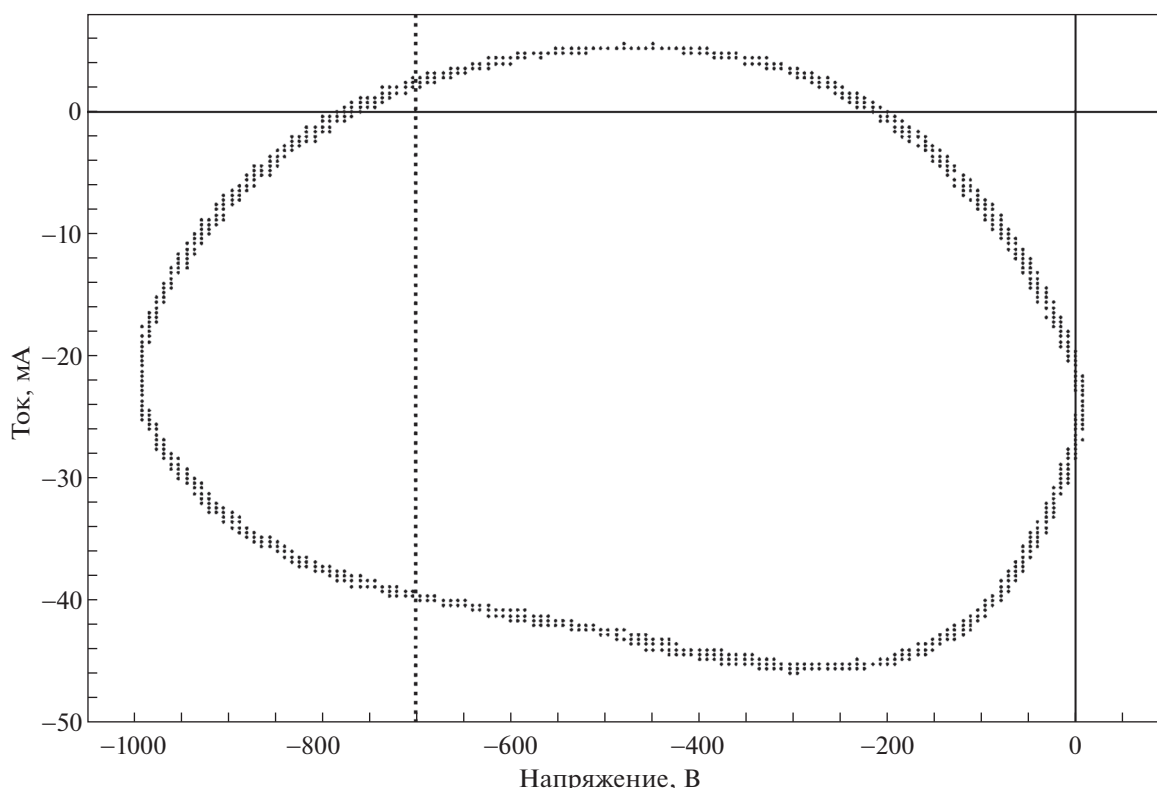


Рис. 6. Фазовая диаграмма автоколебательного процесса, показанного на рис. 5.

двустабильный триггер, а также высокочастотный усилитель.

Для формирования единичного отрицательного импульса требуется низковольтный источник отрицательного смещения, задающий рабочую точку на восходящем участке ВАХ. На рис. 4 этот участок с очень малым положительным дифференциальным сопротивлением находится левее максимума. То есть напряжение постоянного источника смещения может быть снижено до уровня нескольких десятков вольт. В этом случае состояние динамической системы зонда соответствует режиму ждущего одновибратора. В силу очень короткого однократного воздействия импульсного зондового напряжения параметры диагностируемой плазмы практически не изменяются. Кроме того, ионный компонент обладает значительной инерцией, в результате возможное возмущение плотности ионного тока запаздывает по отношению к моменту измерения. В одновибраторном режиме следует ожидать и снижения электромагнитных наводок на регистрирующую аппаратуру по сравнению непрерывным режимом генерации автоколебаний. Методика измерения ионного тока насыщения остается такой же как и в случае непрерывной генерации автоколебаний.

В простейшем варианте запуск одновибратора осуществляется кратковременным внешним им-

пульсным воздействием, выводящим систему из равновесия. Технически наиболее просто дополнительное напряжение к зонду приложить с помощью импульсного трансформатора, когда внешний сигнал (отрицательный по напряжению) кратковременно переводит рабочую точку на падающий участок ВАХ. При этом формируется одиночный отрицательный импульс высоковольтной развертки напряжения зонда. Цикл заканчивается возвратом зондовой колебательной системы в исходное низковольтное моностабильное состояние на участке роста эмиссионного тока.

Другой вариант запуска одновибраторного режима основывается на кратковременном изменении эмиссионного тока зонда, т.е. на быстром изменении положения максимума N-образной ВАХ. Это можно сделать, например, с помощью облучения эмиссионной поверхности зонда вспомогательным электронным пучком. Для этого в конструкцию зонда потребуется добавить управляющую электронно-эмиссионную систему. Следует иметь в виду, что дополнительный пучок можно использовать как для увеличения, так и уменьшения максимума тока на N-образной ВАХ. Причем, второй способ менее инерционный, так как не потребуются изменять ток через индуктивность. После выключения дополнительного пучка этот ток автоматически окажется выше нового

максимума ВАХ, что и запустит импульс одно-вибратора.

Дополнительное электронно-эмиссионное устройство не всегда просто сделать, особенно в сильных магнитных полях. Может оказаться технически более просто управлять одновибраторным режимом зонда с помощью фотоэмиссии при облучении его поверхности лазерным излучением. В настоящее время имеется широкий выбор лазеров как по мощности излучения, так и по рабочей частоте (вплоть до ультрафиолетового диапазона), лазерные фотоинжекторы нашли применение в вакуумной электронике и ускорительной технике. Систему доставки излучения к поверхности зонда можно построить на основе гибких волноводов вплоть до энергии квантов 6 эВ (200 нм), что позволяет получать фотоэлектроны не только для оксидных покрытий, но и практически для всех чистых металлов. Отметим, что фотоэмиссию с чистой танталовой поверхности (работа выхода 4.1 эВ) обеспечивает излучение с длиной волны, порядка 300 нм и меньше. При достаточной мощности оно позволит сформировать высоковольтный импульс развертки зонда даже без вторично-эмиссионного оксидного покрытия и, соответственно, при обычной монокристаллической ВАХ.

Покрытия обычно снижают по энергии порог образования и увеличивают квантовый выход фотоэлектронов. В рабочем эмиссионном режиме зонда (с оксидным покрытием из Ta_2O_5) и сильным электрическим полем фотоэмиссия должна существенно облегчаться. Во-первых, должна заметно смещаться в длинноволновую область красная граница инжекции электронов из металла в зону проводимости диэлектрика за счет эффектов Шоттки и туннелирования. Во-вторых, облегчается эмиссия горячих электронов на границе диэлектрик-вакуум, благодаря нагреву в электрическом поле порядка 10^7 В/см [5]. Таким образом, при использовании эмиссионного покрытия можно значительно упростить требования к лазерной системе запуска импульса развертки.

Кроме того, автоколебательный зонд, оснащаемый лазерной подсветкой с изменяемой фокусировкой луча, легко дорабатывается для проведения LIBS анализа осаждаемых на его поверхности примесей. Таким образом, перевод автоколебательного зонда в одновибраторный режим позволит поднять чувствительность, снизить общие наводки на регистрирующую аппаратуру, расширить диагностические возможности метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены эксперименты по испытаниям прототипа вторично-эмиссионного зонда, работающего в режиме автоколебательной развертки напряжения и предназначенного для диагностики неравновесной плазмы в присутствии надтепловой группы электронов. Особенностью конструкции описываемого автоколебательного зонда по сравнению с ранее испытанными зондами из Al как аналога Ве является применение тугоплавкого Ta. Во-первых, при высоких тепловых нагрузках тантал способен работать в режиме радиационного охлаждения. Во-вторых, в результате естественного окисления остаточными кислородосодержащими компонентами на его поверхности формируется высококачественное диэлектрическое покрытие, обеспечивающее автоколебательный режим работы зонда. Использование Ta существенно упрощает конструкцию зонда и повышает его надежность. Сочетание режимов непрерывной автоколебательной развертки и одновибраторного запуска импульсной развертки напряжения внешним сигналом позволит значительно расширить диагностические возможности метода автоколебательного зонда.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-12-01575.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Визгалов И.В., Гуторов К.М., Курнаев В.А., Сорокин И.А. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10. № 2. С. 132–140. <https://doi.org/10.1134/S2079562919010172> [Vizgalov I.V., Gutorov K.M., Kurnayev V.A., Sorokin I.A. // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1368–1375. <https://doi.org/10.1134/S10637788190100181>].
2. Isaev N.V., Klykov I.L., Peskov V.V., Shustin E.G., Vizgalov I.V., Kurnayev V.A. // Instrum. Exp. Tech. 2014. V. 57(1). P. 82–85. <https://doi.org/10.1134/S002044121401014X>
3. Isaev N.V., Chmil' A.I., Shustin E.G. // Plasma Phys. Rep. 2004. V. 30(3). P. 292–297. <https://doi.org/10.1134/1.1687029>
4. Shustin E.G., Isaev N.V., Temiryazeva M.P., Fedorov Yu.V. // Vacuum. 2009. V. 83(11). P. 1350–1354. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2009.03.033>
5. Гриценко В.А. // Успехи физических наук. 2017. Т. 187. № 9. С. 971–979. <https://doi.org/10.3367/UFN.2016.12.038008> [Grishenko V.A. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 902–910. <https://doi.org/10.3367/UFN.2016.12.038008>].

Testing Secondary-Emission Self-Oscillatory Probe

I. V. Vizgalov^{1, †} and I. A. Sorokin^{1, 2, *}

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

² Fryazino Branch, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
Fryazino, Moscow oblast, 141120 Russia

*e-mail: iasorokin@mail.ru

Received December 12, 2019; revised December 16, 2019; accepted December 16, 2019

The test results of the prototype of the secondary-emission probe operating in the mode of self-oscillatory sweep intended for diagnosing nonequilibrium plasma in the presence of epithermal group of electrons are given. Earlier, the method of self-oscillatory probe was tested using an aluminum water-cooled contact surface with formation of a nanoscale thick high-emission oxide coating. The structure of the described probe is peculiar owing to application of refractory tantalum, which is capable of working in the mode of radiation cooling, which simplifies the structure and increases the reliability of the probe. It is shown that, owing to secondary-emission characteristics, oxide-coated tantalum allows under plasma loading obtaining a pronounced N-type current–voltage characteristic with a large excess in the electron-emission current component against the ion saturation current and satisfies all requirements for realization of the method of self-oscillatory probe.

Keywords: nonequilibrium plasma, probe characteristic, self-oscillatory development, plasma discharge, secondary emission

[†] Deceased.

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 621.039.6

ВАКУУМНАЯ КАМЕРА ТОКАМАКА МИФИСТ-1

© 2020 г. Г. М. Воробьев^a, С. А. Крат^{a, *}, В. Д. Миронов^a, В. А. Курнаев^a

^aНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: stepan.krat@gmail.com

Поступила в редакцию 01.08.2020 г.

После доработки 03.08.2020 г.

Принята к публикации 05.08.2020 г.

Одним из важнейших конструктивных элементов токамака является вакуумная разрядная камера, к которой предъявляются специфические требования, связанные с индукционным способом генерации плазмы и, соответственно, наличием переменных магнитных полей, дополнительно воздействующих на камеру. Кроме того, камера не только должна обеспечить возможность создания и удержания в ней токовой плазмы, но предоставлять возможности диагностики ее параметров через соответствующие патрубки. Создаваемый в МИФИ малый сферический токамак, предназначенный как для учебных, так и для исследовательских целей, имеет обширную программу таких исследований, поэтому разрядная камера должна позволять не только быстро создавать вакуум, выдерживать переменные магнитные поля, но и быть удобной для измерения ее параметров с помощью различных диагностик, а также позволять быстро осуществлять замену внутренних элементов и ввод в камеру дополнительной мощности. В данной работе описана удовлетворяющая этим требованиям конструкция вакуумной камеры токамака МИФИСТ-1 и приведены расчеты в обосновании выбора материала, толщины характерных элементов камеры, а также приведены результаты испытаний готовой камеры

Ключевые слова: токамак, разрядная камера, механическая устойчивость

DOI: 10.1134/S2079562920040181

1. ВВЕДЕНИЕ

В НИЯУ МИФИ создается малый сферический учебно-демонстрационный токамак МИФИСТ, основные параметры которого приведены в [1, 2]. В ряду компактных и сферических токамаков, которые удобны для применения в учебных целях [3–7], сферические [4–6] имеют то преимущество, что при сравнимых размерах (а значит и стоимости изготовления) позволяют получать более высокие параметры плазмы: значение тока плазмы и отношение давления плазмы к давлению магнитного поля за счет более высокие значений вытянутости по вертикали и значения треугольности. Поэтому сферические токамаки продолжают активно создаваться [8–12].

На вакуумную камеру токамака действует как атмосферное давление, так и электромагнитные силы, вызванные протекающим по ней током при работе электромагнитной системы. Для малого токамака с относительно короткой длительностью разряда влияние конструкции камеры на его работоспособность и операционные пределы весьма существенно. Если металлическая камера не имеет изоляционного разъема по большому обходу, то при индукционном возбуждении плаз-

менного тока по ней протекает ток, который в первые моменты может во много раз превышать плазменный ток. При этом возникает временная задержка максимального напряжения на обходе и уменьшения его амплитуды внутри камеры. Для обеспечения пробоя требуется компенсация магнитного поля от этого тока внутри камеры на уровне нескольких эрстед. При быстром изменении тороидального поля, возникающий по малому обходу камеры ток может вызвать сжимающее давление намного превосходящее атмосферное. Очень опасные последствия может вызвать ток по камере при срыве плазменного тока. Следует также учитывать, что при прогреве вакуумной камеры разные ее участки смещаются относительно своего начального положения. Это отражается на способах подсоединения внешней аппаратуры к патрубкам. Все эти факторы надо учитывать при конструировании вакуумной камеры [13], поэтому ее создание требует тщательного обоснования.

В данной статье описывается расчет камеры токамака МИФИСТ-1 на устойчивость и результаты испытаний изготовленной камеры.

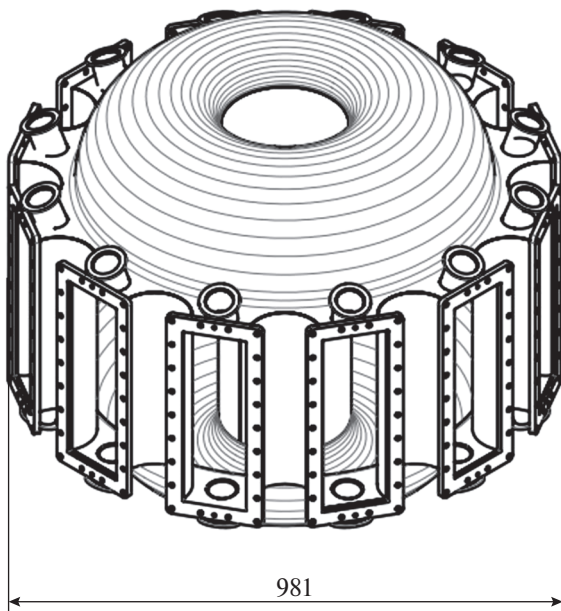


Рис. 1. Конструкция вакуумной камеры токамака МИФИСТ-1.

2. МЕХАНИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ

Конструкция при ее механическом нагружении может разрушиться, когда в каком-либо ее элементе превышен предел прочности материала, либо при потере изделием устойчивости. Расчеты и практика показывают, что в случае вакуумной камеры запас прочности намного превышает запас устойчивости. Поэтому, при конструировании устойчивости уделяется основное внимание. Из механических свойств материала при расчете на устойчивость учитывается только модуль Юнга. В отличие, например, от предела прочности, он примерно одинаков почти для всех сталей. Поэтому материал камеры можно подбирать по другим критериям. На устойчивость камеры влияет конструкция всех ее элементов. Но даже при наличии неудачных, с точки зрения устойчивости, элементов конструкции задачу устойчивости можно решить увеличением толщины стенок вакуумной камеры. Зависимость предела устойчивости от толщины стенок очень сильная (в большинстве элементов кубическая). Но увеличение толщины стенок влечет за собой увеличение токов по камере и соответственно увеличение действующих на нее электродинамических сил, увеличение времени проникновения внешних управляющих магнитных полей и увеличению паразитных магнитных полей внутри вакуумной камеры. Поэтому желательно иметь минимальную толщину камеры, обеспечивающую ее устойчивость с необходимым запасом. При выборе материала вакуумной камеры учитывается также химический состав стали,

газоотделение, взаимодействие с водородом, распыление при бомбардировке плазменными частицами, магнитные свойства, удельная электропроводность, механические характеристики, свойства сварных швов. Кроме конструкторской разработки надо также учитывать и технологические возможности изготовления в конкретных условиях.

Особенности предложенной конструкции вакуумной камеры токамака МИФИСТ-1 кратко описаны в [1]. В качестве материала камеры выбрана сталь AISI 316. Камера состоит из внутреннего цилиндра, верхнего и нижнего купола и центрального пояса с патрубками (рис. 1). Купола имеют безмоментную форму оптимальную для устойчивости. Они изготавливались из цельного листа стали методом выдавливания. Центральный пояс изготовлен из двенадцати цилиндрических элементов. Сверху и снизу пространство между цилиндрами закрыто плоскими крышками (в дальнейшем называемыми шайбами), на которых находятся 24 наклонных патрубка. Внешний участок этой конструкции образует 12 больших прямоугольных патрубков.

Предварительные расчеты показывают, что если при работе токамака не используется адиабатическое сжатие плазмы и исключены срывы плазменного тока, то основным фактором, влияющим на устойчивость вакуумной камеры, является атмосферное давление. Были произведены расчеты на устойчивость как отдельных элементов камеры, так и ее целиком с варьированием некоторых параметров.

Из теории устойчивости тонкостенных оболочек известно, что на их устойчивость существенно влияет отклонение реального профиля оболочки от идеального теоретического. Обычно, полученные при испытаниях значения критической нагрузки меньше, чем теоретические. В результате проведения многочисленных экспериментов с оболочками различной конфигурации получены формулы для практического расчета (см. [14]). При этом выявлено, что при осевом сжатии реальная критическая нагрузка в 2–3 раза меньше теоретической, а при действии только бокового давления снижение реальной критической нагрузки происходит в 1.25–1.4 раза. Учитывая, что расчеты устойчивости в различных программах выполняются по теоретическим формулам для идеальных моделей, для определения реального значения критической нагрузки в получаемые результаты необходимо вносить поправки.

2.1. Устойчивость внутреннего цилиндра камеры от действия внешнего атмосферного давления

Внутренний цилиндр камеры токамака имеет диаметр 24.0 см и высоту 64.8 см. Он подвергается

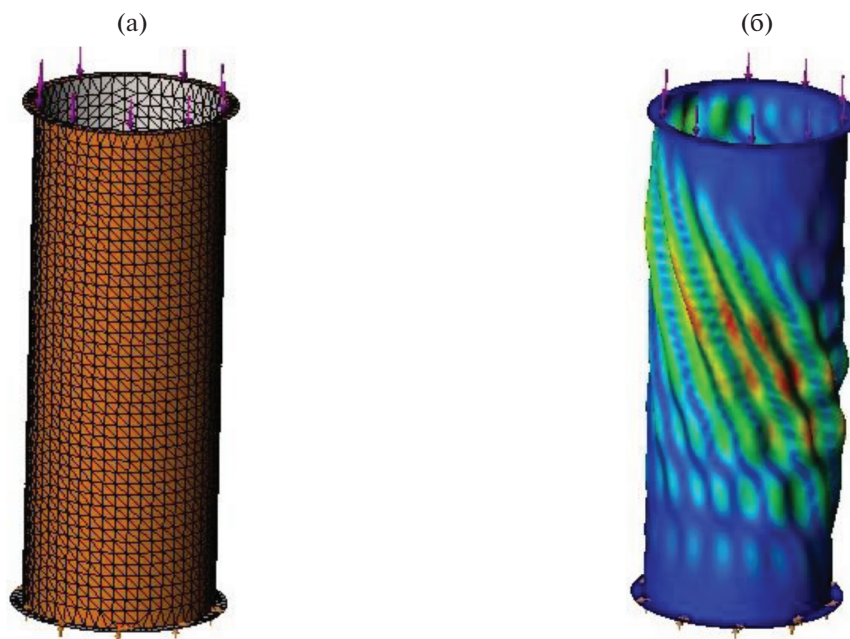


Рис. 2. Модель внутреннего цилиндра высотой 648 мм, диаметром 240 мм и толщиной стенки 0.5 мм вакуумной камеры токамака с граничными условиями и расчетной сеткой (а), и результаты расчета относительных деформаций методом конечных элементов (б), иллюстрирующие потерю устойчивости цилиндра.

осевому сжатию и внутреннему давлению. В первом приближении, считая камеру тором, осевая сжимающая нагрузка на цилиндр будет определяться, как произведение атмосферного давления $p = 1 \text{ кгс/см}^2$ на площадь кольца с внутренним радиусом, равным радиусу цилиндра, и наружным радиусом, равным радиусу наивысшей точки купола камеры. В нашем случае это радиусы 120 и 205 мм соответственно. Сила осевого сжатия камеры:

$$F_{сж} = p\pi(R^2 - r^2) = 870 \text{ кгс} = 8700 \text{ Н.} \quad (1)$$

Критическую силу сжатия для цилиндра определяется по формулам для практического расчета, представленным в работе [14]:

$$F_{кр} = 2\pi k E \delta^2, \quad (2)$$

где k — коэффициент, зависящий от отношения радиуса к толщине обечайки, $E = 19300 \text{ кгс/мм}^2$ — модуль упругости нержавеющей стали, δ — толщина обечайки, мм.

Для толщины цилиндра при $R = 120 \text{ мм}$, $\delta = 0.5 \text{ мм}$: $R/\delta = 120/0.5 = 240$, что согласно [14] дает значение $k = 0.23$. Тогда из (1) получим $F_{кр} = 6970 \text{ кгс}$, напряжения при этом составят $\sigma_{кр} = 6970/(3.14 \times 240 \times 0.5) = 18.5 \text{ кгс/мм}^2$, что меньше предела текучести этой стали 24 кгс/мм^2 .

Для толщины цилиндра 1 мм $R/\delta = 120$, что, в соответствии с [14], дает значение $k = 0.3$ и $F_{кр} = 36361 \text{ кгс}$. Напряжения составят $\sigma_{кр} = 48.2 \text{ кгс/мм}^2$,

что вдвое больше предела текучести, т.е. цилиндр сломается до потери устойчивости. Таким образом, при толщине цилиндра 1 мм критическая сила сжатия больше в 5 раз, чем при толщине 0.5 мм .

Запас по устойчивости для внутреннего цилиндра при толщине 0.5 мм составит $n_{уст} = 69700/8700 = 8$, что больше, чем требуемое для обечаек значение $n = 2.4$.

Помимо аналитических расчетов, проводилось численное моделирование с использованием средств программного пакета SOLIDWORKS Simulation методом конечных элементов (МКЭ). На рис. 2а, 2б, представлены сетка модели и результат расчета для толщин 0.5 мм , аналогичные расчеты были сделаны и для толщины 1 мм . Качественно картина потери устойчивости похожа.

Принимая средний коэффициент снижения теоретического значения критической силы (смотри выше) до реального его значения равным 2.0 , получим для толщины 0.5 мм $F_{кр} = 172400/2.0 = 86200 \text{ Н}$, что близко к значению $F_{кр} = 69700 \text{ Н}$, определенному по [14]. Для толщины 1 мм имеем $F_{кр} = 713400/2.0 = 356700 \text{ Н}$, что близко к значению 363610 Н , определенному по [14]. Таким образом, расчет по эмпирическим формулам и методом конечных элементов с учетом необходимой коррекции дают примерно один и тот же результат.

Поскольку внутренний цилиндр кроме осевого сжатия подвергается воздействию внутреннего атмосферного давления, то в расчетах устойчивости

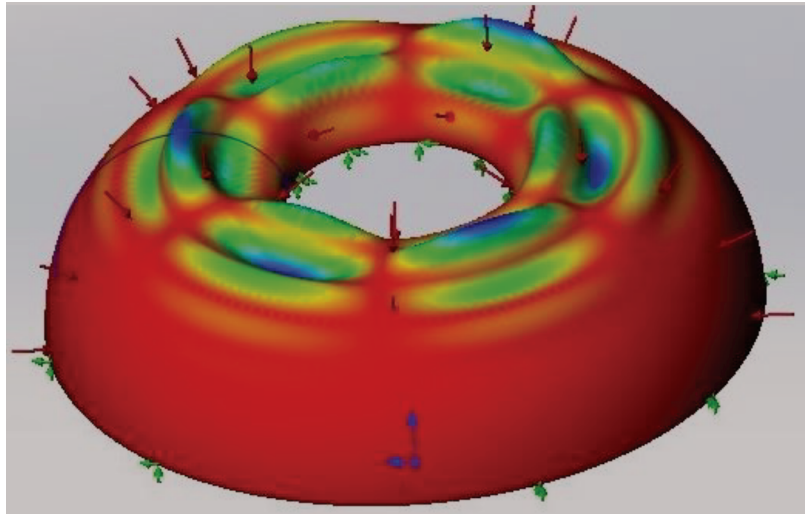


Рис. 3. Потеря устойчивости купола толщиной 1.5 мм от внешнего давления.

следует, в принципе, учесть и его составляющую. Но значение внутреннего давления равно 1 кг/см^2 для данных размеров диаметра и толщины так мало, что согласно оценкам в соответствии с [14] практически не влияет на результат расчета. Таким образом, по устойчивости и прочности для камеры токамака при воздействии наружного атмосферного давления достаточно использовать внутренний цилиндр с толщиной 0.5 мм. При этом напряжения сжатия составит: $\sigma_{\text{сж}} = 2.3 \text{ кгс/мм}^2$, то есть на порядок меньше предела текучести 24 кгс/мм^2 , а запас по устойчивости составит $n_{\text{уст}} = 8$, что больше значения $n = 2.4$ требуемого для обечаек.

2.2. Устойчивость купола камеры от действия наружного атмосферного давления

Поскольку геометрия купола не является геометрией круглого тора, то применять аналитические формулы для расчета потери устойчивости некорректно. Оценить критическое наружное давление для купола возможно численно по МКЭ. На рис. 3 представлены результаты расчета от действия наружного давления на купол с толщиной стенок 1.5 мм с шарнирно закрепленными кромками. Критическое давление составляет 32 атм. Расчеты для толщины 1 мм дают значение критического давления в 13 атм.

Полученные при помощи численного моделирования значения критического давления для купола являются завышенными. Во-первых, эти значения для идеальной оболочки и, следовательно, для реальной оболочки их надо уменьшить в 2 раза. Во-вторых, шарнирное крепление по кромкам дает завышенную оценку критического давления, так как купол на самом деле опирается на

подвижные детали, которые сами деформируются от воздействия атмосферного давления. Ориентировочно, надо еще в 1.5 раза уменьшить значения критического давления.

2.3. Устойчивость камеры

После расчета устойчивости отдельных элементов камеры был проведен расчет ее устойчивости как целого.

На рис. 4 представлены сетка модели и результат расчета по МКЭ. В качестве закрепления модели принято шарнирное отпирание по нижней кромке внутреннего цилиндра. Нагрузкой для камеры является всестороннее наружное давление.

Толщины элементов камеры были приняты следующие: 0.5 мм — для внутреннего цилиндра, 1.5 мм — для куполов, нижней и верхней шайбы, для всех наружных цилиндров, 8 мм — для плоских фланцев. Внешний диаметр модельной камеры составляет 981 мм. Высота цилиндрической части 378 мм.

Критическое давление для идеальной (имеющей точный теоретический контур) камеры составляет 5 атм.

Для реальной камеры следует ожидать критическое давление 2.5–3.0 атм. На рис. 4б видно, что потеря устойчивости происходит в районе верхней и нижней шайбы. Следует рассмотреть варианты увеличения толщины шайбы или установку радиальных шпангоутов на шайбе с заходом на купол.

На рис. 5 и 6 показаны результаты моделирования при увеличении толщины купола до 2 мм и толщины шайбы до 2-х мм. На рис. 5. показана картина потери устойчивости камеры с шайбой толщиной 2 мм. Критическое давление для иде-

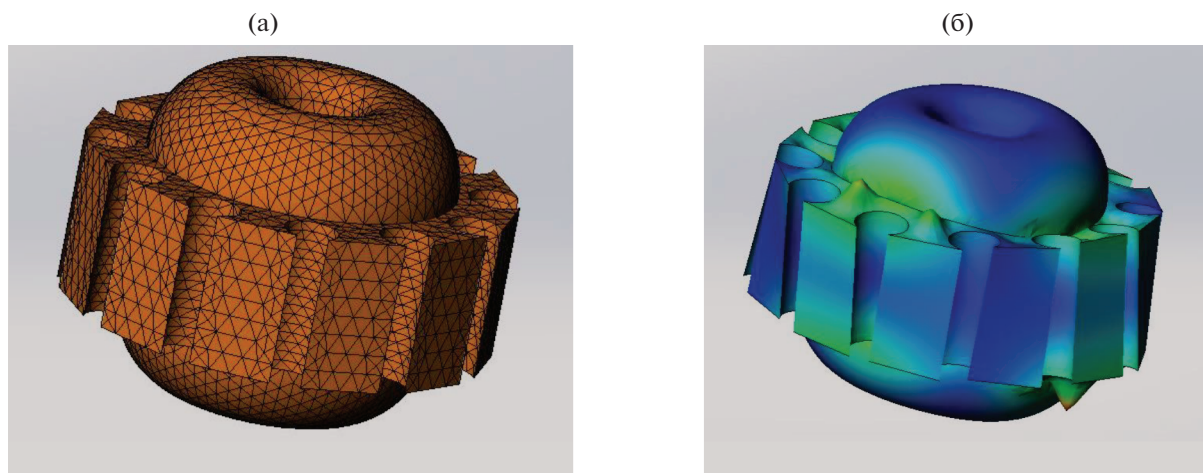


Рис. 4. Расчет по МКЭ потери устойчивости камеры: (а) сетка расчетной модели, (б) результат моделирования.

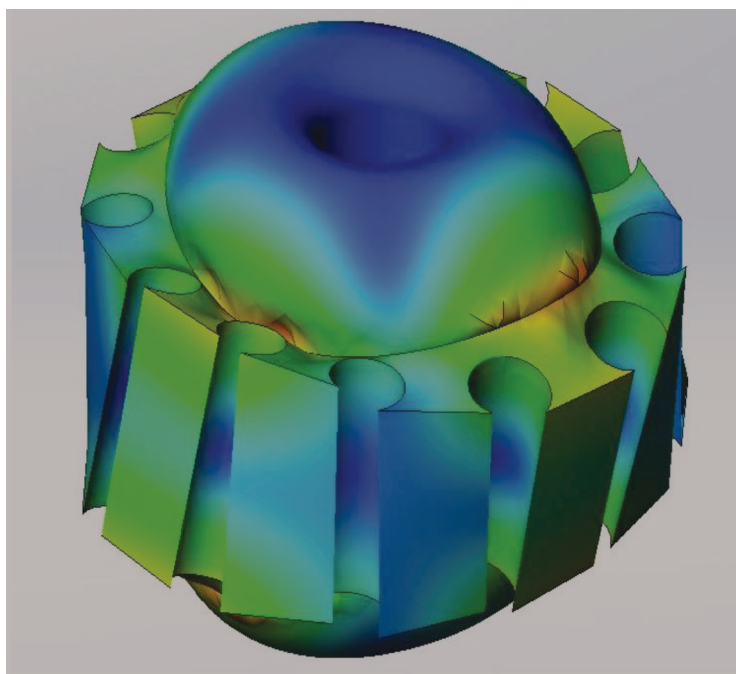


Рис. 5. Потеря устойчивости камеры с куполом 1.5 мм, шайбой толщиной 2 мм.

альной камеры составляет 7.5 атм, для реальной камеры $7.5/2 \approx 3.8$ атм.

Геометрия потери устойчивости камеры с куполом 2 мм, шайбой толщиной 2 мм на шайбе показана на рис. 6. Критическое давление для идеальной камеры в данном случае составляет 9.3 атм, для реальной камеры $9.3/2 = 4.6$ атм.

3.3. Изготовление вакуумной камеры и ее испытания

Вакуумная камера, соответствующая описанной выше конструкции, была изготовлена на

предприятии ФГУП ЭЗАН, купола произведены ООО “Моспресс”. После производства и до сварки купола были подвергнуты электрохимической полировке. Внешний вид вакуумной камеры представлен на рис. 8. В процессе производства был выявлен ряд технических ограничений, потребовавших уточнений конструкции.

Купола камеры были произведены из листов стали AISI 321 (аналог 08X18H10T) начальной толщиной до прокатки 2.5 мм. Это было связано с меньшей пластичностью стали AISI 316 (аналог 03X17H14M3) и образованием разрывов в детали в процессе производства. Предполагалось произ-

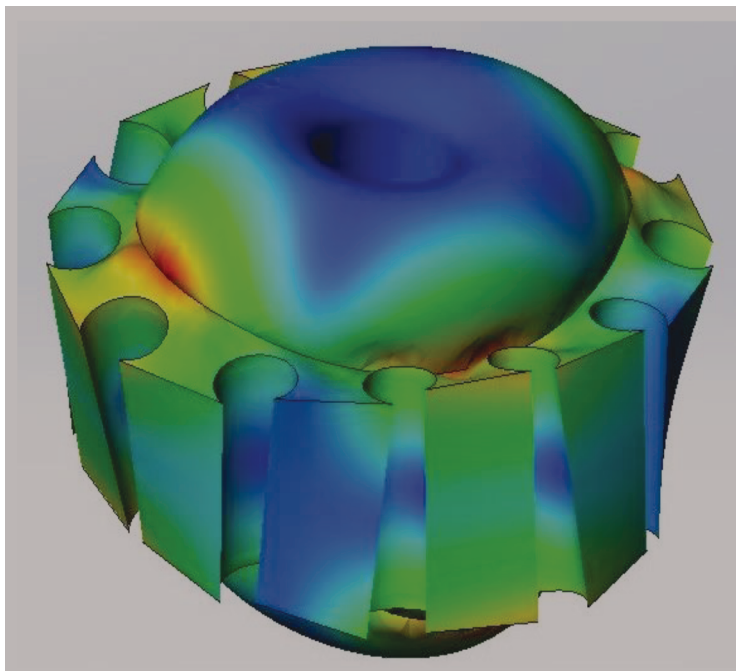


Рис. 6. Потеря устойчивости камеры с куполом 2 мм, шайбой толщиной 2 мм.



Рис. 7. Фотография вакуумной камеры токамака МИФИСТ-1.

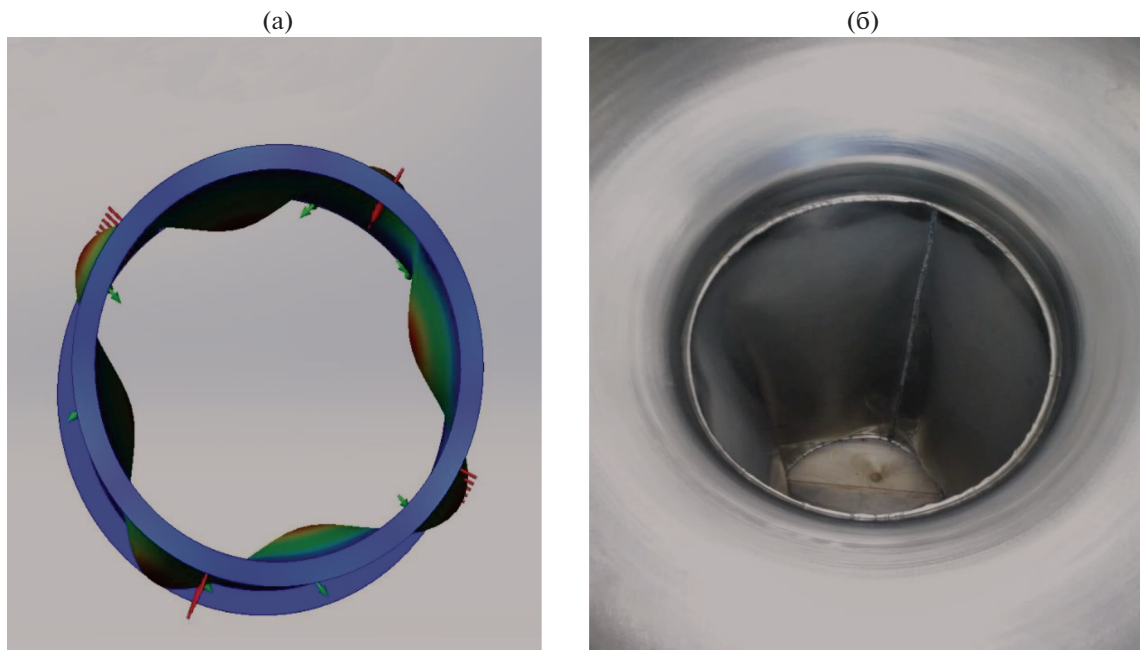


Рис. 8. Механическая деформация внутреннего цилиндра токамака МИФИСТ-1 после создания внутри вакуумной камеры давления, избыточного по отношению к атмосферному: (а) результаты численного моделирования (1 атм избыточного давления); (б) результаты эксперимента (1.6 атм избыточного давления).

водство куполов и плоских крышек как единых деталей из цельного листа, однако в процессе производства было установлено, что производство плоской внешней крышки ротационной вытяжкой невозможно из-за образования неустойчивостей, разрывов. Как следствие плоские крышки были произведены отдельно из листа стали 2.5 мм и в стык сварены с куполами камеры.

Остальные элементы камеры были произведены из стали марки AISI 316. Толщина внутреннего цилиндра была установлена как 1 мм. Толщина внешних цилиндров была увеличена до 3 мм для облегчения сварки с прямоугольными фланцами.

Испытание на вакуум проводилось двумя методами: созданием избыточного давления в камере и классическим методом с помощью гелиевого течеискателя. При этом важно отметить, что внутренний цилиндр намного менее устойчив по отношению к противоположно направленным нагрузкам, возникающим при создании внутри тороидальной камеры давления, избыточного по отношению к атмосферному. Так, согласно численным расчетам, для внутреннего цилиндра толщиной 1 мм, создание избыточного давления величиной 1 атм, приведет к необратимым деформациям (рис. 8а). Данные результаты расчетов качественно подтвердились экспериментально при испытании камеры избыточным давлением рис. 8б), что хорошо соответствует результатам численных расчетов с помощью МКЭ, проведенных для этого случая.

4. ВЫВОДЫ

Спроектирована, рассчитана и испытана вакуумная камера малого сферического токамака МИФИСТ-1. показано, что расчеты с использованием имеющегося пакет программ и полуэмпирических формул, примененных при расчете механической прочности камеры, хорошо согласуются друг с другом. При нормальном режиме работы (при внешнем давлении 1 атм. данная камера должна обладать не менее чем четырехкратным запасом по устойчивости.

БЛАГОДАРНОСТИ

Расчеты вакуумной камеры произведены в рамках работ по договору 313/1755-Д от 20.09.2019 между НИ-ЯУ МИФИ и АО “Наука и Инновации” ГК Росатом на НИОКР по теме “Разработка проекта и модернизация малого сферического токамака для подготовки высококвалифицированных специалистов по направлению “физика плазмы”.

Вакуумная камера произведена частично за счет средств добровольных пожертвований ООО “Пирамид Вакуум” и выпускника кафедры физики плазмы МИФИ Малафеева Олега Аркадьевича.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Курнаев В.А. и др. // Ядерная физика и инжиниринг. 2019. Т. 10. С. 24–27. <https://doi.org/10.1134/S2079562919010135> [Kurnaev V.A.

- et al.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1329–1331. <https://doi.org/10.1134/S1063778819100144>.
2. Курнаев В.А. и др. // Вестник НИЯУ МИФИ. 2019. Т. 8. № 6. 491–497.
3. Svoboda V. *et al.* // Fusion Eng. Des. 2016. V. 112. P. 1038–1044.
4. He Y.X. // Plasma Sci. Technol. 2002. V. 4. P. 1355.
5. Shiraiwa S. *et al.* // Proc. 26th EPS Conf. Maastricht, 14–18 June, 1999. Plasma Phys. 1999. V. 23J. P. 441.
6. Eidietis N.W. *et al.* // J. Fusion Energy. 2007. V. 26. P. 43.
7. Varandas C. *et al.* // Fusion Technology. 1996. V. 29. P. 105.
8. Gusev V.K. *et al.* // Nucl. Fusion. 2013. V. 53. P. 093013.
9. Minaev V.B. *et al.* // Nucl. Fusio. 2017. V. 57. P. 066047.
10. Harrison J.R. *et al.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. P. 12011.
11. Menard J.E. *et al.* // Nucl. Fusion. 2017. V. 57. P. 1.
12. Gryaznevich M., Asunta O. // Fusion Eng. Des. 2017. V. 123. P. 177.
13. Агеев Н.П., Дворкин Н.Я., Миков В.В. Сферические токамаки. Технологические основы проектирования и изготовления высокоресурсных тонкостенных металлических оболочек вакуумных камер. 2003. СПб.: Изд-во “Мифрил”.
14. Лизин В.Т., Пяткин В.А. Проектирование тонкостенных конструкций. 2003. Москва: М.: Машиностроение, 2003.

Vacuum Chamber of the MEPhIST-1 Tokamak

G. M. Vorobyov¹, S. A. Krat¹, *, V. D. Mironov¹, and V. A. Kurnaev¹,[†]

¹ National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),
Kashirskoe sh. 31, Moscow, 115409 Russia

*e-mail: stepan.krat@gmail.com

Received August 1, 2020; revised August 3, 2020; accepted August 5, 2020

One of the most important design elements of a tokamak is a vacuum discharge chamber, which has specific requirements related to the induction method of plasma generation and, accordingly, the presence of variable magnetic fields that additionally affect the chamber. In addition, the chamber should not only provide the possibility of creating and retaining current plasma in it, but also provide the possibility of diagnosing its parameters through the appropriate pipes. The small spherical tokamak is under construction at MEPhI, intended for both educational and research purposes, has an extensive program of such research, so the discharge chamber must not only quickly create a vacuum, withstand variable magnetic fields, but also be convenient for measuring. This paper describes design, calculations of mechanical stability and results of manufactured chamber tests.

Keywords: tokamak, discharge chamber, mechanical stability

[†] Deceased.

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 539.1.074.55

ИЗУЧЕНИЕ 16-ТИ КАНАЛЬНОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ПРОТОТИПА ДЕТЕКТОРА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

© 2020 г. А. В. Тишевский^а, *, Ю. В. Гурчин^а, А. Ю. Исупов^а, П. К. Курилкин^а, В. П. Ладыгин^а,
С. Г. Резников^а, Я. Т. Схоменко^а, А. А. Терехин^а, А. Н. Хренов^а

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна, Российская Федерация

*E-mail: tishevskiy@jinr.ru

Поступила в редакцию 07.08.2020 г.

После доработки 11.08.2020 г.

Принята к публикации 11.08.2020 г.

В Лаборатории физики высоких энергий разработаны 16-ти каналные прототипы детекторов со считыванием сигнала на основе SiPM производства Ketek и Hamamatsu для применения в калориметре под нулевым углом, а также для измерения профиля пучка нейтронов низких энергий. В работе представлен метод определения напряжения излома шумовой характеристики фотоумножителей в многоканальном детекторе и его температурная зависимость в диапазоне от 27.7 до 39.1°С. Был исследован отклик от светодиодного источника калиброванных световых импульсов и получено временное разрешение.

Ключевые слова: лавинный фотодиод, кремневые фотоумножители, точка излома шумовой характеристики, система сбора данных, детектор спиновой физики

DOI: 10.1134/S2079562920040168

ВВЕДЕНИЕ

Современные фотодетекторы на основе кремния (часто называемые SiPM, APD, MAPD, MPPC) используются в широком классе экспериментов в CERN, FAIR и на NICA [1]. Примерами их применения являются электромагнитный и адронный калориметры. Преимуществами таких детекторов по сравнению с классическими фотоумножителями являются: низкое напряжение смещения, их компактность, нечувствительность к магнитным полям. Основные недостатки заключаются: в зависимости параметров SiPM от температуры; разбросе рабочего напряжения для различных партий SiPM; большом шумовом счете, зависящем от размеров фотоприемников.

В Лаборатории физики высоких энергий Объединённого института ядерных исследований были разработаны 16-канальные прототипы детекторов (рис. 1а) со считыванием сигнала на основе SiPM производства Ketek (PM3350) [2] и Hamamatsu (S12572-010P) [3]. Они могут быть использованы как важная часть разработки калориметра под нулевым углом (ZDC) в строящемся детекторе SPD (Spin Physics Detector) коллайдера NICA.

Электроника каждого прототипа состоит из системного модуля SM G761, системной шины и 16-канального прототипа. Системный модуль

выполнен в виде настольного устройства, подключаемого к компьютеру через USB и включает в себя блок питания ~220 В. Системный модуль подключен к 16-канальному прототипу через системную шину. Прототип реализован на двух печатных платах размером 78 × 78 мм². Платы содержат источник питания для шестнадцати SiPM. Напряжение смещения задается программой HVSys [4], которая позволяет устанавливать общее напряжение и задавать разницу в напряжении смещения между каналами в индивидуальном диапазоне 0.0–3.3 В. Также платы содержат: фотоприемники, усилители и датчик температуры. Сигналы с каждого SiPM и их сумма усиливаются и выводятся на считывающую электронику через разъем IDC34.

Характерная особенность разработанных прототипов в совокупности с применяемой системой сбора данных заключается в возможности получения амплитуды сигнала совместно с временной информацией. Примененный усилитель и 20 нс фронт сигнала являются компромиссом между аналоговыми и временными измерениями, последние из которых выполняют дополнительную функцию. При этом эффективное разрешающее время для логических схем совпадений на FPGA формируется из расширенного временного окна выборки. В результате, отбрасываются случайные

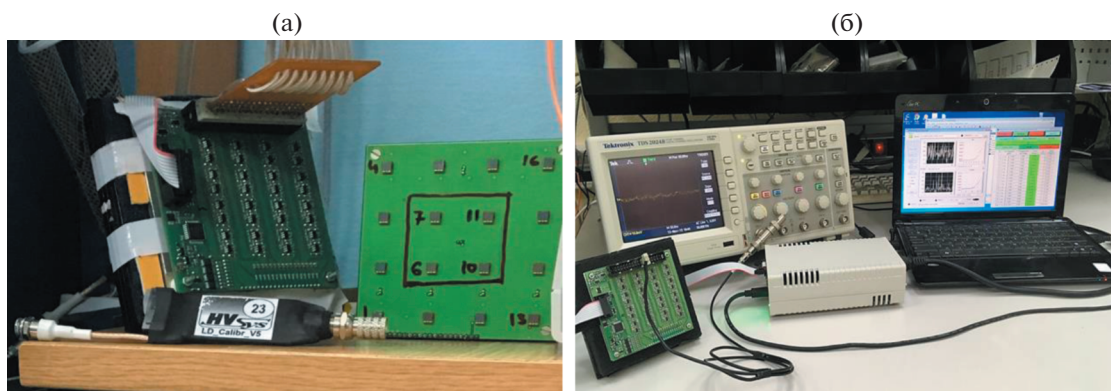


Рис. 1. Внешний вид прототипов со светодиодным источником (а), схема для измерений шумовой характеристики (б).

события, которые не попадают в требуемый диапазон совпадений.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ ПО ИЗЛОМУ ШУМОВОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В общепринятом методе определения рабочего напряжения смещения SiPM главным условием является измерение его вольтамперной характеристики (ВАХ), определение напряжения пробоя и добавления к нему значения перенапряжения, в указанном производителем диапазоне. Измерение ВАХ не является рациональным в готовом многоканальном детекторе. Это приводит к усложнению электроники и увеличению конечной стоимости детектора.

По этой причине был предложен метод, основанный на измерении средней величины амплитуды шумового сигнала (U_{p-p}) в зависимости от напряжения смещения (U_{bias}). При этом изменение амплитуды при различном напряжении определяется как флуктуациями темнового тока самого SiPM, так и шумами усилителя сигнала. Преимущество этого метода заключается в возможности быстрого нахождения нормирующего напряжения в готовом многоканальном детекторе, используя шумовую характеристику. Данное напряжение коррелирует с напряжением пробоя.

В то же время совместное измерение шумовой характеристики SiPM и электронного тракта является недостатком в случае определения параметров отдельного SiPM. Например, производитель Hamamatsu поставляет каждый SiPM с индивидуальным рекомендуемым напряжением смещения. Однако, практическое применение SiPM осуществляется вместе с электронным трактом, а влияние указанного электронного тракта на характеристики SiPM всегда требует дополнительного рассмотрения.

Метод измерения средней величины амплитудных пиков шумового сигнала был применен к разработанным 16-канальным прототипам детекторов. Во время измерений рабочая температура опытных образцов составляла $31 \pm 0.26^\circ\text{C}$. Напряжение смещения устанавливается программой HVSys в диапазонах 20.0–24.7 В для SiPM Ketek и 50.0–75.0 В для SiPM Hamamatsu. Количество исследованных значений напряжения смещения в соответствующих диапазонах составляло около 20 для обоих прототипов. Сигналы считывались с прототипов осциллографом Tektronix TDS2024B, подключенным к компьютеру через USB (рис. 1б). Для автоматизации процедуры измерения была разработана программа TDS2024B, которая использует внутреннюю библиотеку и триггер осциллографа от сети напряжения. Усреднение амплитудных пиков проводилось для 100 измерений с соответствующей погрешностью с целью уменьшения вклада случайных импульсов минимально ионизирующих частиц и повышения точности измерений.

Полученный вид зависимости $U_{p-p}(U_{bias})$ очень похож на зависимость $I(U)$ [5] для обоих прототипов. Нами применена линейная аппроксимация к области условного плато и к области роста полученной шумовой характеристики. Из системы уравнений этих прямых была найдена их точка пересечения, являющаяся напряжением излома шумовой характеристики. SiPM Ketek и Hamamatsu имели средние напряжения излома 23.28 ± 0.19 и 73.82 ± 1.26 В соответственно (рис. 2).

Также были получены зависимости напряжений излома шумовых характеристик от температур в диапазоне от 27.7 до 39.1°C . Рабочая температура изменялась элементом Пельтье, радиаторами охлаждения и нагрева, и компьютерными вентиляторами. На рис. 3 показано, что изменение температуры на 1°C изменяет напряжение смещения примерно на 8.5 мВ для SiPM Ketek

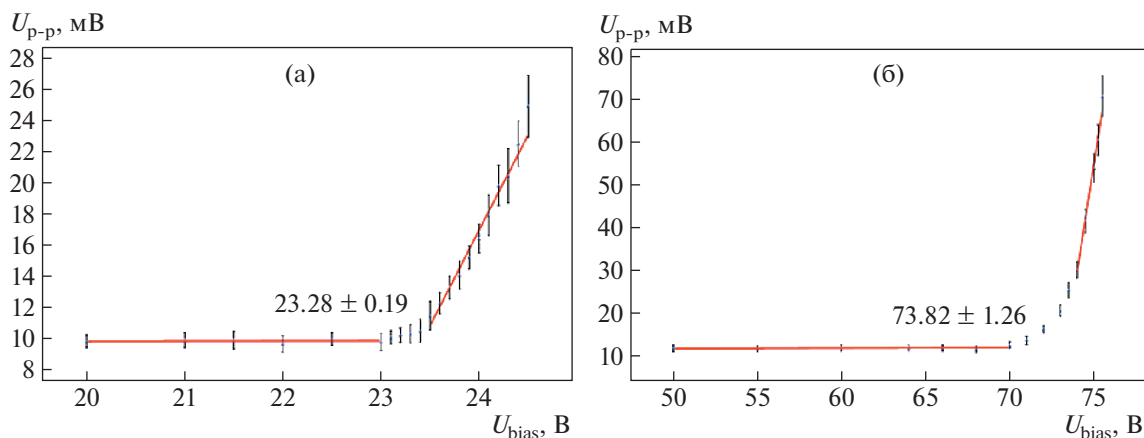


Рис. 2. Шумовая характеристика для прототипов: (а) Ketek, (б) Hamamatsu.

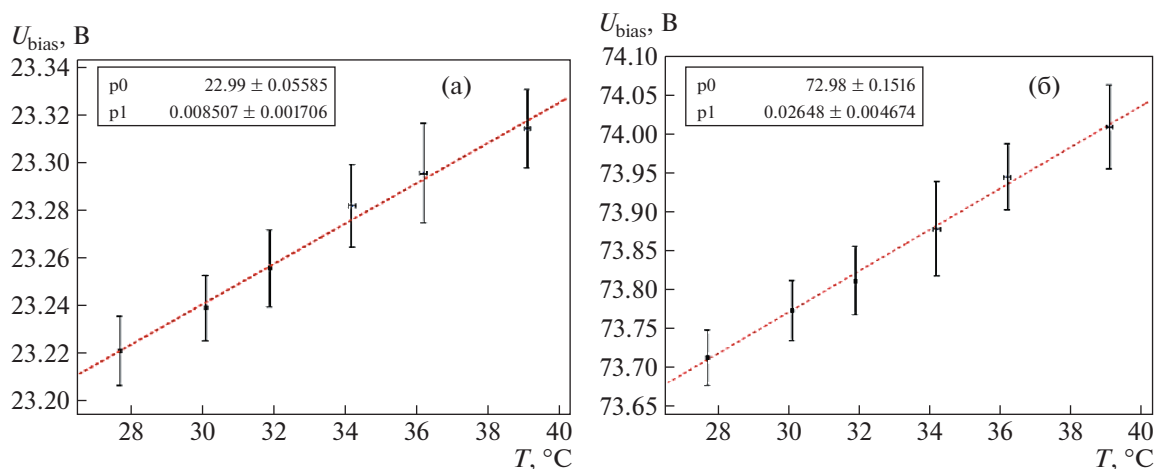


Рис. 3. Зависимость напряжений излома шумовых характеристик в диапазоне температур от 27.7°C до 39.1°C для прототипов: (а) Ketek, (б) Hamamatsu.

(рис. 3а) и на 26.4 мВ для SiPM Hamamatsu (рис. 3б). Нами планируется получить температурный коэффициент для сигнала при использовании светодиодного источника калиброванных световых импульсов (LED). Таким образом, изменяя напряжение смещения, мы сможем компенсировать изменения температурных условий.

Найденные напряжения излома шумовых характеристик для прототипов будут использоваться в качестве базисных для определения рабочего напряжения смещения. Конечное напряжение смещения устанавливается в соответствии с типом SiPM и соображениями исследователей. Полученные значения для нашего электронного тракта и SiPM Hamamatsu выше рекомендованного производителем рабочего напряжения, равного в среднем 71.7 В. Таким образом, необходимо произвести корректировку напряжения для

всех каналов приблизительно на 2.1 В ниже найденных точек излома.

ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОТОТИПОВ

Проверка прототипов Ketek и Hamamatsu осуществлялась с использованием света от LED, который выполнен в виде отдельной платы с возможностью синхронизации сигнала [6]. Такой синхросигнал с выхода LEMO использовался в качестве триггера для DAQ. Данные собирались с помощью системы сбора данных [7] на основе VME (рис. 4). Система включала в себя контроллер FVME – V2.0, модуль TMWR и два 16-канальных модуля TQDC16 (цифровой преобразователь времени и заряда) [8]. Рабочая температура опытных образцов во время измерений составляла $31 \pm 0.37^\circ\text{C}$. Свет передавался на прототипы с помощью равномерного и однородного засвечивания



Рис. 4. Вид системы сбора данных.

или одноканального засвечивания оптическим волокном с диаметром сердечника 50 мкм. После прихода с SiPM сигнал интегрировался в заряд в диапазоне времен, соответствующем длительности окна выборки 192 нс. Для проверки работоспособности были построены гистограммы заряда и гистограммы разности времен при различных напряжениях для каждого канала прототипов на Ketek и Hamamatsu. Конечное напряжение смещения было выбрано на основе шумовых характеристик.

Гистограммы разности времен между триггерным сигналом со светодиодного источника, используя оба способа передачи света, и откликом канала в прототипе аппроксимировались функцией Гаусса, и временное разрешение определялось как параметр сигма (σ) гауссовой функции.

Таким образом при равномерном засвечивании временное разрешение составляло $\sigma = 9.0 \times 100$ пс/канал = 0.9 нс при напряжениях 24.7 В для Ketek и 71.7 В для Hamamatsu (рис. 5а). Временное разрешение при засвечивании оптическим волокном составляло в среднем $\sigma = 4.1$ ×

± 100 пс/канал = 0.4 нс, как для прототипа на Ketek, так и для прототипа на Hamamatsu (рис. 5б).

ВЫВОДЫ

Были разработаны и протестированы 16-канальные прототипы детекторов со считыванием сигнала на основе SiPM производства Ketek (PM3350) и Hamamatsu (S12572-010P).

Предложенный метод определения рабочего напряжения смещения представляется целесообразным для практического применения. Средние напряжения излома шумовых характеристик прототипов на Ketek и Hamamatsu составляли 23.28 ± 0.19 и 73.82 ± 1.26 В соответственно.

Было получено временное разрешение фотодетекторов производства Ketek и Hamamatsu с использованием источника LED. При равномерном засвечивании оно составляло приблизительно 1.0 нс при напряжениях 24.7 В для Ketek и 71.7 В для Hamamatsu. Временное разрешение при засвечивании оптическим волокном составляло в среднем 0.4 нс, как для прототипа на Ketek, так и для прототипа на Hamamatsu.

Прототип на Ketek был протестирован на пучке дейтронов Нуклотрона ОИЯИ при энергии 4 ГэВ/нуклон. В настоящий момент производится анализ данных.

Нами планируется определение температурного коэффициента с использованием сигнала LED; создание сборки из нескольких подобных детекторов. В дальнейшем планируется обновление усилителей сигналов до более быстрых.

Представленные прототипы могут быть использованы в калориметре под нулевым углом в экспериментах на будущем ускорительном комплексе NICA.

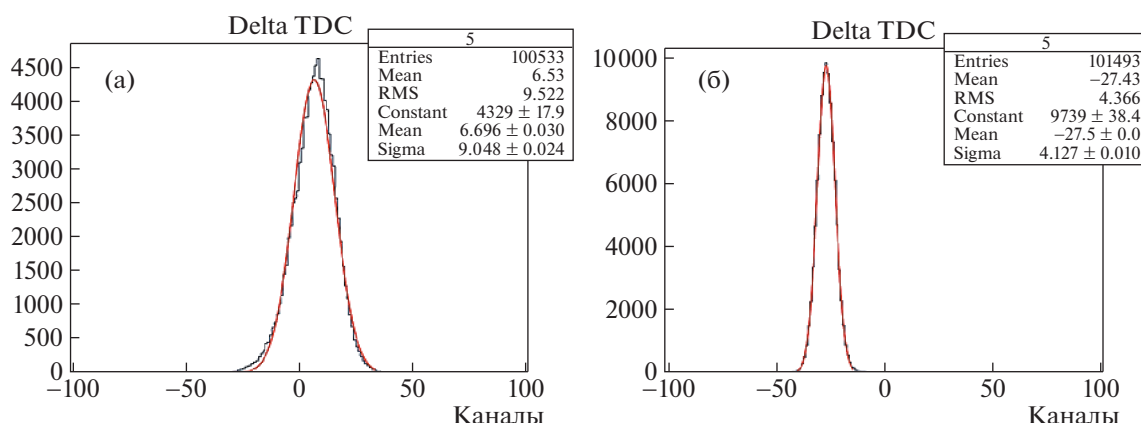


Рис. 5. Гистограммы разности времен между откликом SiPM Hamamatsu и триггерным сигналом в случае: (а) равномерного засвечивания, (б) засвечивания оптическим волокном.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Авторы выражают благодарность иностранным коллегам V. Kushpil, M. Janek и O. Mezhenska за помощь при подготовке и проведении тестов. Работа частично поддержана грантом РФФИ № 19-02-00079а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ / REFERENCES

1. Timoshenko A., Finogeev M., Guber F. et al. Tech. Design Report for the MPD Experiment.
2. Ketek PM3350 Datasheet. <http://www.ketek.net/products/sipm/pm3350/>
3. Hamamatsu S12572-010P Datasheet. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/S12572-010P.html>
4. http://hvsys.ru/images/data/news/2_small_1368802824.pdf
5. Kushpil V. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 675. P. 012039.
6. http://hvsys.ru/images/data/news/5_small_1368802948.pdf
7. Isupov A. // EPJ Web Conf. 2019. V. 204. P. 10003.
8. <https://afi.jinr.ru>

Study of the 16-Channel Scintillation Detector Prototype with Silicon Photomultipliers Readout

A. V. Tishevskiy^{1, *}, Yu.V. Gurchin¹, A.Yu. Isupov¹, P.K. Kurilkin¹, V.P. Ladygin¹, S.G. Reznikov¹, Ya.T. Skhomenko¹, A.A. Terekhin¹, and A.N. Khrenov¹

¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

*e-mail: tishevskiy@jinr.ru

Received August 7, 2020; revised August 11, 2020; accepted August 11, 2020

In the Laboratory of High-Energy Physics, 16-channels prototypes of detectors (with SiPM readout produced by Ketek and Hamamatsu) were developed for their application in zero-degree calorimetry and for measuring the profile of a low-energy neutron beam. This paper presents the method for determining the voltage of the breakpoint of the noise characteristic of the silicon photomultipliers in the multichannel detector and its temperature dependence in the range from 27.7 to 39.1°C. The response of SiPM to the LED source of calibrated light pulses has been studied and the time resolution has been obtained.

Keywords: avalanche photodiode (APD), silicon photomultipliers (SiPM), breakpoint of the noise characteristic, data acquisition (DAQ) system, spin-physics detector (SPD)