

# СОДЕРЖАНИЕ

Том 11, номер 2, 2020

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

Влияние облучения ионами Fe на наноструктуру дисперсно-упрочненных оксидами сталей при 350°C

*С. В. Рогожкин, А. А. Хомич, А. А. Богачев, А. А. Никитин, В. В. Хорошилов, Т. В. Кулевой, П. А. Федин, К. Е. Прянишников, А. А. Лукьянчук, О. А. Разницын, А. С. Шутов, А. Г. Залужный, А. Л. Васильев, М. Ю. Пресняков*

67

## УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Технологические возможности реализации запаянных ускорительных трубок на базе диодов с магнитной изоляцией

*Р. П. Плешакова, А. В. Ильинский, А. А. Исаев, К. И. Козловский, Е. А. Шиканов, А. П. Скрипник*

77

Особенности динамики ускорения позитронов в ЛУЭ на бегущей волне

*Л. З. Джилавян, А. И. Карев*

82

Многофункциональный детектор MPD для исследования сильно взаимодействующей материи на коллайдере NICA

*В. И. Колесников, А. А. Мудрох*

92

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Эксперимент НЕВОД-ДЕКОР по измерению энерговыделения групп мюонов космических лучей

*Е. А. Юрина, Н. С. Барбашина, А. Г. Богданов, В. В. Киндин, Р. П. Кокоулин, К. Г. Компаниец, Дж. Маннокки, А. А. Петрухин, Дж. Тринкоро, С. С. Хохлов, В. В. Шутенко, И. И. Яшин*

99

Экспериментальный комплекс TAIGA

*Л. А. Кузьмичев, И. Астапов, П. Безъязыков, М. Бланк, А. Бородин, Е. Бонвеч, М. Брюкнер, Н. Буднев, А. Булан, А. Вайдянатан, Р. Вишневецкий, П. Волчугов, Д. Воронин, А. Гафаров, О. Гресс, Т. Гресс, О. Гришин, А. Гармаш, В. Гребенюк, А. Гринюк, А. Дячок, Д. Журов, А. Загородников, А. Иванова, Н. Калмыков, Ю. Казарина, В. Киндин, В. Кирюхин, Р. Кокоулин, К. Компаниец, Е. Коростелева, В. Кожин, Е. Кравченко, А. Крюков, А. Кьявасса, А. Лагутин, Ю. Лемешев, Б. Лубсандоржиев, Н. Лубсандоржиев, Р. Миргазов, Р. Мирзоян, Р. Монхоев, Е. Осипова, А. Пахоруков, А. Пан, М. Панасюк, Л. Паньков, А. Петрухин, Д. Подгрудков, В. Полещук, М. Попеску, Е. Попова, А. Порелли, Е. Постников, В. Просин, В. Птускин, А. Пушкин, Р. Райкин, Г. Рубцов, Е. Рябов, Я. Сагань, В. Самолига, А. Силаев, А. Силаев (мл.), А. Сидоренков, А. Скурихин, М. Слунечка, А. Соколов, Л. Свешикова, Я. Суворкин, В. Таболенко, А. Танаев, Б. Таращанский, М. Терновой, Л. Ткачев, М. Тлущиконт, Н. Ушаков, О. Федоров, Д. Хорнс, Д. Чернов, Д. Черных, Д. Шипилов, И. Яшин*

105

Последние результаты по поиску и изучению экзотических состояний в эксперименте D0

*А. В. Попов (для коллаборации D0)*

114

# Contents

Vol. 11, No. 2, 2020

## Radiation Resistance of Materials and Equipment

Nanostructure Evolution of Oxide Dispersion Strengthened Steels under Fe Ion Irradiation at 350°C

*S. V. Rogozhkin, A. A. Khomich, A. A. Bogachev, A. A. Nikitin, V. V. Khoroshilov, T. V. Kulevoy, P. A. Fedin, K. E. Pryanishnikov, A. A. Lukyanchuk, O. A. Raznitsyn, A. S. Shutov, A. G. Zaluzhnyi, A. L. Vasiliev, and M. Yu. Presniakov*

67

## Charged Particle Accelerators for Nuclear Technologies

Technological Possibilities of Realization of Sealed Accelerator Tubes Based on Diodes with Magnetic Isolation

*R. P. Pleshakova, A. V. Ilyinskiy, A. A. Isaev, K. I. Kozlovskiy, E. A. Shikanov, and A. P. Skripnik*

77

Specific Features of the Positron Acceleration Dynamics in Traveling-Wave Electron LINACs

*L. Z. Dzhilavyan and A. I. Karev*

82

Multipurpose Detector MPD for the Study of Strongly Interacting Matter at the NICA Collider

*V. I. Kolesnikov and A. A. Mudrokh*

92

## Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter

NEVOD-DECOR Experiment on the Measurement of the Energy Deposit of Cosmic Ray Muon Bundles

*E. A. Yurina, N. S. Barbashina, A. G. Bogdanov, V. V. Kindin, R. P. Kokoulin, K. G. Kompaniets, G. Mannocchi, A. A. Petrukhin, G. Trincherio, S. S. Khokhlov, V. V. Shutenko, and I. I. Yashin*

99

Experimental Complex TAIGA

*L. Kuzmichev, I. Astapov, P. Bezyazykov, M. Blank, Ye. Bonvech, A. Borodin, M. Brückner, N. Budne, A. Bulan, A. Vaidyanathan, R. Wischnewski, P. Volchugov, D. Voronin, A. Gafarov, O. Gress, T. Gress, O. Grishin, A. Garmash, V. Grebenyuk, A. Grinyuk, A. Dyachok, D. Zhurov, A. Zagorodnikov, A. Ivanova, N. Kalmykov, Yu. Kazarina, V. Kindin, V. Kiryukhin, R. Kokoulin, K. Kompaniets, E. Korosteleva, V. Kozhin, E. Kravchenko, A. Kryukov, A. Chiavassa, A. Lagutin, Yu. Lemeshev, B. Lubsandorzhiyev, N. Lubsandorzhiyev, R. Mirgazov, R. Mirzoyan, R. Monkhoev, E. Osipova, A. Pakhorukov, A. Pan, M. Panasyuk, L. Pankov, A. Petrukhin, D. Podgrudkov, V. Poleshchuk, M. Popescu, Ye. Popova, A. Porelli, E. Postnikov, V. Prosin, V. Ptuskin, A. Pushnin, R. Raikin, G. Rubtsov, E. Ryabov, Ya. Sagan, V. Samoliga, A. Silaev, A. Silaev, Jr., A. Sidorenkov, A. Skurikhin, M. Slunechka, A. Sokolov, L. Sveshnikova, Ya. Suvorkin, V. Tabolenko<sup>3</sup> A. Tanaev, B. Tarashchansky, M. Ternovoy, L. Tkachev, M. Tluczykont, N. Ushakov, O. Fedorov, D. Horns, D. Chernov, D. Chernykh, D. Shipilov, and I. Yashin*

105

Recent Results on Search for and Study of Exotic States in the Fermilab D0 Experiment

*A. V. Popov (on behalf of the D0 Collaboration)*

114

Подписано к печати @.@.20@.@ г.

Формат 60 × 881/8

Усл. печ. л. 15.0

Учредитель: Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

УДК 621.039.634:621.039.531:620.187:621.384.6

### ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ Fe НА НАНОСТРУКТУРУ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЕННЫХ ОКСИДАМИ СТАЛЕЙ ПРИ 350°C

© 2020 г. С. В. Рогожкин<sup>a, b, \*, \*\*</sup>, А. А. Хомич<sup>a</sup>, А. А. Богачев<sup>a, b</sup>, А. А. Никитин<sup>a, b</sup>,  
В. В. Хорошилов<sup>a</sup>, Т. В. Кулевой<sup>a</sup>, П. А. Федин<sup>a</sup>, К. Е. Прянишников<sup>a</sup>, А. А. Лукьянчук<sup>a</sup>,  
О. А. Разницын<sup>a</sup>, А. С. Шутов<sup>a</sup>, А. Г. Залужный<sup>a, b</sup>, А. Л. Васильев<sup>c</sup>, М. Ю. Пресняков<sup>c</sup>

<sup>a</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Аликханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, ул. Большая Черемушкинская, 25, Москва, 117218 Россия

<sup>b</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409 Россия

<sup>c</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”,  
пл. Академика Курчатова, 1, Москва, 123182 Россия

\*E-mail: Sergey.Rogozhkin@itep.ru

\*\*E-mail: SVRogozhkin@mephi.ru

Поступила в редакцию 15.01.2020 г.

После доработки 17.01.2020 г.

Принята к публикации 24.07.2020 г.

Улучшенные механические свойства дисперсно-упрочненных оксидами (ДУО) сталей, перспективных материалов активной зоны реакторов, обусловлены высокой плотностью однородно распределенных наноразмерных оксидных включений. Перестройка наноструктуры ДУО сталей при облучении определяет их стабильность при эксплуатации в реакторных условиях. В настоящей работе исследованы три ДУО стали: Eurofer ODS, 10Cr ODS и KP-3 ODS с различными системами легирования. В этих сталях содержание хрома варьируется от 9 до 14 ат. %, а также в различных соотношениях содержатся такие легирующие элементы, как V, Ti, Al, W и Mn. Исследовалось влияние облучения ионами железа до 3, 6 и 30 сна при температуре 350°C. Радиационно-индуцированные изменения анализировались методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-зондовой томографии. Хотя размеры оксидных включений под облучением практически не изменялись, наблюдалось уменьшение их объемной плотности в сталях 10Cr ODS и KP-3 ODS, в то время как в Eurofer ODS объемная плотность оксидов не изменилась при облучении до 30 сна. В целом упрочнение исследованных ДУО сталей от включений при облучении до 30 сна при температуре 350°C изменялось незначительно, что указывает на их радиационную стойкость и низкую склонность к низкотемпературному радиационному упрочнению и охрупчиванию.

**Ключевые слова:** оксиды, кластеры, упрочнение, атомно-зондовая томография, просвечивающая электронная микроскопия, дисперсно-упрочненная оксидами сталь, облучение, ионы

DOI: 10.1134/S2079562920010133

#### ВВЕДЕНИЕ

Дисперсно-упрочненные оксидами (ДУО) сплавы и стали разрабатываются как жаропрочные материалы для применения в различных экстремальных условиях. В перспективных ядерных энергетических установках эти материалы должны выдерживать температуры до 700°C и дозы радиационной нагрузки до 200 сна [1, 2]. Продвинутое механические свойства ДУО сталей существенно зависят от оксидных нано-включений (частиц и кластеров), равномерно распределенных в матрице [3, 4]. В настоящее время изучению стабильности наноструктуры ДУО сталей уделяется пристальное внимание [5, 6]. Показано, что облучение при комнатной температуре может приводить к растворению крупных (>10 нм) ок-

сидов, зарождению кластеров, обогащенных Y, O и V или Ti, и небольших (<5 нм) оксидных включений [7]. Увеличение температуры облучения до 300°C, и выше, приводит к стабилизации оксидных включений в большинстве случаев (см. обзор [5]). Хотя общие механизмы влияния облучения на оксидные выделения ясны, полное понимание влияния облучения на поведение ДУО сталей все еще не достигнуто.

Следует отметить, что небольшое количество некоторых легирующих элементов (Ti, Zr, V, Al...) заметно уменьшает размер оксидных частиц и увеличивает их плотность в ДУО сталях (см., например, [8]). Эти структурные изменения обеспечивают значительное улучшение длительной прочности ДУО материалов при высоких температурах по

**Таблица 1.** Номинальный химический состав исследуемых ДУО сталей, ат. %

	Fe	Mo	Al	Ni	Mn	Cr	W	Y	O	Ti	V	C	N	Ar	Si
Eurofer ODS	88.08	–	–	0.02	0.39	9.81	0.34	0.13	0.34	–	0.22	0.40	0.21	–	0.06
10Cr ODS	86.90	0.57	–	–	0.50	10.64	–	0.17	0.17	0.29	0.11	0.60	0.02	0.01	–
KP-3 ODS	78.29	–	6.40	–	–	13.82	0.55	0.16	0.37	0.18	–	0.21	–	–	–

сравнению с неупрочненными сталями. Однако неясно, насколько эти изменения наноструктуры важны для их радиационной стойкости.

В настоящее время в национальных и/или исследовательских программах разработан широкий ассортимент ДУО сталей [9–12]. В настоящей работе изучались три ДУО стали с различными легирующими элементами. Радиационная нагрузка моделировалась облучением тяжелыми ионами до дозы радиационных повреждений 30 сна. Температура облучения 350°C была выбрана из-за важности анализа низкотемпературного радиационного охрупчивания, определяющего нижнюю границу температурного интервала эксплуатации сталей. Влияние облучения на структурно-фазовое состояние сталей изучалось с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и атомно-зондовой томографии (АЗТ).

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

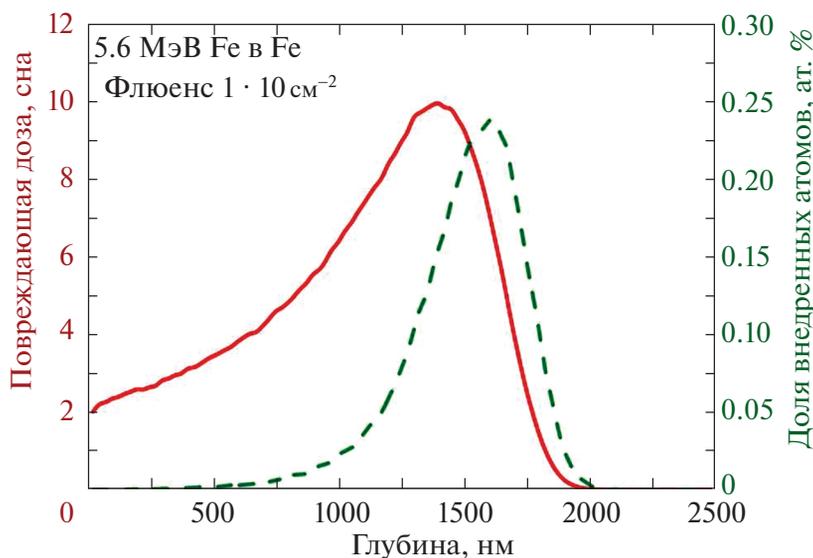
В настоящей работе проводилось исследование трех сталей: Eurofer ODS, 10Cr ODS и KP-3 ODS, химический состав которых представлен в таблице 1. Эти стали отличаются содержанием хрома и некоторых легирующих элементов, таких как Mn, W, Ti, V, ... Они были получены путем механического легирования металлических порошков и порошка Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Исследуемые материалы имели различные финишные термомеханические обработки. Сталь KP-3 ODS из Института перспективных источников энергии Киотского университета (Япония) заключалась в капсулу из мягкой стали и дегазировалась в вакууме 10<sup>-3</sup> Торр при 400°C в течение 3 ч. Горячая экструзия при 1150°C осуществлялась для придания формы в виде стержня диаметром 25 мм с последующим отжигом при 1150°C в течение 1 ч и охлаждением на воздухе. Сталь 10Cr ODS из Корейского исследовательского института атомной энергии (Республика Корея) была изготовлена с применением следующих этапов. Первым этапом было горячее изостатическое прессование при 1150°C в течение 4 ч при 100 МПа, затем горячая прокатка при 1100°C, нормализация при 1050°C в течение 1 ч с охлаждением на воздухе и отпуском при 780°C в течение 1 ч с охлаждением на воздухе. Сталь Eurofer ODS из Института прикладных материалов и физики прикладных материалов Института технологий Карлсруэ (Германия) была нормализована при 1100°C в течение 30 мин с закалкой в во-

де с последующим отпуском при 750°C в течение 2 ч с охлаждением на воздухе.

Eurofer ODS и 10Cr ODS – это 9–10% хромистые конструкционные стали перспективных термоядерных реакторов [10, 11]. KP-3 ODS – высокохромистая ДУО сталь для перспективных реакторов с добавлением Al, с повышенной коррозионной стойкостью при охлаждении водой сверхкритического давления либо свинцово-висмутовым теплоносителем [12]. Содержание иттрия в сталях находится в диапазоне 0.13–0.17 ат. %, в то время как содержание кислорода колеблется в широких пределах: от 0.17 в 10Cr ODS до 0.37 ат. % в стали KP-3 ODS.

В настоящей работе пучок ионов Fe<sup>2+</sup>, ускоренный до 5.6 МэВ, использовался в эксперименте по облучению образцов ДУО сталей [13]. Согласно SRIM расчетам [14], максимальное количество генерируемых дефектов в Fe при облучении Fe<sup>2+</sup> с энергией 5.6 МэВ находится на глубине около 1.4–1.5 мкм (см. рис 1). Для облучения были вырезаны диски диаметром 3 мм и толщиной 0.3 мм. Эти образцы были механически отполированы до толщины 200 мкм. Остаточный наклеп от механического утонения удалялся с облучаемой поверхности с помощью электрохимического полирования на установке TenuPol-5 в течение 30 с в 10%-ом растворе хлорной кислоты в этаноле. Напряжение, подаваемое на образец, подбиралось по кривой зависимости плотности тока. Шероховатость поверхности образца Ra контролировалась с помощью атомно-силовой микроскопии до и после облучения, и она составляла менее 20 нм для всех образцов. Образцы-диски облучались до флюенсов 5 · 10<sup>19</sup>, 1 · 10<sup>20</sup>, 5 · 10<sup>20</sup> м<sup>-2</sup> при 350°C. Расчетная доза в пике повреждения для этих флюенсов составляла ~5, 10 и 50 сна, соответственно. В области микроскопического анализа облученных образцов, на глубине ~1 мкм, доза радиационных повреждений составляла 3, 6 и 30 сна, соответственно.

Анализ химического и фазового состава сталей проводился с помощью ПЭМ, электронной дифракции (ЭД) и сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ). Для получения Z-контрастных микрофотографий использовался микроскоп Titan 80-300 S/TEM (Thermo Fisher Scientific, США) с ускоряющим напряжением 300 кВ, оснащенный кольцевым высокоугловым темнопольным детектором (HAADF, Fischione). Качественный и количественный хими-



**Рис. 1.** Профили повреждения (сплошная линия) и имплантации ионов (пунктирная линия) в образце из чистого железа, облученном пучком ионов Fe с энергией 5.6 МэВ, рассчитанные в пакете SRIM2008. Расчеты приведены для флюенса ионов  $1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$  и пороговой энергии смещения 40 эВ.

ческий анализ образцов проводился методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDXS).

Атомно-масштабный анализ распределения химических элементов в ДУО сталях проводился с помощью атомно-зондового томографа ПАЗЛ-3Д с фемтосекундным лазерным испарением, разработанным в НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ [15]. Сбор данных проводился при температуре образцов 50 К в режиме лазерного испарения с длиной волны 515 нм, длительности лазерного импульса 300 фс, частотой 25 кГц и энергией импульса 0.1–1.2 мкДж [16]. Давление в камере исследования составляло  $\sim(5-7) \cdot 10^{-10}$  торр.

Анализ АЗТ данных включал идентификацию масс-спектра, восстановление и анализ трехмерных распределений химических элементов в исследуемых объемах с помощью программного обеспечения KVANTM-3D [17]. Для поиска и описания обнаруженных наноразмерных особенностей использовался алгоритм максимального разделения [18, 19]. В настоящей работе сумма таких элементов, как Y, O, Ti и W, использовалась для поиска кластеров в исследованных объемах. Процедура нахождения оптимальных параметров для определения кластеров проводилась отдельно для исходного и облученного состояний.

Образцы для микроскопических исследований методами ПЭМ и АЗТ были изготовлены методом фокусированного ионного пучка (ФИП) ионов  $\text{Ga}^+$  в растровом электронно-ионном микроскопе HELIOS NanoLab 600 (FEI, Голландия) при ускоряющем напряжении 5–30 кВ. Для уменьшения толщины нарушенного аморфизированного слоя, вследствие взаимодействия с ионным пучком, производилось дополнительное утонение при уско-

ряющем напряжении 2 кВ. Для ПЭМ исследований изготавливались тонкие образцы поперечных сечений. Далее результаты ПЭМ анализа облученных ионами образцов представлены для глубины  $\sim 1$  мкм. Для АЗТ анализа методами ФИП извлекался объем материала с глубины 0.9–1 мкм от облученной поверхности и прикреплялся к массивному основанию. В дальнейшем данный образец полировался ионами до формы иглы с радиусом при вершине менее 50 нм и исследовался методами АЗТ.

#### АНАЛИЗ ИСХОДНОГО СОСТОЯНИЯ ДУО СТАЛЕЙ

Микроструктура исследуемых ДУО сталей состоит из типичных ферритных зерен размером 0.3–2 мкм в Eurofer ODS, 0.2–1.5 мкм в 10Cr ODS и 0.5–2 мкм в KP-3 ODS [20]. ПЭМ изображения микроструктуры исходного состояния исследуемых ДУО сталей полученные в сканирующем режиме с использованием кольцевого высокоуглового темнопольного детектора (STEM-NAADF) представлены на рис. 2.

Высокая плотность мелких оксидов была обнаружена во всех исследованных ДУО сталях. Размеры оксидов составляли 2–10 нм в Eurofer ODS, 1–6 нм в 10Cr ODS и 2–5 нм в KP-3. Распределения оксидов по размерам представлены на рис. 3. Типичные размеры и объемная плотность оксидов представлены в табл. 2. Известно, что крупные оксиды в Eurofer ODS представляют собой стехиометрические частицы  $\text{Y}_2\text{O}_3$  с небольшим количеством Mn ( $(\text{Y}_{1.8}\text{Mn}_{0.2})\text{O}_3$ ) [21]. Большие оксиды в 10Cr ODS представляют собой стехиометрические частицы  $\text{Y}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ , или  $\text{Y}_2\text{TiO}_5$  [22].

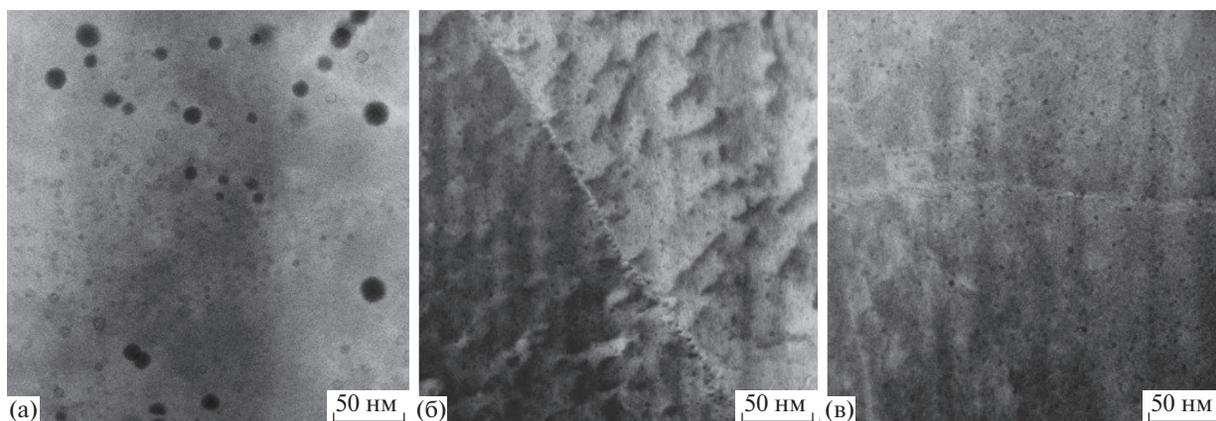


Рис. 2. ПЭМ изображения ДУО сталей: Eurofer ODS (а), 10Cr ODS (б) и KP-3 ODS (в).

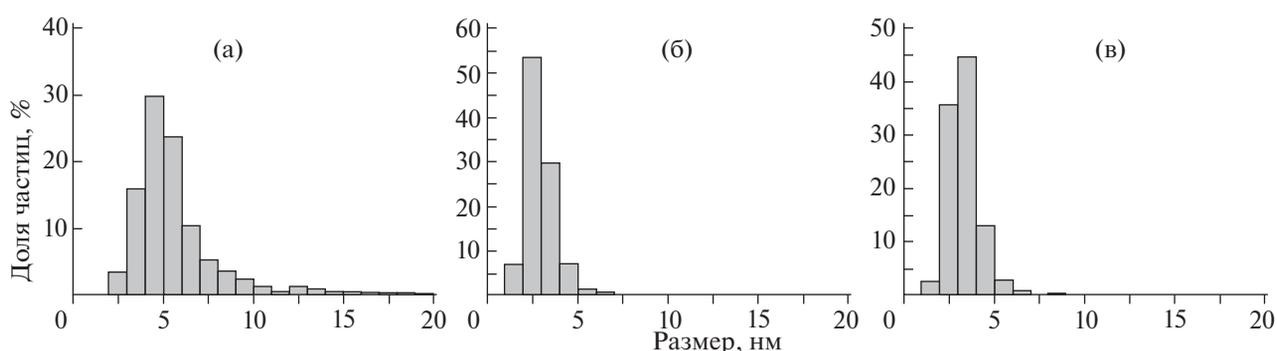


Рис. 3. Распределения по размерам оксидных включений в сталях: Eurofer ODS (а); 10Cr ODS (б); KP-3 ODS (в).

Считается, что оксиды в сталях типа KP-3 ODS имеют стехиометрию  $Y_4Al_2O_9$ ,  $YAlO_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$  [23, 24]. В тоже время химический состав включений размерами менее 5 нм достаточно сложно определить инструментами ПЭМ.

АЗТ анализ исходного состояния ДУО сталей выявил нанокластеры (см. рис. 4 и рис. 5). Наибольшее количество кластеров ( $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ) было обнаружено в Eurofer ODS и 10Cr ODS (см. табл. 2). Все обнаруженные кластеры обогащены по Cr, Y, O (см. табл. 3). Другие легирующие элементы, такие как Ti, V и Al, также обогащают кластеры, если они находятся в составе стали. В сталях Eurofer ODS, не содержащей Ti, в кластерах присутствует значительное количество ванадия. В сталях 10Cr

ODS, содержащей сравнительно близкие концентрации V и Ti, кластеры преимущественно обогащены по Ti ( $\sim 6\%$ ). В сталях KP-3 ODS, содержащей в  $\sim 30$  раз больше Al по сравнению с Ti (0.18%), кластеры преимущественно обогащены по Ti ( $\sim 6\%$ ).

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛУЧЕННЫХ ДУО СТАЛЕЙ

Результаты исследования перестройки оксидных включений при облучении ДУО сталей представлены на рис. 6 и в табл. 4. Исследование методами ПЭМ облученной Eurofer ODS выявило (см. рис. 6) растворение крупных оксидов (более 10 нм) и образование мелких оксидных включений (менее 5 нм).

Таблица 2. Характерные размеры и объемная плотность включений, обнаруженных методами ПЭМ и АЗТ в ДУО сталей

	ПЭМ анализ			АЗТ анализ		
	Тип оксидных включений	Размер включений, нм	Объемная плотность включений, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	Тип кластеров	Размер кластеров, нм	Объемная плотность кластеров, $10^{22} \text{ м}^{-3}$
Eurofer ODS	Y-O	$6 \pm 2$	4	Cr-Y-V-O	$3 \pm 1$	$10 \pm 3$
10Cr ODS	Y-Ti-O	$3 \pm 1$	13	Cr-Y-Ti-V-O	$4 \pm 1$	$9 \pm 1$
KP-3 ODS	Y-Al-O	$3 \pm 1$	9	Cr-Y-Ti-Al-O	$4 \pm 1$	$1.3 \pm 0.2$

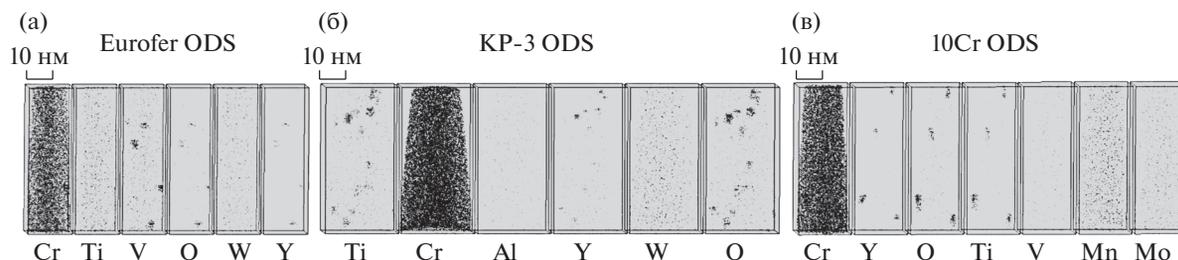


Рис. 4. Атомные карты сталей Eurofer ODS (а); 10Cr ODS (б); KP-3 (в).

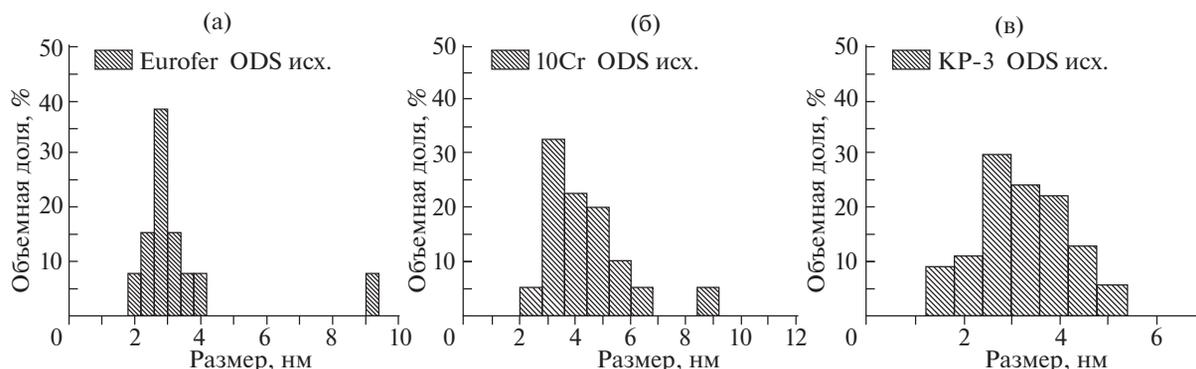


Рис. 5. Распределения кластеров по размерам в сталях Eurofer ODS (а); 10Cr ODS (б); KP-3 ODS (в).

Это приводит к незначительному увеличению объемной плотности оксидов и уменьшению их среднего размера после облучения до 30 сна.

В 10Cr ODS при малых дозах облучения возрастает доля оксидов большего размера, но на 30 сна этот эффект исчезает. Сталь KP-3 ODS демонстрирует стабильность распределения по размерам при небольших дозах облучения, но на 30 сна возрастает доля малых (<2 нм) и больших (>6 нм) оксидных включений.

Атомно-зондовая томография показала, что в исходном состоянии стали Eurofer ODS присутствуют кластеры, обогащенные по Y (до 3 ат. %), O (до 4 ат. %), Cr (до 10 ат. %), V (до 8 ат. %) и N (до 4 ат. %), со средним размером  $3 \pm 1$  нм с объемной плотностью  $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$ . При облучении с ростом повреждающей дозы из состава кластеров выходят Cr, V, N (рис. 7). Содержание этих элементов в кластерах снижается до уровня средней концентрации в матрице материала. Атомы данных элементов замещаются атомами железа из окружающего твердого раствора. При этом средняя концентрация Y увеличивается с 2.5 до 3.4 ат. %.

Анализ исходного состояния стали 10Cr ODS методами атомно-зондовой томографии показал, что в материале присутствуют кластеры, обогащенные по Y (до 3 ат. %), O (до 7 ат. %), Cr (до 4 ат. %) и Ti (до 6 ат. %), со средним размером  $4 \pm 1$  нм с объемной плотностью  $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$ . При облучении стали 10Cr ODS содержание Cr и V в кластерах падает до матричных значений и незначительно увеличивается доля Y (с 3 до 4 ат. %) в составе кластеров (рис. 8).

В исходном состоянии стали KP-3 ODS содержались кластеры, обогащенные по Y (до 1 ат. %), O (до 5 ат. %), Cr (до 4 ат. %), Ti (до 6 ат. %) и Al (до 1 ат. %), со средним размером  $4 \pm 1$  нм с объемной плотностью  $\sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . В результате облучения этой стали средний размер оксидных включений практически не меняется с ростом повреждающей дозы. Незначительное уменьшение с 3 до 2 нм наблюдается при облучении до 30 сна. Объемная плотность включений снижается в два раза по сравнению с исходным состоянием при облучении до 30 сна. Локальный химический анализ показал, что содержание Cr в кластерах уменьшается с ростом повреждающей дозы, при этом воз-

Таблица 3. Химический состав кластеров в исследуемых ДУО сталях, ат. %

	Cr	Al	Y	O	Ti	V	N
Eurofer ODS	$10 \pm 5$	—	$3 \pm 1$	$4 \pm 2$	—	$8 \pm 4$	$4 \pm 2$
10Cr ODS	$4 \pm 2$	—	$3 \pm 2$	$7 \pm 4$	$6 \pm 3$	$0.8 \pm 0.4$	—
KP-3 ODS	$4 \pm 2$	$0.8 \pm 0.4$	$1.3 \pm 0.7$	$4 \pm 2$	$6 \pm 3$	—	—

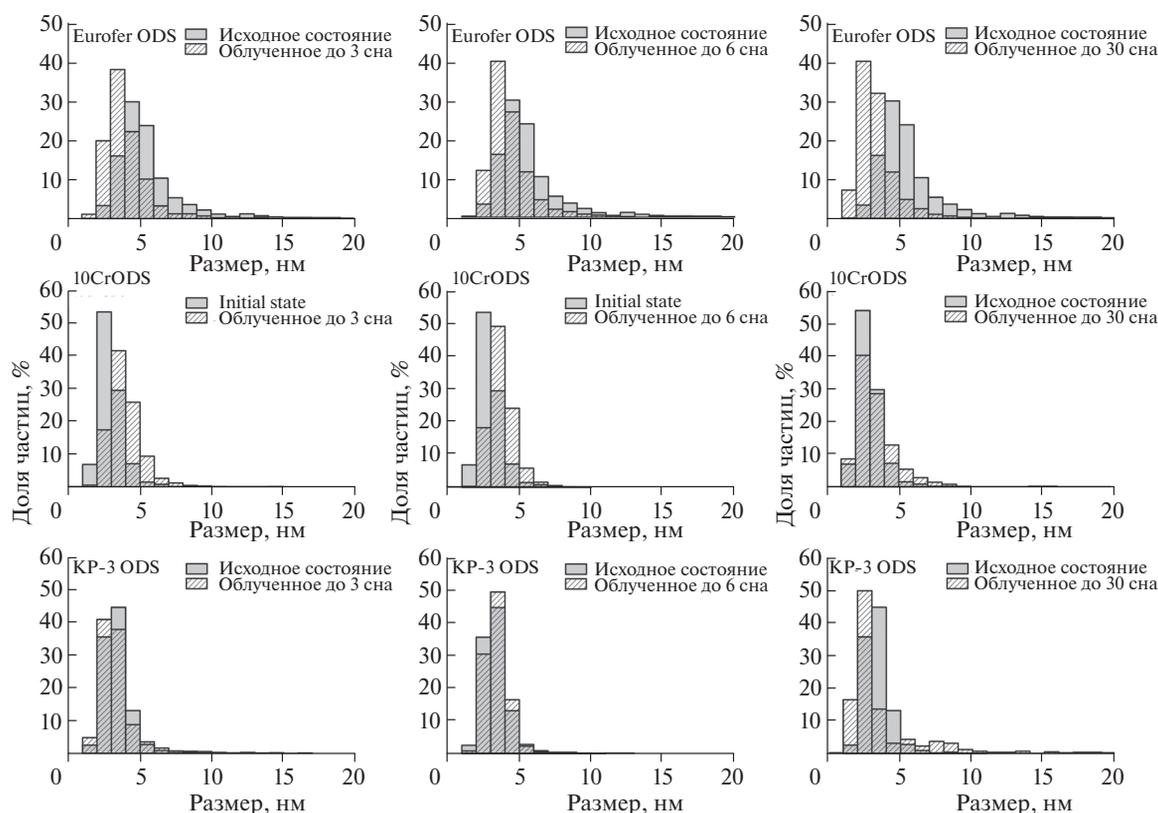


Рис. 6. Распределение оксидов по размерам в облученных сталях Eurofer ODS, 10Cr ODS, KP-3 в сравнении с распределениями по размерам в исходном состоянии.

растает содержание Y и O, а также значительно увеличивается обогащение по Al с 1 до 5 ат. % (рис. 9). В состоянии, облученном до 30 сна, кластеры не были обнаружены. Данное обстоятельство указывает на то, что объемная плотность кластеров значительно ниже  $10^{21} \text{ м}^{-3}$ .

#### АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЯ УПРОЧНЕНИЯ ДУО СТАЛЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Для анализа изменения упрочнения ДУО сталей за счет изменения наноструктуры воспользуемся

моделью дисперсионного барьерного упрочнения (dispersed barrier hardening model, DBH модель) [25]. В рамках этой модели каждый тип барьера дает вклад в упрочнение в соответствии с формулой Орована:

$$\Delta\sigma_i = M_T \alpha_i \mu b \sqrt{N_i d_i}, \quad (1)$$

где  $\alpha_i$  – сила барьера;  $M_T$  – фактор Тейлора;  $\mu$  – модуль сдвига;  $b$  – модуль вектора Бюргерса;  $N_i$  и  $d_i$  – объемная плотность и средний размер барьера этого типа барьеров. В качестве величины ба-

Таблица 4. Характерные размеры и объемная плотность оксидных включений, обнаруженных с помощью ПЭМ в ДУО сталях после облучения  $\text{Fe}^{2+}$  с энергией 5.6 МэВ при 350°C

ПЭМ		Eurofer ODS	10Cr ODS	KP-3 ODS
Исходное	Размеры, нм	$6 \pm 2$	$3 \pm 1$	$3 \pm 1$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	4	13	9
Облученное до 3 сна	Размеры, нм	$4 \pm 1$	$4 \pm 1$	$3 \pm 1$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	4	7	9
Облученное до 6 сна	Размеры, нм	$4 \pm 1$	$4 \pm 1$	$3 \pm 1$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	5	9	8
Облученное до 30 сна	Размеры, нм	$3 \pm 1$	$3 \pm 1$	$2 \pm 2$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	5	4	5

**Таблица 5.** Характерные размеры и объемная плотность кластеров, обнаруженных АЗТ в ДУО сталях после облучения  $Fe^{2+}$  с энергией 5.6 МэВ при 350°C

ПЭМ		Eurofer ODS	10Cr ODS	KP-3 ODS
Исходное	Размеры, нм	$3 \pm 1$	$4 \pm 1$	$4 \pm 1$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	$10 \pm 3$	$9 \pm 1$	$13 \pm 2$
Облученное до 3 сна	Размеры, нм	$4 \pm 1$	$4 \pm 1$	$3 \pm 1$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	$12 \pm 2$	$11 \pm 5$	$3 \pm 1$
Облученное до 6 сна	Размеры, нм	—	$3 \pm 1$	$3 \pm 2$
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	—	$6 \pm 2$	$8 \pm 3$
Облученное до 30 сна	Размеры, нм	$3 \pm 1$	$2 \pm 1$	0
	Плотность, $10^{22} \text{ м}^{-3}$	$7 \pm 2$	$4 \pm 2$	0

рьера для оксидных включений возьмем значение 0.63, полученное из *in situ* ПЭМ исследований образцов на растяжение [26], а для силы барьера нанокластеров 0.1 из [27].

Результаты расчетов упрочнения от обнаруженных оксидных включений и кластеров рамках модели DBN представлены в табл. 6.

Оценки вкладов оксидных включений и кластеров на основе DBN модели демонстрируют, что упрочняющий вклад от основных барьеров ДУО сталей не возрастает под облучением, обнаруживается тенденция к разупрочнению. В целом это указывает на то, что исследованные ДУО стали достаточно стабильны при температуре 350°C до доз ~30 сна.

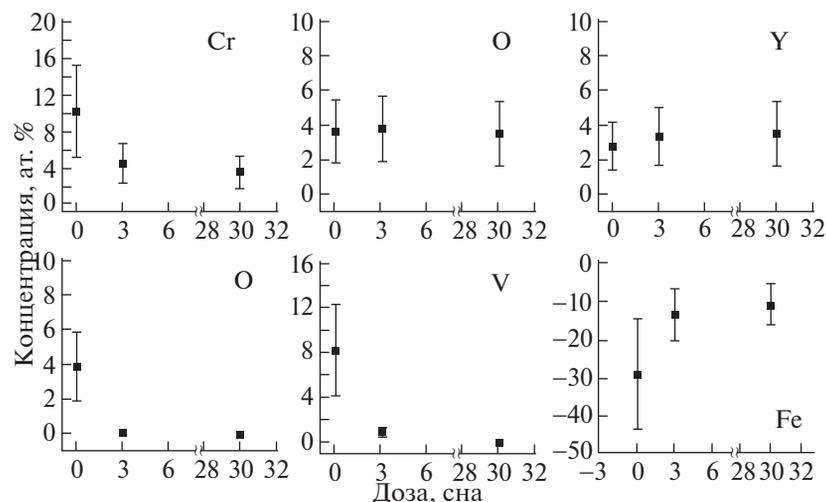
Полученные результаты указывают на существенные преимущества в использовании перспективных ДУО сталей не только благодаря их высокой жаропрочности, но и за счет низкой

склонности к низкотемпературному радиационному упрочнению и охрупчиванию.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование радиационной стойкости дисперсно-упрочненных оксидами сталей Eurofer ODS, 10Cr ODS и KP-3 ODS с различными системами легирования, с использованием ускоренного набора дозы радиационных повреждений облучения на укорителе тяжелых ионов. Материалы были облучены при температуре 350°C ионами  $Fe^{2+}$ . Интегрально набранные флюенсы составили  $5 \cdot 10^{19}$ ,  $1 \cdot 10^{20}$  и  $5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-2}$ , что соответствует повреждающим дозам в анализируемой области материала 3, 6 и 30 сна, соответственно.

Проведено комплексное исследование микроструктуры и локального химического состава материалов методами просвечивающей электронной микроскопии и атомно-зондовой томографии.

**Рис. 7.** Обогащение кластеров в стали Eurofer ODS после различных доз облучения.

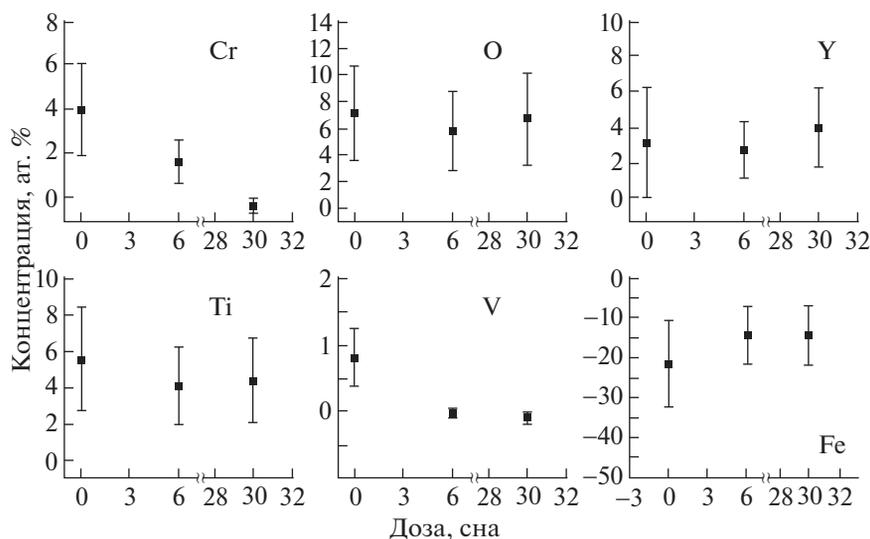


Рис. 8. Обогащение кластеров в стали 10Cr ODS после различных доз облучения.

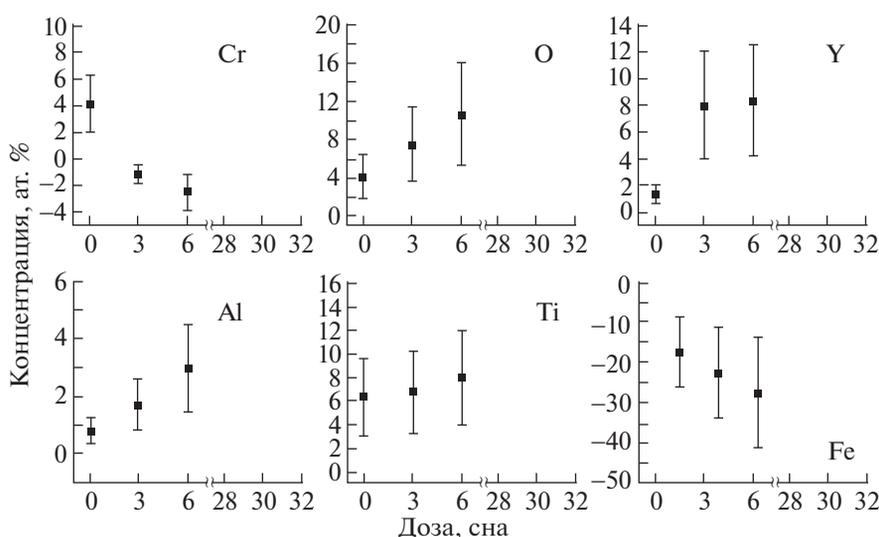


Рис. 9. Обогащение кластеров в стали KP-3 ODS после различных доз облучения.

Микроструктура исследованных сталей представляет собой  $\alpha$ -феррит, содержащий круглые и прямоугольные зерна с размерами  $\sim 0.2$ – $2$  мкм. Внутри зерен ДУО сталей находятся оксидные включения размерами  $\sim 6$  нм и объемной плотностью  $\sim 4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в Eurofer ODS, 3 нм и  $13 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в 10Cr ODS и 3 нм и  $9 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в KP-3 ODS, соответственно. В стали Eurofer ODS также обнаружены крупные оксиды с размерами 40–100 нм и объемной плотностью  $10^{18} \text{ м}^{-3}$ . Локальный нанохимический анализ методами атомно-зондовой томографии показал наличие в составе материалов высокой плотности кластеров с размерами 2–5 нм и плотностью  $\sim 10^{23} \text{ м}^{-3}$  в сталях Eurofer ODS и 10Cr ODS, и плотностью  $\sim 10^{22} \text{ м}^{-3}$  в KP-3 ODS. Во всех исследованных сталях кластеры обогащены атомами Cr, Y и O. В кластерах стали Eurofer

ODS присутствуют также атомы V, в сталях 10Cr ODS и KP-3 ODS – атомы Ti, а в стали KP-3 ODS – также атомы Al.

Для стали Eurofer ODS после облучения до дозы 3 сна происходит уменьшение среднего размера с 6 до 4 нм. Дальнейшее облучение практически не влияет на средний размер кластеров. При этом облучение не влияет на объемную плотность включений, и она остается на уровне  $4 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . Исследования распределения атомов в материале показали, что в результате облучения кластеры сохраняются в структуре материала, при этом практически не изменяются их размеры, с ростом дозы падает объемная плотность и изменяется химический состав. В стали Eurofer ODS при облучении с ростом повреждающей дозы из состава кластеров выходят Cr, V, N. Содержание данных химических элементов в кластерах снижается до

**Таблица 6.** Расчеты упрочнения в рамках DBN модели за счет оксидных включений и кластеров ДУО сталей

		Упрочнение ТЕМ	Упрочнение АРТ	Полное упрочнение
Eurofer ODS	Исходное	0.6 ± 0.1	0.11 ± 0.02	0.6 ± 0.1
	Облученное до 3 сна	0.51 ± 0.06	0.14 ± 0.02	0.53 ± 0.06
	Облученное до 6 сна	0.57 ± 0.07	0	0.57 ± 0.07
	Облученное до 30 сна	0.49 ± 0.08	0.09 ± 0.01	0.50 ± 0.08
10Cr ODS	Исходное	0.8 ± 0.1	0.12 ± 0.01	0.8 ± 0.1
	Облученное до 3 сна	0.67 ± 0.08	0	0.67 ± 0.08
	Облученное до 6 сна	0.76 ± 0.09	0.09 ± 0.01	0.77 ± 0.09
	Облученное до 30 сна	0.44 ± 0.07	0.06 ± 0.01	0.44 ± 0.07
KP-3 ODS	Исходное	0.7 ± 0.1	0.15 ± 0.02	0.7 ± 0.1
	Облученное до 3 сна	0.7 ± 0.1	0.06 ± 0.01	0.7 ± 0.1
	Облученное до 6 сна	0.6 ± 0.1	0.10 ± 0.03	0.6 ± 0.1
	Облученное до 30 сна	0.4 ± 0.2	0	0.4 ± 0.2

уровня их средней концентрации в матрице. При этом средняя концентрация Y подрастает с 2.5 до 3.4 ат. %.

Для стали 10Cr ODS средний размер оксидных включений не меняется с ростом повреждающей дозы и сохраняется в пределах 2–5 нм. Также наблюдается снижение объемной плотности включений практически в 3 раза при повреждающей дозе 30 сна до  $3 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$ . АЗТ анализ показал, что в стали 10Cr ODS содержание Cr и V в кластерах падает до матричных значений и незначительно увеличивается доля Y (с 3 до 4 ат. %) в составе кластеров.

В результате облучения в стали KP-3 ODS средний размер оксидных включений не меняется с ростом повреждающей дозы, так же как в стали 10Cr ODS. Незначительное уменьшение с 3 до 2 нм наблюдается при облучении до 30 сна. Объемная плотность включений снижается в два раза по сравнению с исходным состоянием при облучении до 30 сна. Локальный химический анализ показал, что содержание Cr в кластерах уменьшается с ростом повреждающей дозы, при этом возрастает содержание Y и O, а также значительно увеличивается обогащение по Al с 1 до 5 ат. %. В состоянии, облученном до 30 сна, кластеры не наблюдаются. Распределение химических элементов в исследованных объемах является однородным. Данное обстоятельство указывает на то, что объемная доля кластеров значительно ниже  $10^{21} \text{ м}^{-3}$ .

Оценки вкладов оксидных включений и кластеров на основе DBN модели демонстрируют, что упрочняющий вклад от основных барьеров ДУО сталей не возрастает под облучением. Полученные результаты указывают на то, что исследованные ДУО стали достаточно стабильны при температуре 350°C до доз ~30 сна.

Полученные результаты указывают на существенные преимущества в использовании ДУО

сталей не только благодаря их высокой жаропрочности, но и за счет низкой склонности к низкотемпературному радиационному упрочнению и охрупчиванию.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01696). Облучение образцов и томографический атомно-зондовый анализ выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.itep.ru/>) НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ. Приготовление образцов методами фокусированных ионных пучков и анализ методами просвечивающей электронной микроскопии выполнены на оборудовании ресурсного центра НАНОЗОНД НИЦ “Курчатовский институт” (<http://www.rc.nrcki.ru/pages/main/nanozond/>).

Авторы благодарят доктора П. Владимирова из Института технологий Карлсруэ (Германия), профессора А. Кимуру из Университета Киото (Япония) и доктора Т.К. Ким (Республика Корея) из Корейского исследовательского института атомной энергии за предоставленные образцы ДУО сталей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Yvon P., Carre F. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 385. P. 217.
2. Klueh R.L., Shingledecker J.P., Swindeman R.W., Hoelzer D.T. // J. Nucl. Mater. 2005. V. 341. P. 103.
3. Ukai S., Okuda T., Fujiwara M., Kobayashi T., Mizuta S., Nakashima H. // J. Nucl. Sci. Technol. 2002. V. 39. P. 872.
4. Hoelzer D.T., Bentley J., Sokolov M.A., Miller M.K., Odette G.R., Alinger M.J. // J. Nucl. Mater. 2007. V. 367–370. P. 166.
5. Wharry J.P., Swenson M.J., Yano K.H. // J. Nucl. Mater. 2017. V. 486. P. 11.
6. Liu X., Miao Y., Wu Y., Maloy S.A., Stubbins J.F. // Scr. Mater. 2017. V. 138. P. 57.

7. Rogozhkin S., Bogachev A., Korchuganova O., Nikitin A., Orlov N., Aleev A., Zaluzhnyi A., Kozodaev M., Kulevoy T., Chalykh B., Lindau R., Möslang A., Vladimirov P., Klimenkov M., Heilmaier M., Wagner J., Seils S. // Nucl. Mater. Energy. 2016. V. 9. P. 66.
8. Ukai S., Fujiwara M. // J. Nucl. Mater. 2002. V. 307–311. P. 749.
9. Carlan Y., Bechade J.-L., Dubuisson P., Seran J.-L., Bilot P., Bougault A., Cozzika T., Doriot S., Hamon D., Henry J., Ratti M., Lochet N., Nunes D., Olier P., Leblond T., Mathon M.H. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386–388. P. 430.
10. Mateus R., Carvalho P.A., Nunes D., Alves L.C., Franco N., Correia J.B., Alves E. // Fusion Eng. Des. 2011. V. 86. P. 2386.
11. Jeong Y.H., Kim W.J., Kim D.J., Jang J., Kang S.H., Chun Y.-B., Kim T.K. // Proc. Eng. 2014. V. 86. P. 1.
12. Kimura A., Cho H.-S., Toda N., Kasada R., Yutani K., Kishimoto H., Iwata N., Ukai S., Fujiwara M. // J. Nucl. Sci. Technol. 2007. V. 44. No. 3. P. 323.
13. Rogozhkin S.V., Nikitin A.A., Khomich A.A., Iskandarov N.A., Khoroshilov V.V., Bogachev A.A., Lukyanchuk A.A., Raznitsyn O.A., Shutov A.S., Fedin P.A., Kuibeda R.P., Kulevoy T.V., Vasiliev A.L., Presniakov M.Yu., Kravchuk K.S., Useinov A.S. // Yad Fiz. Inzhin. 2018. V. 9. No. 3. P. 245 (in Russian); Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 1239.
14. <http://www.srim.org/>
15. Рогожкин С.В., Алеев А.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Кириллов С.Е. // Приборы и техника эксперимента. 2017. № 3. С. 129; Rogozhkin S.V., Aleev A.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Raznitsyn O.A., Kirillov S.E. // Instrum. Exp. Tech. 2017. V. 60. P. 428.
16. Разницын О.А., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Рогожкин С.В. и др. // Масс-спектрометрия. 2017. Т. 14. № 1. С. 33; Raznitsyn O.A., Lukyanchuk A.A., Shutov A.S., Rogozhkin S.V. et al. // J. Anal. Chem. 2017. V. 72. No. 14. P. 1404.
17. Алеев А.А., Рогожкин С.В., Лукьянчук А.А., Шутов А.С., Разницын О.А., Никитин А.А., Искандаров Н.А., Корчуганова О.А., Кириллов С.Е. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2018661876 (20 сентября 2018 г.). <https://www1.fips.ru/ofpstorage/Doc/IZPM/RUN-WC1/000/000/002/702/112/%D0%98%D0%97-02702112-00001/document.pdf>
18. Miller M.K. Atom Probe Tomography: Analysis at the Atomic Level. 2000. New York: Kluwer Academic.
19. Cerezo A., Davin L. // Surf. Interface Anal. 2007. V. 39. P. 184.
20. Rogozhkin S.V., Khomich A.A., Bogachev A.A., Nikitin A.A., Lukyanchuk A.A., Raznitsyn O.A., Shutov A.S., Vasiliev A.L., Presniakov M.Yu. // Yad. Fiz. Inzhin. 2020. V. 11. No. 1. P. 22 (in Russian); Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. No. 10. P. 1425.
21. Klimenkov M., Lindau R., Möslang A. // J. Nucl. Mater. 2009. V. 386–388. P. 553.
22. Bhattacharyya D., Dickerson P., Odette G.R., Maloy S.A., Misra A., Natsi M. // Philos. Mag. 2012. V. 92. P. 2089.
23. Hsiung L., Fluss M., Tumej S., Kuntz J., El-Dasher B., Wall M., Choi B., Kimura A., Willaime F., Serruys Y. // J. Nucl. Mater. 2011. V. 409. P. 72.
24. Xu S., Zhou Z., Jia H., Yao Z. // Steel Res. Int. 2018. V. 90. P. 1800594.
25. Lucas G.E. // J. Nucl. Mater. 1993. V. 206. P. 287.
26. Gil E., Ordás N., García-Rosales C., Iturriza I. // Fusion Eng. Des. 2015. V. 98–99. P. 1973.
27. Swenson M.J., Dolph C.K., Wharry J.P. // J. Nucl. Mater. 2016. V. 479. P. 426.

## Nanostructure Evolution of Oxide Dispersion Strengthened Steels under Fe Ion Irradiation at 350°C

S. V. Rogozhkin<sup>1, 2, \*, \*\*</sup>, A. A. Khomich<sup>1</sup>, A. A. Bogachev<sup>1, 2</sup>, A. A. Nikitin<sup>1, 2</sup>, V. V. Khoroshilov<sup>1</sup>, T. V. Kulevoy<sup>1</sup>, P. A. Fedin<sup>1</sup>, K. E. Pryanishnikov<sup>1</sup>, A. A. Lukyanchuk<sup>1</sup>, O. A. Raznitsyn<sup>1</sup>, A. S. Shutov<sup>1</sup>, A. G. Zaluzhnyi<sup>1, 2</sup>, A. L. Vasiliev<sup>3</sup>, and M. Yu. Presniakov<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Alikhanov Institute for Theoretical and Experimental Physics of the National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

<sup>3</sup>National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia

\*e-mail: sergey.rogozhkin@itep.ru

\*\*e-mail: SVRogozhkin@mephi.ru

Received January 15, 2020; revised January 17, 2020; accepted July 24, 2020

**Abstract**—Improved mechanical properties of oxide dispersion strengthened (ODS) steels, promising reactor core materials, are due to the high density of uniformly distributed nanosized oxide inclusions. Transformation of the nanostructure of ODS steels under irradiation determines their stability during operation in the reactor conditions. In this work, three ODS steels were studied: Eurofer ODS, 10Cr ODS, and KP-3 ODS with various alloying systems. In these steels, the chromium content varies from 9 to 14 at. %, as well as such alloying elements as V, Ti, Al, W and Mn are present in various ratios. The effect of irradiation with iron ions up to 3, 6, and 30 dpa at a temperature of 350°C was studied. Radiation-induced changes were analyzed by transmission electron microscopy and atomic probe tomography. Although the size of the inclusions under irradiation practically did not change, a decrease in their bulk density was observed. On the whole, the hardening of the ODS steels due to inclusions during irradiation to 30 dpa at 350°C changed insignificantly, which indicates their radiation resistance and low tendency of the studied ODS steels to low-temperature radiation hardening and embrittlement.

**Keywords:** oxide, cluster, strengthening, atom probe tomography (APT), transmission electron microscopy (TEM), oxide dispersion strengthened (ODS) steel, irradiation, ions

## УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.64

### ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ЗАПАЯННЫХ УСКОРИТЕЛЬНЫХ ТРУБОК НА БАЗЕ ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ

© 2020 г. Р. П. Плешакова<sup>а, \*</sup>, А. В. Ильинский<sup>а</sup>, А. А. Исаев<sup>б</sup>, К. И. Козловский<sup>б</sup>,  
Е. А. Шиканов<sup>а</sup>, А. П. Скрипник<sup>а</sup>

<sup>а</sup>АНО «Институт экологических, геофизических и радиационных технологий», Москва, 127434 Россия

<sup>б</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409 Россия

\*E-mail: pl.regina@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.04.2020 г.

После доработки 03.07.2020 г.

Принята к публикации 06.07.2020 г.

Рассмотрены две технологические схемы, а также возможности их реализации для изготовления запаянных ускорительных трубок на базе диодов с магнитной изоляцией. Представлены схематические конструкции разрабатываемых трубок с лазерным источником дейтронов и системой подавления электронной проводимости. Для этого в вакуумный объем трубки включен достаточно термостойкий постоянный магнит. Другая конструкция трубки содержит импульсную систему подавления электронной проводимости с помощью импульсного магнитного поля, создаваемого спиралью конической формы, размещенной внутри трубки.

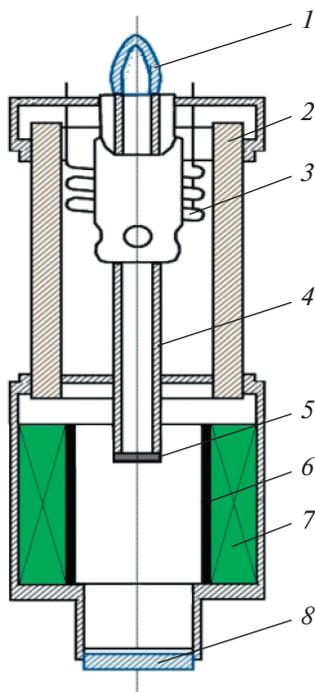
*Ключевые слова:* запаянные ускорительные трубки, магнитная изоляция, технология

DOI: 10.1134/S2079562920010091

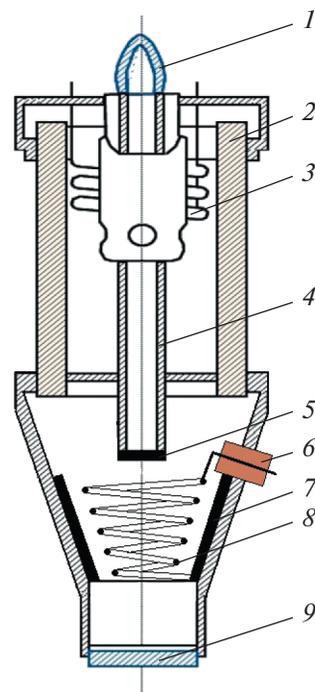
В статье рассматриваются две технологические схемы и возможности их реализации при разработке запаянных ускорительных трубок с магнитной системой подавления электронной проводимости на базе диодной системы ускорения. Обе представленные конструкции ускорительных трубок на базе диодов с магнитной изоляцией, условно названной УТ ДМИ, схематические изображения которых показаны на рис. 1 и рис. 2, содержат лазерный источник ионов, поэтому технология их изготовления во многом похожа на технологию изготовления ранее разработанной нейтронной трубки с лазерным источником ионов, названной ЛНТ. Таким образом, рассмотрим возможность разработки технологических схем изготовления УТ ДМИ, положив в основу технологию изготовления ЛНТ. Так как принципиальное отличие между УТ с ДМИ и ЛНТ состоит только в способе подавления электронной проводимости (в ЛНТ для этой цели применялся сетчатый электрод, на который подавалось электрическое смещение), мы рассмотрим не всю технологическую схему, а только отличительные особенности технологии изготовления УТ ДМИ.

Необходимость применения магнитной изоляции для подавления электронной проводимости с помощью постоянного магнитного поля доказана в [1]. Для этой цели была изготовлена установка,

имитирующая работу ДМИ, а также постоянный магнит на основе компаунда NdFeB в форме полового цилиндра с размерами: внешний радиус – 8,5 см, высота – 4 см. Индукция  $B$  магнитного поля такого магнита составила 1 Тл. В результате эксперимента на лабораторной установке удалось уменьшить ток на мишень на 4%, а соответственно и ток высоковольтного источника. К недостаткам установки можно отнести многочисленные пробои. Авторы в [2] показали эффективность применения спирали, создающей импульсное магнитное поле для подавления электронной проводимости. Число пробоев также существенно уменьшилось. Эксперименты проводились на установке с непрерывной откачкой с лазерным источником ионов и с компактной камерой с электродной системой и введенной в межэлектродное пространство диафрагмой. Было установлено, что при использовании твердотельного лазера с длиной волны 1.06 мкм, с энергией в импульсе 0.85 Дж, длительностью импульса 10 нс и ускоряющем напряжении  $U = 300$  кВ от источника высоковольтного питания, собранного по схеме Аркадьева–Маркса, была получена плотность тока 20 А/см<sup>2</sup>. При пересчете на ядерную реакцию  ${}^2\text{D}(d,n){}^3\text{He}$  поток нейтронов должен быть  $\Phi = 1.5 \cdot 10^8$  нейтронов/с при частоте повторения импульсов 1 Гц



**Рис. 1.** Схематический разрез УТ ДМИ с постоянным магнитом: 1 – штенгель; 2 – изолятор; 3 – насос; 4 – анод; 5 – лазерная мишень; 6 – нейтроннообразующая мишень; 7 – магнит; 8 – окно для ввода лазерного излучения.



**Рис. 2.** Схематический разрез УТ ДМИ с импульсным магнитным полем спиральной линии: 1 – штенгель, 2 – изолятор, 3 – насос, 4 – анод, 5 – плазмообразующая мишень, 6 – электрический ввод, 7 – нейтроннообразующая мишень, 8 – спираль, 9 – окно для ввода лазерного излучения.

в частотно-периодическом режиме. В случае применения установки, например, в ядерной геофизике для экспрессного определения состава горных пород методом нейтронно-активационного анализа наличие непрерывной откачки является большим недостатком. Разработка более компактного генератора нейтронов, не нуждающегося в столь мощной системе откачки, требует разработки запаянной ускорительной трубки на основе ДМИ. Для этого в вакуумный объем УТ предлагается ввести постоянный магнит (рис. 1) либо спираль, создающую импульсное магнитное поле (рис. 2).

Особенности технологии изготовления ЛНТ подробно изложены в [3]. Технология изготовления любой трубки начинается с изготовления деталей и их химической обработки. Затем следует изготовление узлов (с помощью пайки и сварки) и обязательная проверка узлов на герметичность с помощью гелиевого течеискателя. Потом идет предварительная сборка всей трубки с помощью контактной сварки. Далее проводится основная сварка (аргонно-дуговая и электронным лучом) и опять проверка на герметичность. Трубка в сборе помещается на установку откачки и отпайки. При достижении вакуума  $\sim(10^{-4}-10^{-5})$  Па проводится высоковольтная тренировка со “ступеньчатым” прогревом (по 5 мин), начиная с  $T = 250^{\circ}\text{C}$ , и по-

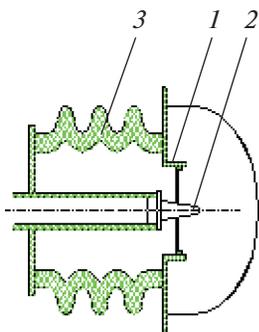
степенным повышением (на  $50^{\circ}\text{C}$ ) до  $T \sim 400^{\circ}\text{C}$  (данная температура сильно зависит от материала, напыляемого на подложку мишени). После повторной откачки проводят отпайку. Возникшие трудности в реальном производстве ЛНТ, такие как: наличие нейтронно-образующей мишени (М) сложной конфигурации, окна для ввода лазерного излучения в трубку и поддержание высокого вакуума во время работы трубки, были решены. Что касается поддержания вакуума, то предварительно были проведены оценки скорости откачки. По расчетам получалось, что при энергии импульса лазера 25 мДж и частоте повторения импульсов 25 Гц необходимая скорость откачки составляет  $\sim 10$  л/с. Это могли обеспечить нераспыляемые пассивные газопоглотители типа КНТ33. Особо следует отметить технологию изготовления нейтронно-образующей мишени. Первоначально, мишень представляла собой часть корпуса ЛНТ, но как показано в [4], мишень лучше всего делать “накладной”, т.е. на дополнительную подложку из хорошего теплопроводящего материала монтируется готовая мишень. Там же показано, что трубка с такой мишенью была способна работать с частотой повторения импульсов до 100 Гц, что оправдывает усложнение технологии. Что касается окон для ввода лазерного излучения в ЛНТ с длиной волны излучения 1.06 мкм, то предпо-

чительней оказалась конструкция состоящая из диска, приваренного к втулке из того же материала, и впаянного диска из полированного вакуумного стекла такого же состава, как и вакуумно-герметичный баллон трубки.

Большой проблемой в изготовлении запаянной малогабаритной УТ на базе ДМИ является постоянный магнит, размещенный внутри вакуумного объема УТ, т.к. перед монтажом постоянного магнита в УТ он, как и все детали и узлы, должен проходить операцию термообработки при высокой температуре на вакуумном посту (не менее 300–400°C). При этом он теряет индукцию магнитного поля не менее 7%. Ранее в [5] была предложена формула и проведены расчеты оптимального значения индукции  $B$  магнитного поля в зависимости от геометрии электродов в пределах заданных габаритов трубки. Правда, магнит был расположен вне вакуумного объема трубки. Расчет показал, что величина  $B$ , необходимая для подавления электронной проводимости, лежит в пределах 100–600 мТл, что требует увеличения массы и соответственно размеров магнита, но его внешний диаметр ограничен диаметром УТ. К тому же, магниты должны быть термостойкие. Изготовление малогабаритных термостойких магнитов, размещаемых внутри УТ даже с  $B = 100$  мТл, является очень сложной задачей. Однако, в [6] была предложена вакуумная нейтронная трубка (НТ), внутри источника ионов (ИИ) которой размещен постоянный магнит для увеличения стабильности работы ИИ. Это предложение было реализовано в НТ с искро-дуговым ИИ [7]. При размерах всего  $25 \times 18 \times 30$  мм удалось создать магнит с индукцией магнитного поля на оси  $B \sim 50$  мТл (материал 25Х15К), но после термообработки  $B$  упала до  $\sim 40$  мТл. Несмотря на это, изменение ионного тока, нейтронного потока и срока службы НТ показало увеличение всех этих технических параметров, что вселяет уверенность в возможности реально создать наш предполагаемый вариант УТ с ДМИ. Возможен и другой путь. После всех вышеописанных процессов УТ с магнитом-заготовкой помещают в намагничивающее устройство, тщательно закрепив ее в изоляционное ложе с хорошими амортизаторами, и намагничивают. Такой способ намагничивания после отпайки трубки от откачного поста был опробован при изготовлении газонаполненной трубки с ионным источником типа Пеннинга [8].

Рассмотрим подробнее схематическое изображение УТ на рис. 1 с точки зрения технологии. Во-первых, корпус трубки придется делать составным: из чередующихся металлических и керамических цилиндров с компенсирующими кольцами, промежуточными прокладками из алюминия и титановыми электродами [9], высоковольтными выводами и мощными вводами для подачи импульсных токов  $\sim 1000$  А на спираль (материал —

нихром), смонтированную на них внутри трубки. Штенгель для установки трубки на откачной пост должен быть металлическим, составным и изготовлен из разных металлов. Так как отпайка от откачного поста будет производиться методом диффузионной сварки, то предпочтительным материалом для наконечника коваровой втулки штенгеля является медь. Отдельно стоит проблема изготовления окна для ввода лазерного излучения. Во-первых, его надо вынести далеко от конической мишени со спиралью во избежание перегрева. Особенно это касается окон из оптического стекла. При длине волны 1.06 мкм его можно заменить на стекло марки С52-1, но при более длинных волнах излучения лазера, например, в инфракрасном диапазоне надо ставить германиевые окна. К сожалению, они еще более критичны к высокой температуре [9]. Перейдем к рассмотрению технологии изготовления нейтронно-образующей мишени, которая имеет сложную структуру и нетрадиционную форму. Как правило, она состоит из плоской металлической подложки с хорошей теплопроводностью и достаточной хорошей адгезией к напыляемому на нее металлу, который обладает повышенной термостойкостью и сорбирующими свойствами по отношению к изотопам водорода (дейтерию и тритию). В нашем случае традиционный способ напыления мишеней не годится из-за неравномерности получаемого слоя и плохой адгезии, а при насыщении изотопами водорода он будет осыпаться. Естественно, что мишень в УТ ДМИ должна быть “накладной” и смонтирована на дополнительную подложку с очень хорошей теплопроводностью. Для быстрого снижения тепловой нагрузки с активной поверхности мишени в [10] предложено ввести в вакуумную нейтронную трубку дополнительную промежуточную подложку на основе синтетического алмаза. Авторами [11] была описана установка и способ изготовления мишени сложной конфигураций с помощью лазера, но его сложно реализовать (неравномерность покрытия составила  $\sim 40\%$ ). Теперь рассмотрим вопрос сохранения рабочего вакуума во время работы трубки в частотном режиме. Если УТ генератора нейтронов предназначена для геофизических исследований, то желательно, чтобы она работала с большой частотой, иначе трудно интерпретировать полученные после облучения образцов результаты. Лучшие результаты с трубкой ЛНТ были получены с твердотельным компактным лазером, стабильно работающим до частоты 50 Гц. Другие опробованные нами малогабаритные лазеры уже при 9 Гц работали нестабильно. Даже при меньшей частоте ни пассивные газопоглотители, ни ленточные геттеры, ни ионные насосы не справятся с задачей поддержания рабочего вакуума между импульсами внутри запаянной УТ ДМИ из-за низкой скорости откачки этих средств. Для ЛНТ была разработана конструкция со встро-

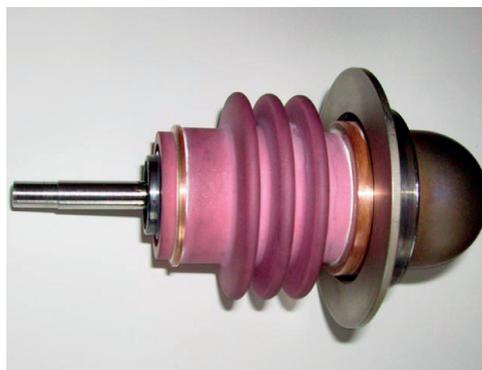


**Рис. 3.** Схематический разрез УТ для генерации рентгеновских квантов: 1 – катод; 2 – анод; 3 – керамический гофрированный изолятор.

енным внутри УТ миниатюрным магнитно-разрядным насосом, разработанным на основе обращенного магнетрона, но экспериментально проверить данную конструкцию не удалось. Возможно, для УТ ДМИ эта технология будет реализована.

При разработке другой технологической схемы изготовления УТ ДМИ со спиралью (рис. 2) возникла технологическая проблема ее намагничивания, т.е. подачи от автономного источника питания мощного (1000 А) импульса, создающего импульсное магнитное поле. Эту проблему можно решить чисто конструкторским путем, сделав в корпусе герметичные мощные керамические вводы, на которые будет монтироваться спираль. Итак, после всех технологических операций, традиционно необходимых при изготовлении УТ вплоть до технологического процесса сборки вакуумно-герметичного корпуса УТ, на которые монтируется спираль из нихрома, выполняются все операции, как в обычных технологических схемах, разработанных для изготовления УТ, до процесса прогрева при температуре 400°C (подложка мишени при этом должна быть напылена более термостойким щелочноземельным металлом, например, скандием) в течение 4 ч под откачкой. Потом следуют операции высоковольтной тренировки, откачки до давления  $\sim 10^{-5}$  Па и отсоединение от откачного поста.

Описанный технологический опыт был использован при создании УТ нового поколения для генерации рентгеновских квантов. При эксплуатации таких импульсных генераторов рентгеновского излучения для задач геофизических исследований (особенно в полевых условиях) предъявляются повышенные требования к механической и электрической прочности УТ. Поэтому с целью повышения этих показателей было предложено использовать изолятор из специальной высоковольтной керамики, используя описанные выше технологические процессы. Предварительно были сделаны оценки геометрических размеров УТ. Путем компьютерного моделирования и физического маке-



**Рис. 4.** Внешний вид УТ для генерации рентгеновских квантов.

тирования на разборном вакуумном стенде была получена информация об оптимальных геометрических размерах диодной ускоряющей системы [12], которая легла в основу разработки УТ рентгеновского излучения [13]. Ее схематический разрез и общий вид представлены на рис. 3 и рис. 4.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сказать, что дальнейшие исследования возможности разработки технологических схем для создания герметичных ускорительных трубок на основе диодов с магнитной изоляцией уместна и перспективна.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (соглашение № 05.605.21.0182 (RFMEFI60519X0182)).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Козловский К.И. // Атом. энергия. 2015. Т. 119. № 4. С. 210–215.
2. Шиканов А.Е., Вовченко Е.Д., Исаев А.А., Козловский К.И., Шатохин В.Л. // Журн. техн. физики. 2017. Т. 87. № 6. С. 949–951.
3. Плешакова Р.П., Беспалов Д.Ф., Войтенко В.А., Рябов Е.В. и др. // Вопр. атом. науки и техн. Сер.: Радиационная техника. 1990. В. 1. С. 30–33.
4. Плешакова Р.П., Бессарабский Ю.Г., Курдюмов И.Г. и др. // Вакуум. техн. и технология. 2000. Т. 10. № 2. С. 63–65.
5. Анурова Н.К., Плешакова Р.П., Шиканов А.Е. и др. // Патент РФ. № 1632249, 08.12.1993. Импульсная нейтронная трубка.
6. Плешакова Р.П. // Патент РФ № 2316835, 10.02.2008. Вакуумная нейтронная трубка.
7. Плешакова Р.П., Бессарабский Ю.Г., Пресняков Ю.К. и др. // Вакуум. техн. и технология. 2003. Т. 13. № 1. С. 31–34.

8. Долгов Н.А., Дыдычкин В.Н., Плешакова Р.П. и др. // Патент РФ № 1590019, 08.12.1993. Ускорительная газонаполненная нейтронная трубка.
9. Плешакова Р.П., Бессарабский Ю.Г., Пресняков Ю.К. // Патент РФ № 2 228554, 10.05.2004. Вакуумная нейтронная трубка.
10. Войтенко В.А., Жарких А.А., Плешакова Р.П. и др. // Вопр. атом. науки и техн. Сер.: Радиационная техника. 1990. В. 1. С. 33–35.
11. Васацкий Б.Г., Ковалев Л.К., Шишкин В.А. // Тезисы докладов ВНТ конференции “Применение лазеров в науке и технике”. Ленинград, 1980. С. 35–36.
12. Мягков Б.А., Шиканов А.Е., Шиканов Е.А. // Атом. энергия. 2009. Т. 106. № 2. С. 114–118.
13. Шиканов Е.А. // Патент РФ № 71817, 03.10.2007. Малогабаритная ускорительная трубка для генерации рентгеновских квантов.

## Technological Possibilities of Realization of Sealed Accelerator Tubes Based on Diodes with Magnetic Isolation

R. P. Pleshakova<sup>1, \*</sup>, A. V. Iyinskiy<sup>1</sup>, A. A. Isaev<sup>2</sup>, K. I. Kozlovskiy<sup>2</sup>,  
E. A. Shikanov<sup>1</sup>, and A. P. Skripnik<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute for Ecological, Geophysical, and Radiation Technologies, Moscow, 127434 Russia*

<sup>2</sup>*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

*\*e-mail: pl.regina@yandex.ru*

Received April 22, 2020; revised July 3, 2020; accepted July 6, 2020

**Abstract**—Two technological schemes are considered, as well as the possibilities of their implementation for the manufacture of sealed accelerator tubes based on diodes with magnetic isolation. Schematic designs of tubes under development with a laser source of deuterons and an electronic conductivity suppression system are presented. To do this, a sufficiently heat-resistant permanent magnet is included in the vacuum volume of the first tube. Another design of the tube contains a pulsed system for suppressing electronic conductivity using a pulsed magnetic field created by a conical spiral placed inside the tube.

**Keywords:** sealed accelerator tubes, magnetic isolation, technology

## УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 621.384.64

### ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ УСКОРЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ В ЛУЭ НА БЕГУЩЕЙ ВОЛНЕ

© 2020 г. Л. З. Джилавян<sup>а</sup>, \*, А. И. Карев<sup>б</sup>, \*\*

<sup>а</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований  
Российской академии наук, Москва, 117312 Россия

<sup>б</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт имени П.Н. Лебедева  
Российской академии наук, Москва, 119991 Россия

\*E-mail: dzhil@inr.ru

\*\*E-mail: darlingsasha@mail.ru

Поступила в редакцию 08.05.2020 г.

После доработки 19.05.2020 г.

Принята к публикации 25.05.2020 г.

Для многосекционных линейных ускорителей электронов на бегущей волне в сопоставлении с экспериментом модельно рассмотрено ускорение позитронов из бомбардируемой электронами межсекционной конвертерной мишени. Получены для ускоренных позитронов: спектры по их энергии; зависимости максимумов этих спектров от начального сдвига фазы ускоряющей позитроны СВЧ-волны и от энергии ускоренных позитронов; фазовые распределения ускоренных позитронов. Найдены спектры начальных энергий позитронов, существенных в получении ускоренных позитронов в максимуме их спектра. Сопоставлены эффективности получения позитронов с и без их ускорения на ЛУЭ для исследований гигантских резонансов в атомных ядрах.

Ключевые слова: линейные многосекционные ускорители электронов на бегущей волне (ЛУЭ), пучки электронов и позитронов в ЛУЭ, динамика ускорения позитронов в секциях ЛУЭ, гигантские резонансы в атомных ядрах

DOI: 10.1134/S2079562920010029

#### ВВЕДЕНИЕ

Пучки ультрарелятивистских позитронов ( $e^+$ ) с малыми поперечными эмиттансами и энергетическими разбросами – важный и актуальный инструмент экспериментальной физики, нашедший применение в ряде направлений исследований:

- эксперименты на встречных электрон-позитронных пучках ( $e^-e^+$ ), составляющие значительную часть всех экспериментов по физике высоких энергий (см., например, публикации из Новосибирска, упоминаемые ниже и многочисленные соответствующие ссылки, содержащиеся в этих публикациях);

- эксперименты по рассеянию  $e^-$  и  $e^+$  при одинаковых переданных импульсах для выявления роли двухфотонного обмена [1];

- эксперименты по электродезинтеграции ядер с  $e^-$  и  $e^+$ , использующие различия спектров виртуальных фотонов для расширения возможностей мультипольного анализа (см., например, [2, 3]);

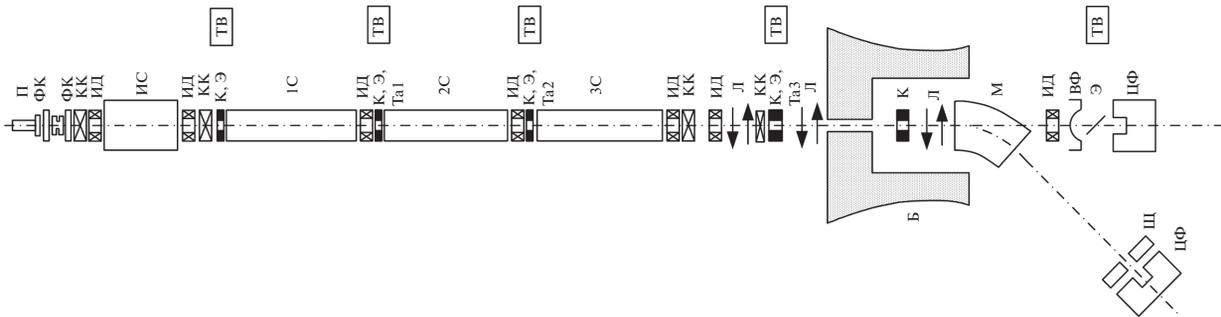
- эксперименты по изучению фотоядерных реакций (см., например, [4–6]) и процессов фото-

рождения частиц (см., например, [7–9]) под действием реальных квазимонохроматических фотонов от аннигиляции  $e^+$  на лету;

- эксперименты по изучению взаимодействий  $e^-$  и  $e^+$  в кристаллах (см., например, [10, 11]), интересные и для понимания физики вовлеченных процессов (испускание тормозного излучения и рождение пар; каналирование и излучение  $\gamma$ -квантов при каналировании; поворот пучков, захваченных в режим каналирования в изогнутых кристаллах), и для изучения свойств кристаллов.

Для подтверждения вышеупомянутой актуальности укажем, например, на работающий в Новосибирске комплекс установок со встречными ( $e^-e^+$ )-пучками ВЭПП-4–ВЭПП-2000 [12, 13], а также на разработку там же “mega-science”-проекта “Ускорительный комплекс со встречными ( $e^-e^+$ )-пучками (Супер-чарм-тау фабрика)” [14, 15].

Основной способ получения первичных  $e^+$  для рассматриваемой задачи – конверсия  $e^- \rightarrow e^+$  при бомбардировке пучком ультрарелятивистских  $e^-$  толстых мишеней-конвертеров из материалов с



**Рис. 1.** Схема расположения оборудования на ЛУЭ-100 ИЯИ РАН: П –  $e^-$ -пушка; ФК – фокусирующие катушки; КК – корректирующие катушки; ИД – магнитно-индукционные датчики пучка; К – коллиматоры; Э – люминесцентные экраны; ТВ – телевизионные камеры; (ИС и (1–3)С) – (инжектерная и (1–3) основные) ускоряющие секции ЛУЭ; Та(1–3) – танталовые конвертерные мишени; Л – дублеты квадрупольных магнитных линз; М – дипольный магнит; Б – бетонные блоки; ВФ – выходная фольга; Щ – анализирующая щель; ЦФ – цилиндры Фарадея.

высокими величинами как атомного номера, так и плотности. При этом у  $e^+$ -пучков из конвертеров широкие разбросы по энергиям и углам.

В одном варианте методики магнитная система выделяет из полного  $e^+$ -пучка часть с малым поперечным эмиттансом и с требуемыми  $e^+$ -энергиями без использования ускорения  $e^+$  из конвертеров (см., например, [4, 16]).

В другом варианте исходные  $e^+$  из конвертеров до такого выделения сначала ускоряются (см., например, [17, 18]). Особенно привлекательны в этом случае многосекционные резонансные линейные ускорители  $e^-$  (ЛУЭ), включая, ЛУЭ на бегущей СВЧ-волне (при этом конвертер  $e^- \rightarrow e^+$  размещается между секциями ЛУЭ). В частности, рассматриваемый здесь нами пример [18], осуществленный на ЛУЭ-100 ИЯИ РАН.

Для реализации варианта получения  $e^+$  в многосекционных ЛУЭ с использованием их ускорения важно, исходя из характерных черт  $e^+$ -генерации собственно в оптимальных конвертерных мишенях, прояснить особенности динамики движения  $e^+$  в ЛУЭ. Эта задача была ранее рассмотрена нами в [19]. Однако недавнее исследование [20] величин  $K$  – дифференциальных коэффициентов конверсии  $e^- \rightarrow e^+$  выявило существенные их отличия от использованных в [19], что привело к необходимости вернуться к рассмотрению задачи, которое и проводится в настоящей работе на основе новых данных из [20] для вышеуказанного примера [18].

### 1. ПАРАМЕТРЫ: СЕКЦИЙ ЛУЭ; $e^-$ -ПУЧКА; МИШЕНИ-КОНВЕРТЕРА. КОЭФФИЦИЕНТ КОНВЕРСИИ $e^- \rightarrow e^+$

Изначально ЛУЭ ИЯИ РАН был сооружен как ЛУЭ-50 [21] на максимальную кинетическую энергию ускоренных электронов  $(T^-)_{\max} \sim 50$  МэВ, но

проведенная реконструкция [22] позволила превратить его в ЛУЭ-100 (см. рис. 1) с  $(T^-)_{\max} \sim 100$  МэВ.

Рабочая СВЧ-частота у ЛУЭ-100  $f \cong 2797$  МГц (длина волны  $\lambda = (c/f) \cong 10.7$  см, где  $c$  – скорость света в вакууме). Ускоряющие секции ЛУЭ-100 – медные открытые для укоряемых пучков  $e^-$  ( $e^+$ ) круглые волноводы с круглыми же диафрагмами (магнитная фокусировка и на секциях (1–3)С, и между секцией 3С и конвертером Та2 отсутствует).

Ускоряющая  $e^+$  секция ЛУЭ-100 (3С на рис. 1) – основная секция с постоянной структурой и постоянной фазовой скоростью  $V_{\phi} = c$  для ускоряющей СВЧ-волны, имеющей электрическую составляющую вдоль продольной оси  $z$  секции. В согласии с [23, 24] параметры секции 3С сведены в Таблицу, где:  $a$  – радиус отверстий диафрагм;  $b$  – внутренний радиус стенки волновода секции;  $l_d$  – толщина диафрагм;  $d$  – расстояние между центрами соседних диафрагм;  $\mu_v$  – выбранный вид колебаний, то есть сдвиг фазы СВЧ-волны на элементе периодичности волновода секции ( $\mu_v = 2\pi d(c/v_{\phi})/\lambda = 2\pi d/\lambda$ , так как  $v_{\phi} = c$ );  $l_{\text{зат}}$  – длина затухания СВЧ-волны;  $v_{\text{гр}}$  – групповая скорость СВЧ-волны в секции;  $L$  – длина секции;  $t_{\text{зап}}$  – время заполнения секции СВЧ-волной.

Основные секции ЛУЭ-100 (1–3)С запитываются импульсной СВЧ-мощностью до  $\sim 20$  МВт в импульсе длительностью до (2.0–2.2) мкс (частота повторения импульсов 50 Гц, а средняя СВЧ-мощность до  $\sim 2$  кВт). Секции (1–3)С дают для ультрарелятивистских  $e^-$  (со скоростями  $v \approx v_{\phi} = c$ ) прирост энергии до  $\sim 40$  МэВ, а напряженность электрической составляющей СВЧ-волны на оси  $z$  в начале секции  $E_0$  до  $\sim 10$  МэВ/м.

Измерения [18] на ЛУЭ-100 с  $e^+$ -ускорением для Та-конвертера толщиной  $D \cong 1.3X_0$  (где  $X_0$  – радиационная длина тантала), размещенного между секциями 2С и 3С на расстоянии  $s \approx 20$  см до начала эффективного СВЧ-поля в секции 3С,

**Таблица 1.** Параметры основных секций ЛУЭ-100

$\mu_{\text{в}}$	$d/\lambda$	$a$ , мм	$a/\lambda$	$b$ , мм	$b/\lambda$	$l_{\text{д}}$ , мм	$l_{\text{д}}/\lambda$	$l_{\text{зат}}$ , м	$v_{\text{гр}}/c$	$L$ , м	$t_{\text{зап}}$ , мкс
$\pi/2$	1/4	15	0.14	43.1	0.403	4	0.037	15.7	0.04	4.5	0.375

велись при следующих параметрах падающего на конвертер  $e^-$ -пучка: кинетическая  $e^-$ -энергия в максимуме спектра  $T^- \cong 55$  МэВ при относительной полной ширине этого спектра на половине высоты  $\delta T^- \sim (1-1.5)\%$ ; средний  $e^-$ -ток  $I^- \cong 10$  мкА. В эксперименте [18] измерялись средние конечные  $e^+$ -токи  $I_{\text{к}}^+$  (после ускорения). Эти измерения проводились на выходе части системы транспортировки пучка  $e^+$  и их анализа по конечной кинетической энергии ( $T_{\text{к}}^+$ ) и ее разбросу ( $\Delta T_{\text{к}}^+$ ) для щели, выделяющей ( $\Delta T_{\text{к}}^+/T_{\text{к}}^+$ )  $\cong \pm 0.5\%$ . При этом брались различные значения на входе секции ЗС для:  $E_0$  – амплитуды СВЧ-волны;  $\Delta\Phi_{\text{н}}$  – начального фазового сдвига СВЧ-волны по отношению к случаю для центра тяжести сгустка ультрарелятивистских  $e^+$ , ускоряемых на самом гребне СВЧ-волны.

Распределение  $e^-$ -пучка в ЛУЭ-100 по фазам  $\varphi$  СВЧ-волны было измерено в [25] и показано на рис. 2 при некотором фазовом сдвиге  $\Delta\Phi$  центра тяжести  $e^-$ -сгустков. Полная ширина этого распределения на половине высоты составляет  $(25-30)^\circ$ .

Важнейшая характеристика  $e^+$ -генерации в конвертерах – дифференциальный коэффициент  $K$  конверсии  $e^- \rightarrow e^+$  при полярных углах  $e^+$ -испускания  $\theta_{\text{н}}^+ \sim 0$ :

$$K \equiv K(T^-, T_{\text{н}}^+, D, Z) = \frac{I_{\text{н}}^+}{I^- \cdot \Delta\Omega_{\text{н}}^+ \cdot \Delta T_{\text{н}}^+}, \quad (1)$$

где  $T^-$  и  $T_{\text{н}}^+$  – кинетические энергии падающих  $e^-$  и испускаемых (начальных)  $e^+$ ;  $D$  – толщина конвертера;  $Z$  – атомный номер материала конвертера;  $I^-$  и  $I_{\text{н}}^+$  – средние токи падающих  $e^-$  и испускаемых (начальных)  $e^+$ ;  $\Delta\Omega_{\text{н}}^+$  и  $\Delta T_{\text{н}}^+$  – малые значения телесного угла и разброса энергии для испускаемых  $e^+$  при этом. Величины  $K(T^-, T_{\text{н}}^+, D, Z)$  оценены и рассчитаны в [20], а для существенного в настоящей работе случая значения  $T^- = 55$  МэВ и оптимальной (при этом значении  $T^-$ , см. подробнее в [20]) толщины танталового конвертера  $D \cong 1.3X_0$  приведены на рис. 3.

## 2. ИСПОЛЬЗОВАННАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТОВ

При исследовании динамики движения  $e^+$ ; в ускоряющей секции используется следующая простая модель.

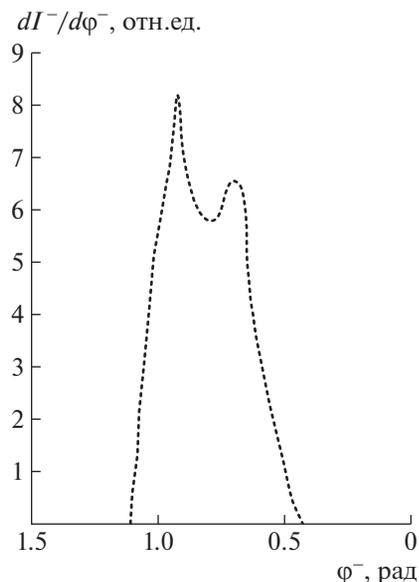
Считается что: при  $e^+$ -ускорении поперечные силы отсутствуют; продольная электрическая составляющая СВЧ-волны  $E$  не зависит от расстояния от оси  $z$  и задается выражением:

$$E = E_0 f(z) \cos \varphi, \quad (2)$$

где:  $\varphi = (2\pi ft - k_z z)$ ;  $t$  – время; ( $k_z = 2\pi/\lambda$ ) – модуль продольной составляющей волнового вектора в секции; функция  $f(z) = \exp(-z/l_{\text{зат}})$  учитывает затухание СВЧ-волны вдоль оси  $z$ . Отметим, что наряду с фазами СВЧ-волн в секциях ЛУЭ удобно рассматривать сгруппированные по фазам продольные сгустки ускоряемых пучков  $e^-$  и/или  $e^+$  и отсчитывать фазу по отношению к фазе ультрарелятивистских  $e^-(e^+)$ , которые практически не имеют движения по фазам и ускоряются на самом гребне СВЧ-волны.

При моделировании динамики продольного  $e^+$ -движения в секции ЗС проводилось методом Рунге–Кутты четвертого порядка точности интегрирование уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\varphi^+}{dz} = 2\pi f \left( \frac{1}{v^+} - \frac{1}{v_{\text{ф}}} \right), \\ \frac{dW^+}{dz} = e \cdot E_0 \cdot f(z) \cdot \cos \varphi^+, \end{cases} \quad (3)$$



**Рис. 2.** Распределение  $e^-$ -пучка в ЛУЭ-100 ИЯИ РАН по фазам  $\varphi^-$  СВЧ-волны [25].

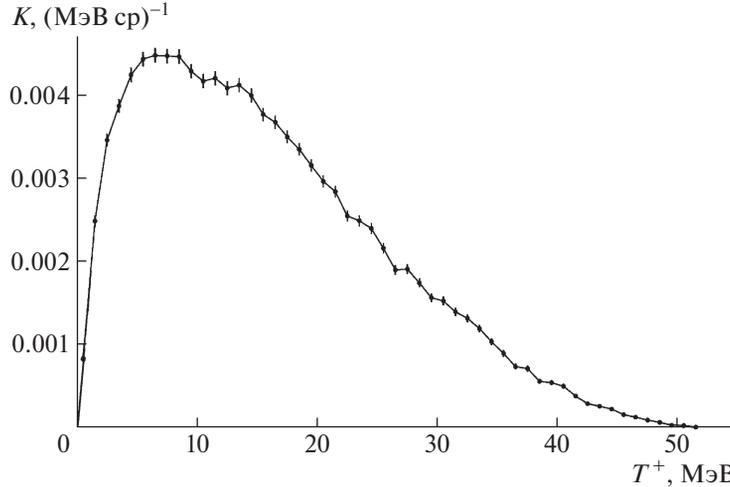


Рис. 3. Зависимость  $K(T^- = 55 \text{ МэВ}, T_n^+)$  для Та-конвертера толщиной  $\cong 1.3 X_0$  из [20].

где:  $v^+$  и  $v_\phi$  –  $z$ -составляющие скорости ускоряемого  $e^+$  и фазовой скорости СВЧ-волны соответственно;  $e$  – элементарный электрический заряд;  $W_n^+$  и  $W_k^+$  – полные энергии ускоряемого  $e^+$  в начале и конце секции ЗС ( $W^+ = T^+ + \mu$ , здесь  $\mu$  – энергия покоя  $e^-(e^+)$ ).

В модели для  $e^+$  брались попарно начальные (на выходе из конвертера) значения: фазы  $(\varphi_n^+)_j \pm \pm 0.5\Delta(\varphi_n^+)$  (из всей совокупности их значений в приближенном равномерном распределении шириной  $\Phi = 30^\circ$  с шагом  $\Delta(\varphi_n^+)$  до  $1^\circ$ ); полной энергии  $(W_n^+)_l \pm \pm 0.5\Delta(W_n^+)$  (в общем случае использовалась вся совокупность их значений с шагом  $\Delta W_n^+$  до 0.1 МэВ из приближенного представления показанной на рис. 3 зависимости  $K(T^- = 55 \text{ МэВ}, T^+)$  для  $0.1 \leq T^+ \leq 52 \text{ МэВ}$ , найденного методом наименьших квадратов с применением функций-полиномов). Определялись на выходе секции ЗС конечные значения фазы  $(\varphi_k^+)_j \pm 0.5\Delta(\varphi_k^+)$  и полной энергии  $(W_k^+)_j \pm 0.5\Delta(W_k^+)$ , а также максимальные начальные  $(\theta_n^+)_{j,l}$  и конечные  $(\theta_k^+)_{j,l}$  полярные углы.

Для  $e^+$ , прошедших секцию-“доускоритель” ЗС,  $\theta_n^+$  находились из соотношения (см., например, [26]), полученного для  $f(z) = \text{const}$ , но при таком эффективном значении  $E$ , для которого при заданных  $W_n^+$  достигаются те же значения  $W_k^+$ , что и в [18]:

$$(\theta_n^+)_{j,l} = \frac{a}{s + \frac{(W_n^+)_l}{(W_k^+)_{j,l} - (W_n^+)_l} \cdot L \cdot \ln \left[ \frac{(W_k^+)_{j,l}}{(W_n^+)_l} \right]}. \quad (4)$$

При этом  $\theta_k^+$  вычислялись на основе сохранения поперечной составляющей импульса  $e^+$ , исходя из соотношения:

$$(\theta_k^+)_{j,l} = (\theta_n^+)_{j,l} \left[ \frac{(W_n^+)_l^2 - \mu^2}{(W_k^+)_{j,l}^2 - \mu^2} \right]^{0.5}. \quad (5)$$

Полученным  $e^+$  для каждой пары  $(\varphi_n^+)_j$  и  $(W_n^+)_l$  при таких расчетах приписывались значения тока (при  $I^-$  – среднем токе падающих на конвертер  $e^-$ ):

$$(i^+)_{j,l}((W_k^+)_{j,l} \pm 0.5\Delta(W_k^+)) = I^- \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot A_3, \quad (6)$$

где факторы  $A_1, A_2, A_3$  имеют следующие значения:

$$A_1 = [\Delta(\varphi_n^+)]/\Phi; \quad (7)$$

$$A_2 = K((W_n^+)_l - \mu) \cdot \Delta(W_n^+); \quad (8)$$

$$A_3 = \Delta(\Omega_n^+) \approx \pi(\theta_n^+)_{j,l}^2. \quad (9)$$

При этом средний  $e^+$ -ток при  $(W_k^+) \pm 0.5\Delta(W_k^+)$  на выходе секции ЗС есть:

$$I_k^+(W_k^+ \pm 0.5\Delta W_k^+) = \sum_{j,l} (i^+)_{j,l}(W_k^+ \pm 0.5\Delta W_k^+). \quad (10)$$

Оказалось, что каждое распределение  $I_k^+(W_k^+) \equiv I_k^+$  (по крайней мере, при фазовых сдвигах  $\Delta\Phi_n$ , близких к своим оптимальным значениям  $\Delta\Phi_{n \text{ опт}}$ ) имеет пик со своим максимумом  $I_{k \text{ макс}}^+(W_{k \text{ макс}}^+) \equiv I_{k \text{ макс}}^+$ . Влияние различных факторов на форму

зависимости  $I_k/I_{k \text{ макс}}$  от  $W_k^+$  показано на рис. 4, где:  $a - A_1$  взято из (7),  $A_2 = \text{const}(W_H^+)$ ,  $A_3 \equiv \text{const}$ , сплошная тонкая кривая дана для полного интервала  $0 < W_H^+ \leq 52$  МэВ, для двух же его составляющих (более толстая сплошная кривая дана для  $0 < W_H^+ \leq 5$  МэВ, а штриховая кривая дана для  $5 \text{ МэВ} < W_H^+ \leq 52$  МэВ);  $b - A_1$  и  $A_2$  взяты соответственно из (7) и (8),  $A_3 \equiv \text{const}$ ;  $c - A_1, A_2$  и  $A_3$  взяты соответственно из (7), (8) и (9).

Наряду с описанной в этом разделе “прямой” задачей получения  $I_k^+$  в зависимости от  $W_k^+$  решалась путем соответствующей выборки и “обратная” задача для выделенного диапазона ( $W_{k \text{ макс}}^+ \pm \Delta W_{k \text{ макс}}^+$ ) получения спектра для  $e^+$  с конвертера  $I_H^+(T_H^+)$ , приведших к  $I_{k \text{ макс}}^+$  в указанном диапазоне  $W_k^+$ .

На выходе “доускорителя” образуется пучок  $e^+$  со сравнительно широким спектром их полных конечных энергий  $W_k^+$ . Обычно с помощью некоей системы транспортировки, формирования и анализа (СТФА) из такого  $e^+$ -пучка выделяется требуемая часть, содержащая только малый интервал  $\Delta W_k^+$ . В то же время выделяемый СТФА  $e^+$ -пучок по сравнению с тем, который имеется на выходе “доускорителя”, может быть “урезанным” и по своему поперечному четырехмерному эмиттансу с его объемом  $V_{\text{эмтт}}$ , формой и расположением, не позволяющими области эмиттанса уместиться полностью внутри поперечного аксептанса удовлетворяющей требованиям проводимых экспериментов СТФА с соответствующими объемом  $V_{\text{акс}}$ , формой и расположением. Для краткости такое положение обозначим здесь условно неравенством  $V_{\text{эмтт}} > V_{\text{акс}}$ . Если же такого “урезания” нет, обозначим это здесь условно неравенством  $V_{\text{эмтт}} < V_{\text{акс}}$ . В последнем случае для нахождения  $A_3$  остается пригодным соотношение (9).

Для случаев  $V_{\text{эмтт}} > V_{\text{акс}}$  в нашей модели используется довольно грубое приближение, согласно которому для аксептанса можно ввести некоторое эффективное предельное значение величины  $\theta_{\text{эфф}}^2$ , которому должно соответствовать значение  $\theta_{k \text{ эфф}}^2$  для  $e^+$ -пучка на выходе  $e^+$ -“доускорителя”. Отсюда появляется предельное значение для  $\theta_{n \text{ эфф}}^2$ , которое согласно соотношению (5) есть:

$$(\theta_{n \text{ эфф}}^2)_{j,l} = \theta_{\text{эфф}}^2 \frac{(W_k^+)_{j,l}^2 - \mu^2}{(W_H^+)_{l}^2 - \mu^2}. \quad (11)$$

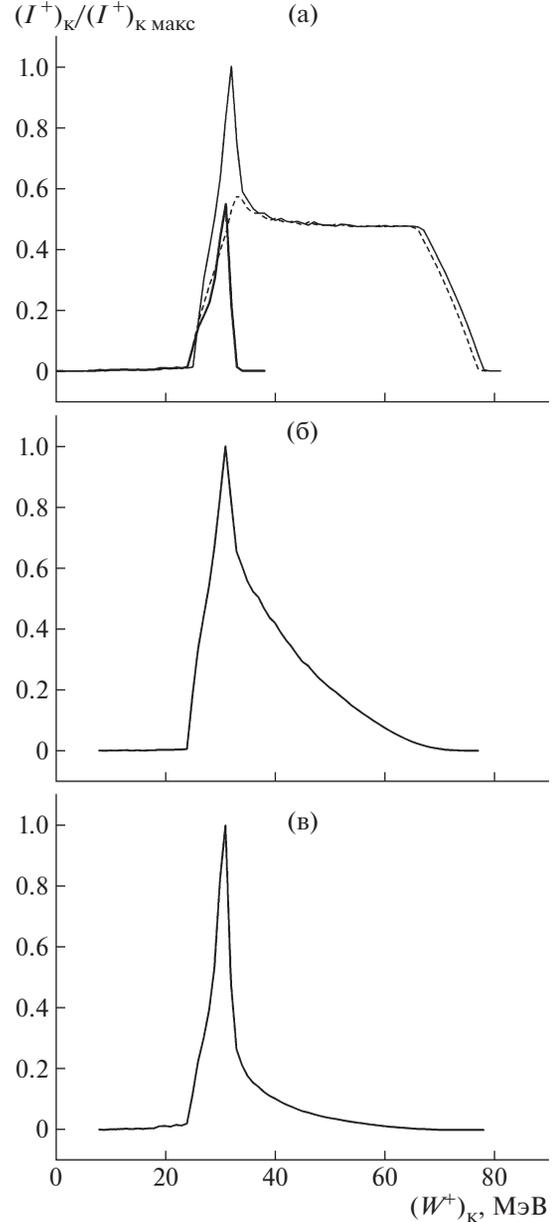


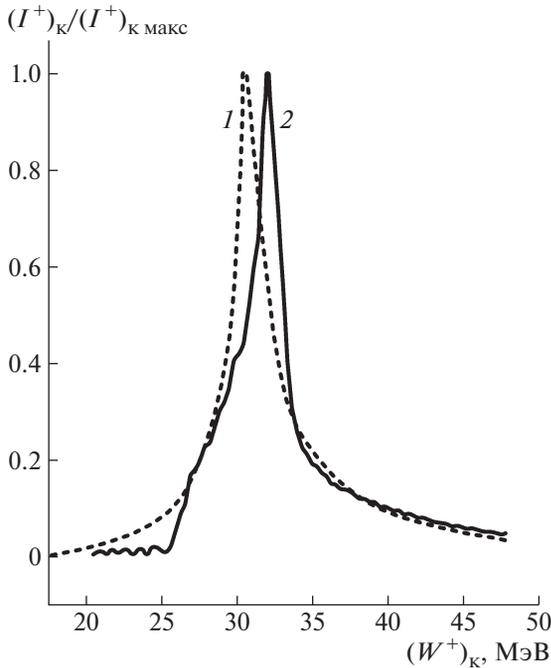
Рис. 4. Иллюстрация роли различных факторов в получении формы зависимости  $I_k/I_{k \text{ макс}}$  от  $(W^+)_k$  (см. подробности в тексте).

Таким образом, в выбранной модели при  $V_{\text{эмтт}} > V_{\text{акс}}$  вместо  $A_3$  согласно (9) надо брать  $A_{3 \text{ эфф}}$ :

$$A_{3 \text{ эфф}} = \Delta(\Omega_{n \text{ эфф},j,l}^+) = \pi(\theta_{n \text{ эфф},j,l}^+)^2 = \pi\theta_{\text{эфф}}^2 \frac{(W_k^+)_{j,l}^2 - \mu^2}{(W_H^+)_{l}^2 - \mu^2}. \quad (12)$$

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

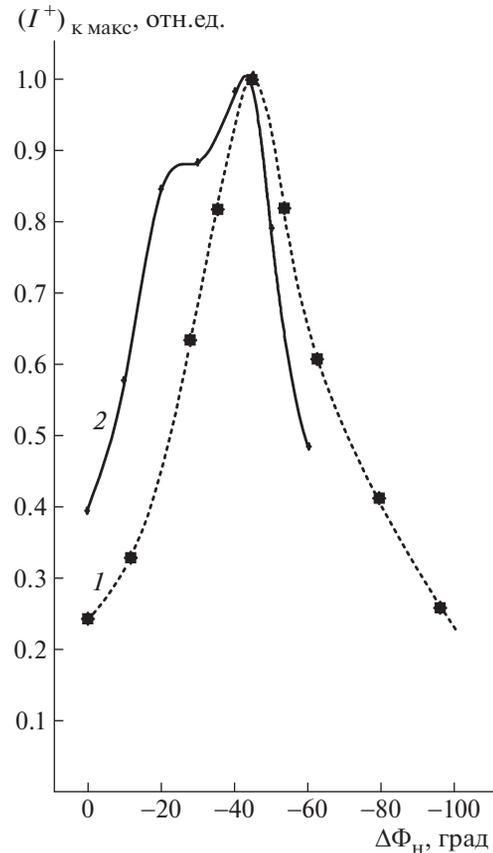
Для пучков ускоренных  $e^+$  на рис. 5 представлены примеры формы измеренного на ЛУЭ-100



**Рис. 5.** Сопоставление зависимостей от  $W_{\text{к}}^+$  для  $I_{\text{к}}^+(W_{\text{к}}^+ \pm 0.5\Delta W_{\text{к}}^+) / I_{\text{к макс}}^+(W_{\text{к макс}}^+ \pm 0.5\Delta W_{\text{к}}^+)$  – относительных энергетических распределений  $e^+$  на выходе секции ЗС при  $\Delta\Phi_{\text{н}} = -45^\circ$  и  $\Delta W_{\text{к}}^+ / W_{\text{к}}^+ \cong 1\%$ . Кривая 1 – эксперимент [18], кривая 2 – настоящий расчет.

(кривая 1 из [18]) и рассчитанного (при  $E_0 \cong \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$ ) в настоящей работе по описанной выше модели (кривая 2) энергетических распределений  $I_{\text{к}}^+(W_{\text{к}}^+ \pm 0.5\Delta W_{\text{к}}^+)$ , когда  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^\circ$  (см. ниже),  $W_{\text{к}}^+ \cong 32 \text{ МэВ}$ , а  $\Delta W_{\text{к}}^+ / W_{\text{к}}^+ = 1\%$ . Наблюдается приемлемое согласие формы расчетной и экспериментальной кривых. Небольшой сдвиг расположения максимумов кривых 1 и 2 по энергии их расположения, как представляется, объясняется небольшим различием значений  $E_0$  в эксперименте и расчете. Согласие указывает на определенную адекватность используемой модели.

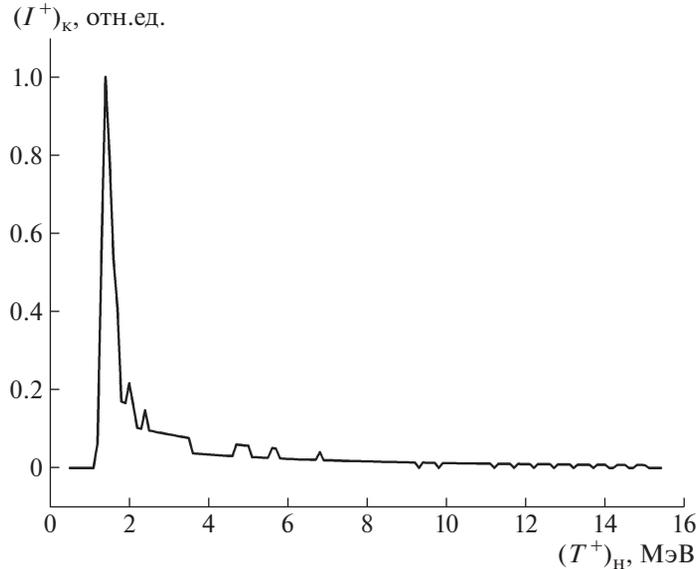
Дополнительным подтверждением адекватности модели служит согласие между экспериментальной [18] (на ЛУЭ-100) и расчетной (при  $E_0 \cong \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$ ) зависимостями  $I_{\text{к макс}}^+$  от сдвига фазы СВЧ-волны в секции ЗС  $\Delta\Phi_{\text{н}}$ , приведенными на рис. 6. На рис. 6 можно видеть, что максимум зависимости  $I_{\text{к макс}}^+(\Delta\Phi_{\text{н}})$  достигается при оптимальном сдвиге фазы  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -(40-45)^\circ$ , причем  $I_{\text{к макс}}^+(\Delta\Phi_{\text{н}} = 0^\circ) \approx (0.25-0.40) \times \times I_{\text{к макс}}^+(\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^\circ)$ . Надо отметить, что в ран-



**Рис. 6.** Зависимость  $I_{\text{к макс}}^+$  от  $\Delta\Phi_{\text{н}}$ . Кривая 1 – эксперимент [18], кривая 2 – данный расчет.

них работах по получению  $e^+$  с использованием их ускорения в последующей секции ЛУЭ обычно указывалось, что сдвиг фазы СВЧ-волны в этой секции по сравнению с оптимальным режимом ускорения в ней ультрарелятивистских  $e^-$  равен  $180^\circ$ , то есть, что  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} = 0^\circ$  (см., например, [27]). Хотя в работах [18, 28] указывалось, что  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \neq 0^\circ$ , представляется, что этому обстоятельству следует уделить особое внимание, поскольку и позже продолжали появляться работы (см., например, [29]), в которых снова говорилось, что  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} = 0^\circ$ .

Для прояснения полученного оптимального фазового сдвига  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^\circ$  при  $E_0 \cong 7.9 \text{ МэВ м}^{-1}$  был рассчитан спектр кинетических энергий  $e^+$  на выходе из конвертера, которые далее ускорялись в секции ЗС и привели на выходе из секции ЗС к  $I_{\text{к макс}}^+(W_{\text{к макс}}^+ \pm \Delta W_{\text{к макс}}^+)$ , где  $W_{\text{к макс}}^+ = 32 \text{ МэВ}$  и  $\Delta W_{\text{к макс}}^+ = 0.16 \text{ МэВ}$ . Рассчитанный для указанных условий спектр  $I_{\text{н}}^+(T_{\text{н}}^+)$  приведен на рис. 7. Можно видеть, что существенный вклад в формирование пика  $I_{\text{к макс}}^+$  приходит от  $e^+$  с полными энергиями  $W_{\text{к}}^+ \approx 2 \text{ МэВ}$ . Так как скорость таких  $e^+$



**Рис. 7.**  $I^+_k(T^+_n)$  из данных расчетов для  $e^+$  с конвертера, приведших на выходе из секции ЗС к  $I^+_{к\max}(W^+_{к\max} \pm \Delta W^+_{к\max})$  с  $W^+_{к\max} = 32$  МэВ и  $\Delta W^+_{к\max} = 0.16$  МэВ.

существенно меньше  $c$ , то для эффективного их захвата в “доускоритель” с  $V_\phi = c$  надо учесть их фазовое скольжение как по пути через свободный промежуток длиной  $s$  перед эффективным началом СВЧ-поля в секции ЗС, так и на начальном этапе их ускорения в этой секции. Необходимо, чтобы такие  $e^+$  из конвертера инжектировались перед гребнем эффективной СВЧ-волны, как бы “протянутой” в межсекционный промежуток ЛУЭ и ускоряющей ультрарелятивистские  $e^+$  при  $\Delta\Phi_n = 0$  на самом своем гребне (см. выше). Знание спектра  $I^+_k(T^+_n)$  должно (по крайней мере, в принципе) позволить проводить выбор и расчеты согласующей и фокусирующей магнитной системы для  $e^+$ -пучка после конвертера и в самом “доускорителе”.

Интересно рассмотреть распределение конечных фаз  $\phi^+_k$  для  $e^+$ -пучка на выходе из секции ЗС  $I^+_k(\phi^+_k)$ . Ширина такого распределения позволяет оценить перспективность использования устройств типа монохроматоров-дегруппирователей (см., например, проект [30]) для увеличения энергетической плотности полученного на ЛУЭ ускоренного  $e^+$ -пучка. Используемая модель позволяет рассчитать это распределение, что тем более важно, так как измерения этого распределения затруднительны. На рис. 8 представлены результаты расчета  $I^+_k(\phi^+_k)$  при:  $E_0 \cong 7.9$  МэВ  $m^{-1}$ ;  $\Delta\Phi_{n\text{опт}} \approx -45^\circ$ ;  $W^+_k = (32 \pm 2.5)$  МэВ. Из-за фазового скольжения части ускоряемых  $e^+$  полная ширина фазового распределения при указанных условиях возраста-

ет до  $\approx 80^\circ$ , а максимум распределения смещен относительно гребня СВЧ-волны на  $\approx 20^\circ$ . Поэтому для оптимальной перенастройки многосекционного ЛУЭ на  $e^+$ -режим целесообразно использование не одного общего для всего “доускорителя” фазовращателя, как, например, в [27], а двух (один – для первой секции “доускорителя”, другой – для остальных его секций).

Для оптимизации возможностей решения задач экспериментальных ядернофизических исследований в области гигантских резонансов (ГР) в атомных ядрах важны измерения и расчеты  $e^+$ -токов при: малых поперечных эмиттансах  $e^+$ -пучков; интересующих  $e^+$ -энергиях (скажем,  $10 \leq W^+_k \leq 35$  МэВ в условиях соответствующих им  $E_0$  и  $\Delta\Phi_{n\text{опт}}$ ); разбросах этих энергий (скажем,  $(\Delta W^+_k/W^+_k) = 1\%$ ). Такие измерения на ЛУЭ-100 были проведены в [18], соответствующие расчеты выполнены в данной работе, а их результаты сопоставляются друг с другом на рис. 9. Можно считать, что расчеты в рамках использованной простой модели вполне удовлетворительно объясняют результаты эксперимента (особенно с учетом весьма приближенного учета соотношений поперечных эмиттансов  $e^+$ -пучков  $V_{\text{эмтт}}$  и поперечного акцептанса выбранной СТФА  $V_{\text{акс}}$ ).

Для задач исследований ГР при указанных выше условиях для одних и тех же или практически одинаковых как ЛУЭ, так и удовлетворяющих требованиям экспериментов СТФА проведено сопоставление при номинальных для выбранных

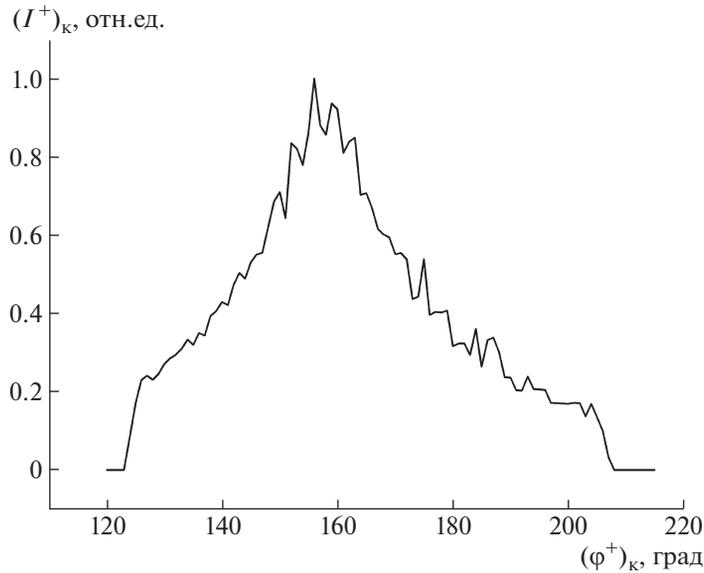


Рис. 8.  $I_{\kappa}^{+}(\phi_{\kappa}^{+})$  из данных расчетов при:  $W_{\kappa \text{ макс}}^{+} = 32$  МэВ;  $\Delta\Phi_{\text{н опт}} \approx -45^{\circ}$ ;  $W_{\kappa}^{+} = (32 \pm 2.5)$  МэВ.

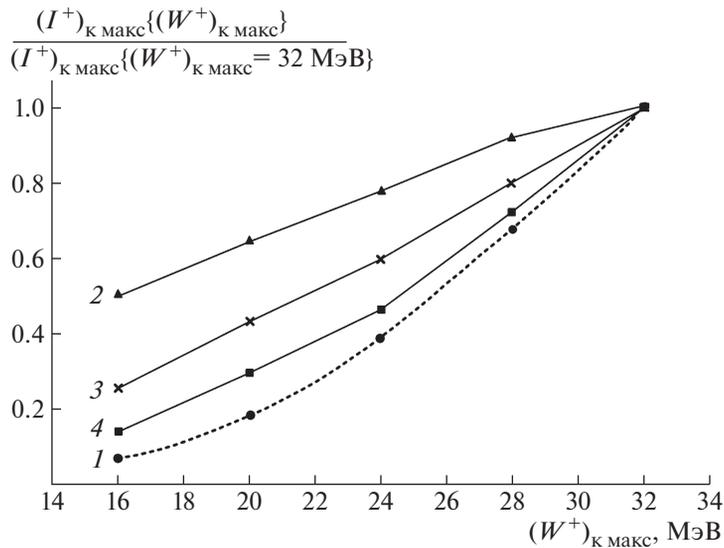
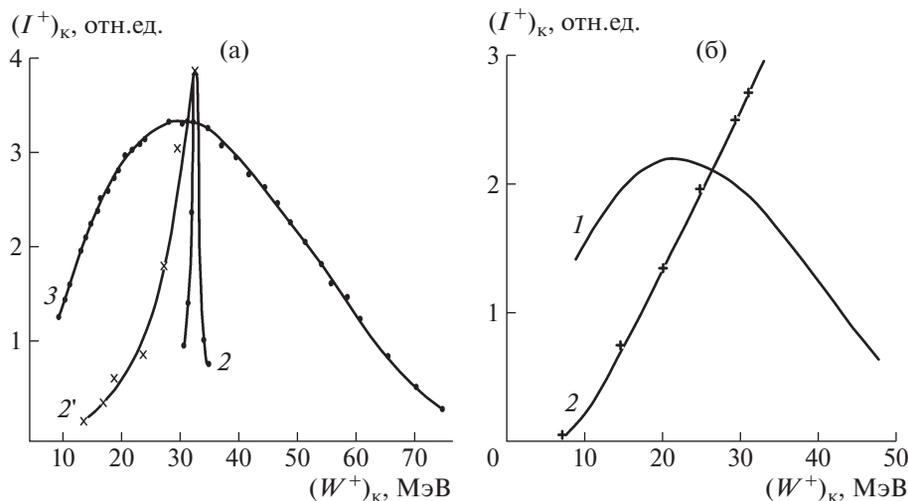


Рис. 9.  $I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(W_{\kappa \text{ макс}}^{+})/I_{\kappa \text{ макс}}^{+}(W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \cong 32 \text{ МэВ})$  из эксперимента [18] и данных расчетов при различных значениях  $E_0$  и соответствующих им  $W_{\kappa \text{ макс}}^{+}$ . 1 – эксперимент [18] при  $\Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+}/W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \cong \pm 0.5\%$  и  $V_{\text{эмитт}} > V_{\text{акс}}$ ; 2 – расчет при  $\Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+} = \text{const} = \pm 0.16$  МэВ и  $V_{\text{эмитт}} < V_{\text{акс}}$ ; 3 – расчет при  $\Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+}/W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \cong \pm 0.5\%$  и  $V_{\text{эмитт}} < V_{\text{акс}}$ ; 4 – расчет при  $\Delta W_{\kappa \text{ макс}}^{+}/W_{\kappa \text{ макс}}^{+} \cong \pm 0.5\%$  и  $V_{\text{эмитт}} > V_{\text{акс}}$ .

ЛУЭ энергиях и одинаковых токах  $e^{-}$ , падающих на конвертеры, методов получения “усваиваемых” СТФА средних токов  $I_{\kappa}^{+}(W_{\kappa}^{+})$   $e^{+}$ -пучков с и без  $e^{+}$ -ускорения. Результаты из [18] для такого сопоставления  $I_{\kappa}^{+}(W_{\kappa}^{+})$  для ЛУЭ-100 показаны на рис. 10а (см. также рис. 1), где: кривые 2 и 2' полу-

чены с конвертером Та2 с  $e^{+}$ -ускорением без магнитной  $e^{+}$ -фокусировки в областях после конвертера и на  $e^{+}$ -“доускорителе”, причем кривая 2' (совпадающая с кривой 1 на рис. 9) дана для максимумов кривых типа 2; кривая 3 получена с внешним конвертером Та3 без  $e^{+}$ -ускорения. Ре-



**Рис. 10.** Сопоставление эффективности  $e^+$ -ускорения при получении  $I_k^+(W_k^+)$ : а – из [18] с  $e^+$ -ускорением (кривые 2 и 2') и без  $e^+$ -ускорения (кривая 3); б – из [28] с  $e^+$ -ускорением (кривая 2) и из [31] без  $e^+$ -ускорения (кривая 1).

результаты для такого сопоставления  $I_k^+(W_k^+)$  также показаны на рис. 10б: кривая 1 – из Saclay [31] без  $e^+$ -ускорения; кривая 2 – из Giessen [28] с  $e^+$ -ускорением и магнитной  $e^+$ -фокусировкой в областях после конвертера и на  $e^+$ -“доускорителе”. Отметим, что полученные без  $e^+$ -ускорения зависимости  $I_k^+(W_k^+)$  являются приведенными к  $W_k^+$  и  $(\Delta W_k^+/W_k^+) = \text{const}$  зависимостями величин  $K(T^-, T_n^+)$  (см., например, рис. 3 и работу [20]). При этом результаты без  $e^+$ -ускорения можно с привлечением данных из [20] использовать в качестве референтных для сопоставления полученных на различных ЛУЭ полных коэффициентов конверсии  $e^- \rightarrow e^+$  и для случаев использования  $e^+$ -ускорения. Исходя из приведенного на рис. 10а и 10б, можно понять, что метод с  $e^+$ -ускорением почти во всем интересующем для исследований ГР диапазоне энергий  $W_k^+$  уступает методу без  $e^+$ -ускорения и только примерно при  $W_k^+ \geq 30$  МэВ имеет преимущество. Формы кривых  $I_k^+(W_k^+)$  с и без  $e^+$ -ускорения на рис. 10а близки к соответствующим на рис. 10б, а некоторые различия, видимо, связаны с различиями номинальных  $e^-$ -энергий на внешних по отношению к ЛУЭ конвертерах ( $\approx 83$  МэВ на ЛУЭ-100 [4, 18] и  $\approx 70$  МэВ на ЛУЭ в Giessen [28] и в Saclay [31]). Несмотря на отличия, возможно важное заключение о малой эффективности использования магнитной  $e^+$ -фокусировки в областях после конвертера и на  $e^+$ -“доускорителе” в случае, если СТФА по необходимости выделяет только центральные малые доли эмиттансов ускоренных  $e^+$ -пучков.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальным и расчетным путем выявлены важные особенности метода получения  $e^+$ -пучков от межсекционных конвертерных мишеней ЛУЭ с использованием  $e^+$ -ускорения в последующих секциях ЛУЭ, которые обусловлены как начальными параметрами  $e^+$ -пучка из конвертера, так и динамикой процесса  $e^+$ -ускорения в ЛУЭ.

Хотя результаты получены при отсутствии магнитной фокусировки для  $e^+$  в ЛУЭ, они носят достаточно общий характер, что следует из сравнения с данными работ, где такая фокусировка имеется.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Rachek I.A. et al.* // Proc. Int. Sem. “EMIN-2012”. INR RAS, Moscow, 2013. P. 108.
2. *Dzhilavyan L.Z.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2014. V. 78. P. 445.
3. *Dzhilavyan L.Z., et al.* // Phys. Part. Nucl. 2017. V. 48. No. 1. P. 139.
4. *Dzhilavyan L.Z., Kucher N.P.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1979. V. 30. P. 151.
5. *Dietrich S.S., Berman B.L.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V. 38. P. 199.
6. *Varlamov V.V. et al.* // Report INDC(NDS)-394. 1999. Vienna: IAEA.
7. *Ballam J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1969. V. 73. P. 53.
8. *Blum D. et al.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. 1974. V. 115. P. 553.
9. *Argan P. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1984. V. 228. P. 20.

10. *Miroshnichenko I.I. et al.* // JETP Lett. 1979. V. 29. No. 12. P. 722.
11. *Alguard M.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1148.
12. *Astrelina K.V. et al.* // J. Exp. Theor. Phys. 2008. V. 106. P. 77.
13. <http://www.inp.nsk.su/nauka/issledovatel'skaya-infrastruktura/nauchnye-ustanovki/kompleks-vepp-4-vepp-2000/>
14. *Bondar A.E.* // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1072.
15. <https://ctd.inp.nsk.su/c-tau/>
16. *Miller J. et al.* // J. Phys. Rad. 1960. V. 21. P. 755.
17. *Jupiter C.P. et al.* // Phys. Rev. 1961. V. 121. P. 866.
18. *Dzhilavyan L.Z.* // Proc. 6th All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1979. Dubna: JINR. V. 2. P. 182; Preprint INR P-0099. 1978. Moscow: INR (in Russian).
19. *Dzhilavyan L.Z., Karev A.I.* // Proc. 7th All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1981. Dubna: JINR. V. 1. P. 209 (in Russian).
20. *Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Polonski A.L.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 530.
21. *Elektrofizicheskaya apparatura promyshlennogo izgotovleniya. Spravochnik [Industrial Electrophysical Equipment. The Handbook].* 1963. Moscow: Gosatomizdat P. 26 (in Russian).
22. *Grushetzkii V.F., Zharenov M.A., Lazareva L.E., Makarov A.V., Petrenko V.V., Ponomarev V.N., Skorik V.A.* // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Tekh. Fiz. Eksp. 1979. No. 1 (3). P. 44 (in Russian).
23. *Valter A.K. et al.* // Proc. Int. Conf. Accelerators. Dubna, 1963. 1964. Moscow: Gosatomizdat. P. 420–424; 435–439 (in Russian).
24. *Valdner O.A. et al.* Spravochnik po diafragmirovannym volnovodam [Diaphragm Waveguide Handbook]. 1969. Moscow: Gosatomizdat (in Russian).
25. *Dzhilavyan L.Z., Obozny V.A., Ponomarev V.N.* // Vopr. At. Nauki Tekh. Ser.: Lineyn. Uskor. 1976. No. 1(2). P. 59 (in Russian).
26. *Smith L.* Handbuch der Physik. Band XLIV. Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik. 1959. Springer-Verlag: Berlin-Göttingen-Heidelberg.
27. *Grishaev I.A. et al.* // Proc. All-Union Conf. Accelerators of Charge Particles. 1970. Moscow: VINITI. V. 1. P. 574 (in Russian).
28. *Kneissl U. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1975. V. 127. P. 1.
29. *Hayward E. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 1979. V. 159. P. 289.
30. *Basargin Yu.G. et al.* // Vopr. At. Nauki Tekh. Ser.: Lineyn. Uskor. 1976. No. 1(2). P. 7 (in Russian).
31. *Carlos P.* Thesis. 1972. A l'Université de Paris-SUD. Centre d'Orsay. Orsay, Série A, N° d'ordre 902.

## Specific Features of the Positron Acceleration Dynamics in Traveling-Wave Electron LINACs

L. Z. Dzhilavyan<sup>1, \*</sup> and A. I. Karev<sup>2, \*\*</sup>

<sup>1</sup> *Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia*

<sup>2</sup> *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

\*e-mail: [dzhil@inr.ru](mailto:dzhil@inr.ru)

\*\*e-mail: [darlingsasha@mail.ru](mailto:darlingsasha@mail.ru)

Received May 8, 2020; revised May 19, 2020; accepted May 25, 2020

**Abstract**—For multisectional traveling wave linear electron accelerators, the acceleration of positrons from an electron-bombarded intersectional converter target is considered by comparison of the model with an experiment. For the accelerated positrons and their energy spectra, the dependence of maxima of these spectra on the initial phase shift of a microwave (which accelerates the positrons) and on the energy of accelerated positrons and the phase distributions of these positrons are obtained. The spectra of the initial positron energies are found, which are essential in obtaining the accelerated positron current at the maximum of their spectrum. To study giant resonances in atomic nuclei, the efficiencies of obtaining positrons with and without their acceleration at electron LINACs are compared.

**Keywords:** multisectional linear accelerator of electrons on a traveling wave (LINAC), beams of electrons and positrons in LINAC, dynamics of positron acceleration in LINAC sections, giant resonances in atomic nuclei

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ  
ДЛЯ ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

УДК 539.126.6:539.144

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР MPD ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ  
СИЛЬНО ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ МАТЕРИИ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2020 г. В. И. Колесников<sup>а</sup>, \*, А. А. Мудрох<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

\*E-mail: kolesnik@jinr.ru

Поступила в редакцию 09.06.2020 г.

После доработки 13.06.2020 г.

Принята к публикации 15.06.2020 г.

В Объединенном институте ядерных исследований в Дубне создается новый ускорительный комплекс NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) для исследования столкновений релятивистских ядер и поляризованных частиц. Основной целью физической программы с тяжелыми ионами на NICA является экспериментальное исследование фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи в слабо изученной области максимальной барионной плотности. Экспериментальная стратегия предполагает подробное сканирование по энергии столкновения и размерам сталкивающихся ядер с измерением выходов, распределений по быстрой, поперечному импульсу и азимутальному углу для большого количества наблюдаемых от гамма-квантов до гиперядер. Для выполнения основных целей проекта многофункциональный детектор MPD сконструирован как спектрометр большого акцептанса, обеспечивающий полное восстановление событий с большой множественностью. В данной статье представлено описание проекта NICA/MPD, включая физическую программу исследований, конструкцию детектора MPD, а также статус его реализации.

Ключевые слова: столкновения тяжелых ионов, кварк-глюонная плазма, детекторы частиц

DOI: 10.1134/S2079562920010054

ВВЕДЕНИЕ

Основной целью столкновений релятивистских тяжелых ионов является создание в лабораторных условиях сильно взаимодействующей материи при экстремальных условиях. Расчеты КХД на решетках предсказывают, что в адронной системе при достаточно высокой плотности и температуре происходит фазовый переход в состояние деконфайнмента и образуется кварк-глюонная плазма (КГП). Полученные с помощью моделирования по микроскопическим моделям оценки показывают, что в центральных столкновениях ядер золота при энергии около 7 ГэВ (в системе центра масс нуклон-нуклон) барионная плотность в центре образованного фибробола примерно в восемь раз выше нормальной ядерной плотности, а плотность энергии в центре области взаимодействия в несколько раз выше порогового значения для образования КГП (равного примерно  $0.5 \text{ ГэВ фм}^{-3}$ ). Несмотря на значительное количество экспериментальной информации, полученной в экспериментах на ускорителях SPS, RHIC и LHC, достоверных данных о характерных особенностях фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи на настоящий момент не существует. Считается, что характер фазового перехода зави-

сит от нет-барионной плотности (для разницы барионов и антибарионов), характеризуемой величиной бариохимического потенциала  $\mu_B$ . В частности, расчеты на решетке и по эффективным КХД моделям показывают, что при малых значениях бариохимического потенциала деконфайнмент является непрерывным фазовым переходом (cross-over), тогда как при больших значениях  $\mu_B$  фазовая трансформация имеет вид фазового перехода первого рода [1]. В таком случае должна существовать критическая точка на КХД диаграмме [2], экспериментальное обнаружение которой станет важным тестом существующих представлений о теории сильных взаимодействий и особенностях фазовой диаграммы. Проблема заключается в том, что решеточные методы и расчеты КХД из первых принципов не работают в области ненулевых нет-барионных плотностей. Поэтому положение критической точки на диаграмме и сам факт ее существования могут быть определены только экспериментально. В настоящее время в дополнение к существующим центрам по исследованию столкновений тяжелых ионов ведется строительство новых ускорительных комплексов FAIR (Дармштадт, Германия) и NICA (Дубна, Россия), на которых планируется проводить эксперименты по сканированию фазовой диаграммы в области

максимальных барионных плотностей. В состав комплекса NICA [3] входят несколько элементов-ускорителей: а) новый источник ионов с линейным ускорителем ионов; б) новый сверхпроводящий синхротрон-бустер на энергию 600 МэВ/нуклон; в) существующий сверхпроводящий ускоритель Нуклотрон на энергию до 6 ГэВ/нуклон; г) новый коллайдер для тяжелых ионов. Основными задачами научной программы NICA будут являться [4]: а) исследование характеристики фазового перехода адронной материи в состоянии КГП; б) изучение уравнения состояния сильно взаимодействующей материи; в) поиск сигналов о частичном восстановлении киральной симметрии и модификации свойств адронов в плотной барионной материи; г) исследование нуклон-гиперонных и гиперон-гиперонных взаимодействий по измерению процессов рождения гиперядер; д) поиск сигналов о критической точке. Экспериментальная стратегия будет заключаться в подробном сканировании по энергии столкновения и размера сталкивающихся ядер с измерением распределений по скорости, поперечному импульсу и азимутальному углу для большого количества наблюдаемых от электронов и фотонов до гиперядер. В дополнении к этому планируется изучение корреляций частиц и по-событийных флуктуаций. Область энергии столкновения на NICA составляет от 4 до 11 ГэВ в системе центра масс нуклон-нуклонных соударений при светимости  $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  для Au + Au столкновений, причем последнее является рекордным значением для светимости ядерных пучков в данной области энергии. Высокая светимость позволит получить значительное количество измерений при сканировании фазовой диаграммы быстро набирая необходимую статистику в каждой точке. Следует отметить, что интерпретация экспериментальных данных, полученных в ядро-ядерных столкновениях (и особенно обнаруженных нетривиальных результатов), должна быть основана на сравнении с элементарными реакциями. Поэтому на NICA планируется исследование протон-протонных реакций в аналогичных экспериментальных условиях.

В следующей главе будет дано описание детектора MPD и представлены его основные характеристики. Далее будут приведены результаты моделирования нескольких пробников, чувствительных к сигналам о КГП и критической точке. Заключение завершит данную статью.

## МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР MPD НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

Многофункциональный детектор MPD предназначен для изучения столкновений тяжелых ионов в области энергии ускорителя NICA. Детектор обладает большим акцептансом с полным

перекрытием по азимутальному углу и обеспечивает точное восстановление траекторий частиц, их идентификацию, а также позволяет восстанавливать плоскость реакции и определять центральность столкновения.

Все подсистемы детектора, схематично представленного на рис. 1, расположены внутри сверхпроводящего соленоида, генерирующего аксиальное магнитное поле величиной до 0.6 Т. Для обеспечения высокой однородности магнитного поля внутри рабочего объема в состав системы соленоида входят две торцевые корректирующие обмотки, их применение позволит сохранить уровень неоднородности поля ниже  $10^{-3}$ . Основной системой для регистрации траекторий заряженных частиц является цилиндрическая время-проекционная камера (Time Projection Chamber – TPC) длиной 3.4 м и диаметром 2.8 м (внутренний диаметр – 54 см) с тонкой перемычкой в центре, делящей дрейфовый объем в TPC на две равные части и являющейся центральным электродом. Образованные при прохождении частиц в газовой смеси TPC (90% аргон + 10% метан) заряды дрейфуют по направлению к торцевым элементам под действием электрического поля параллельного оси пучка. Торцевые элементы TPC разделены на 12 азимутальных секторов, каждый из которых содержит независимую систему регистрации на основе многопроволочной пропорциональной камеры с падовыми считывающими элементами. TPC детектора обеспечивает высокую эффективность реконструкции треков и импульсное разрешение в интервалах по псевдобыстроте  $|\eta| < 1.5$  и поперечному импульсу  $0.1 < p_t < 3 \text{ ГэВ } c^{-1}$ . Кроме этого, возможно проводить идентификацию частиц по зарегистрированной величине ионизационных потерь. Для треков с радиальным сегментом траектории, имеющим максимальное количество измерений равное 53 падам, точностью определения величины потерь составляет порядка 8%. В состав переднего трекера (End Cap Tracker – ECT), расположенного позади торцов TPC, входит несколько регистрирующих слоев на основе камер с катодным считыванием информации (Cathode-Pad Chambers – CPC). Данные с CPC обеспечат дополнительные измерения элементов траектории частиц в передней полусфере. Внутренний трекер (Inner Tracker – IT) состоит из нескольких коаксиальных слоев двухсторонних кремниевых микростриповых детекторов. Он предназначен для прецизионного определения вторичных вершин распада короткоживущих частиц (гиперонов и чармованных частиц), смещенных относительно основной вершины взаимодействия. Время-пролетной система (Time-Of-Flight – TOF) расположена сразу за TPC и предназначена для идентификации заряженных адронов с импульсами до  $3 \text{ ГэВ } c^{-1}$ . TOF система состоит из 12 моду-

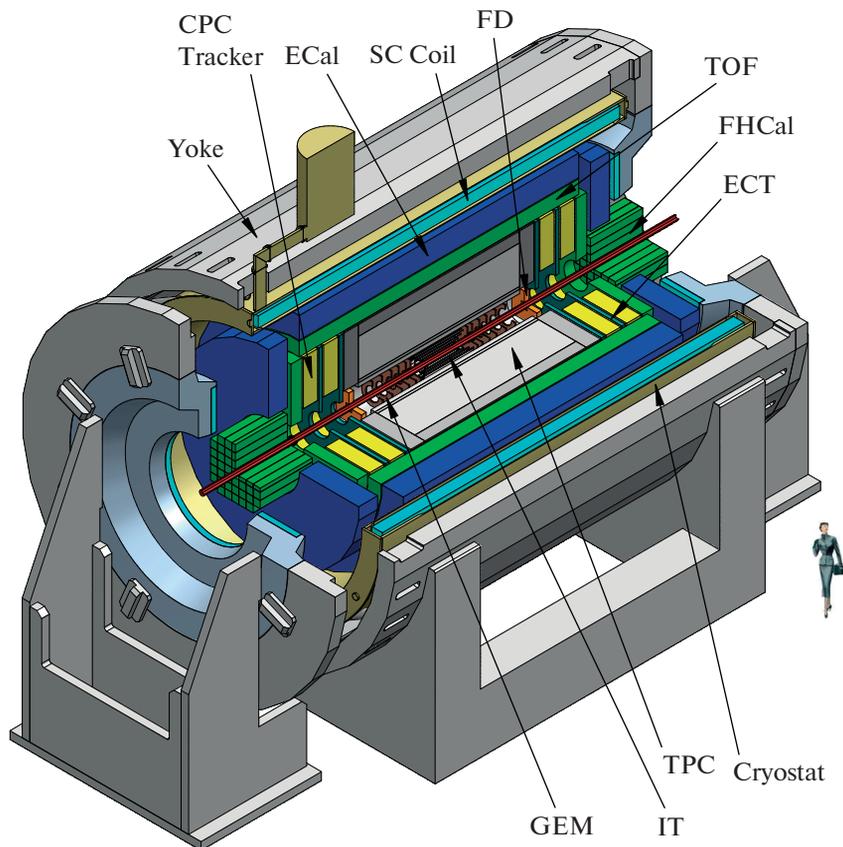


Рис. 1. Схема детектора MPD. Все аббревиатуры подсистем детектора объяснены в тексте.

лей, расположенных по азимуту, в каждом модуле находятся 10 детекторов типа MRPC (Multi-gap Resistive Plate Chamber). Каждый такой детектор состоит из 15 тонких газовых промежутков и считывающей плоскости с системой электродов в виде стрипов. При попадании заряженной частицы в модуль генерируется временная отметка, причем временное разрешение каждой MRPC камеры составляет порядка 60 пс. С учетом разрешения стартового сигнала для TOF (порядка 40 пс) полное временное разрешение системы составит менее 80 пс, что позволит эффективно разделять по времени пролета адроны и легкие ядра вплоть до импульсов порядка нескольких ГэВ  $c^{-1}$ . Электромагнитный калориметр (ECAL) для измерения электронов и гамма-квантов расположен сразу за TOF системой. Калориметр состоит из 38000 отдельных модулей, конфигурация которых позволяет сформировать геометрию близкую к проективной, т.е. при этом продольная ось каждого модуля направлена на геометрический центр детектора. Каждый детектор представляет собой сэмплинг-калориметр (свинец + сцинтиллятор) длиной около 35 см и поперечником  $4 \times 4 \text{ см}^2$ . Считывание сигнала происходит с помощью специализированных фотодетекторов – кремниевых

фотоумножителей (SiPM), а энергетическое разрешение ECAL при регистрации электронов с энергией 1 ГэВ составляет порядка 5%. Годоскоп кварцевых счетчиков (FD) служит для выработки стартового сигнала время-пролетной системы и триггерной логики. Два набора модулей адронного калориметра (FHCAL), перекрывающие область псевдобыстрот  $2.8 < |\eta| < 4.5$ , служат для измерения энергии вылетающих вперед частиц и нуклонов-спектаторов. а также для определения центральности столкновения и плоскости реакции. Более подробное описание компонентов детектора MPD находится в работе [5].

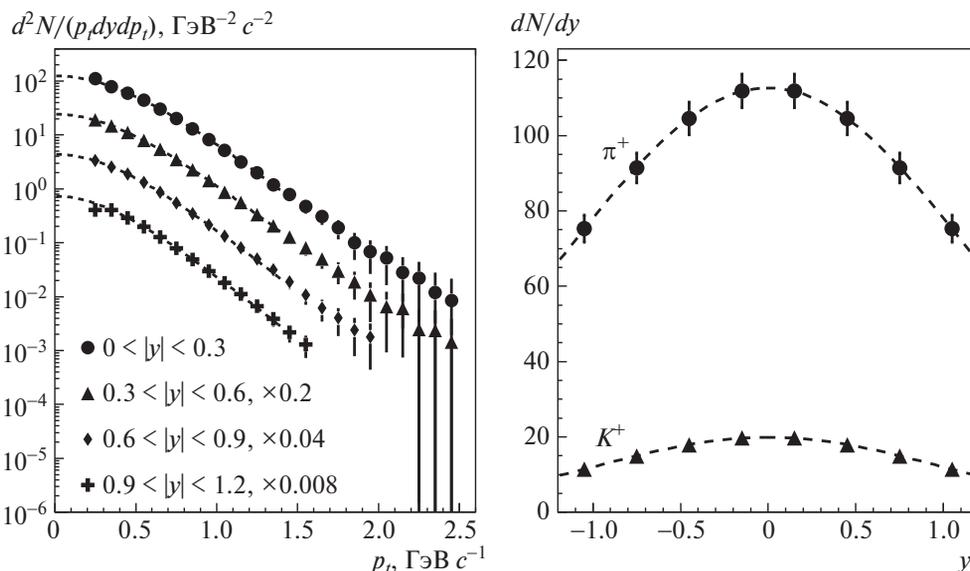
Реализация проекта NICA осуществляется по плану. На настоящий момент изготовлены и собраны все магнитные элементы для бустера и коллайдера. Сам бустер проходит пусковые испытания, монтаж колец коллайдера начнется летом 2020 г. Кроме изготовления и тестирования ускорительных элементов, построено большое количество новых зданий, в том числе здание детектора MPD, обновлены все ключевые для эксплуатации ускорительного комплекса и экспериментальных установок службы (электрические сети, высоковольтное питание, водяное охлаждение, криогеника, и т.д.). В настоящее время про-

изводство элементов детектора также проходит согласно плану. Изготовлены все компоненты сверхпроводящего магнита и сейчас проводится сборка магнитопровода, а также криогенные испытания обмоток. Все элементы FHCAL и FD систем, а также более половины модулей TOF тестируются на космических лучах. Отработана технология и развернуты несколько производств по сборке модулей ECAL. Окончательная сборка детектора и начало испытаний на космических лучах запланировано на 2021 г., а регистрация первых ядро-ядерных столкновений планируется в конце 2022 г.

### РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЕТЕКТОРА MPD

В данной главе будет кратко описана процедура моделирования детектора MPD и представлены результаты исследования характеристик детектора по измерению спектров и выходов частиц, а также по-событийных флуктуаций. Анализ распределений частиц по поперечному импульсу и скорости из реакций столкновения ядер позволяет получить информацию о динамике процесса, а также о характеристиках образованной в столкновении системы. В частности, термодинамические параметры источника частиц (температура и бариохимический потенциал) могут оценены на основе данных о выходах частиц и их отношениях. Более того, как показывают расчеты по микроскопическим моделям отношение выходов частиц со странностью к пионам может быть чувствительно одновременно к фазовому переходу деконфайнмент и к восстановлению киральной симметрии в плотной барионной материи [6]. Для моделирования в качестве генератора событий была использована модель RHQMD [7], которая реализует данные физические процессы. Модель RHQMD описывает микроскопическую эволюцию системы в виде партонных и адронных степеней свободы от момента начального касания ядер до финальной стадии процесса, при которой источник представляет собой систему свободно распространяющихся частиц. Характеристики детектора изучались на основе центральных событий Au + Au при нескольких энергиях столкновения от 4 до 9 ГэВ в системе центра масс нуклон–нуклон. Распространение частиц через вещество детектора осуществлялся с помощью пакета GEANT. При взаимодействии частиц в активном веществе детектора образуются т.н. хиты, которые затем конвертируются в сигналы с помощью реалистичного описания отклика детектора. На следующем этапе из набора сигналов в TPC восстанавливались траектории частиц и определялись значения импульса по кривизне траекторий в магнитном поле с использованием метода фильтра Калмана. При экстраполяции всех восстанов-

ленных траекторий в центр установки восстанавливается первичная вершина столкновения, а обратная экстраполяция из вершины на плоскости TOF и ECAL детекторов позволяет для каждого трека связать информацию с TPC со временем пролета и величиной энерговыделения в TOF и ECAL, соответственно. В результате по комбинации информации о полном импульсе, времени пролета и длине трека может быть рассчитана масса частицы. Заряженные адроны ( $\pi/K/p$ ) с импульсами до  $1 \text{ ГэВ } c^{-1}$  могут быть идентифицированы сравнения величину ионизационных потерь при данном импульсе с ожидаемым значением для частицы определенного сорта в используемой в TPC газовой смеси. Комбинируя информацию об ионизационных потерях и рассчитанной массе частицы идентификация заряженных адронов возможна и для импульсов более  $1 \text{ ГэВ } c^{-1}$ . В результате были получены распределения по фазовому пространству (в терминах скорости  $u$  и поперечного импульса  $p_t$ ) для заряженных каонов и пионов, причем все коррекции на потери частиц и экспериментальный акцептанс установки были также получены в бинах по  $(u, p_t)$ . Значительное покрытие по фазовому пространству установки MPD позволяет получать инвариантные спектры частиц в нескольких интервалах по скорости, а в конечном счете — полные выходы частиц. В качестве примера на рис. 2а показаны реконструированные распределения по поперечному импульсу в нескольких интервалах по скорости для положительно заряженных каонов. Для получения интеграла спектров, т.е. плотности частиц на единицу скорости —  $dN/dy$ , формы спектров были описаны по т.н. BlastWave модели [8], функции фитирования по данной модели показаны штриховыми линиями. Суммируя экспериментальные точки вместе с результатами фитов для областей поперечных импульсов где нет измерений были получены значения  $dN/dy$  в бинах по скорости. На правой панели рис. 2 показаны скоростные спектры для положительно заряженных пионов и каонов. В результате сравнения значений  $dN/dy$  для реконструированных спектров и данных из модели оказалось, что разница между исходными и восстановленными значениями не превышает 1% для всех интервалов по скорости и сортов частиц. Линиями на рисунке для скоростных спектров показаны результаты фитирования распределениям Гаусса, используя которые для экстраполяции можно получить полный интеграл распределения частиц по фазовому пространству — множественность частиц на одно событие. По результатам анализа оказалось, что MPD акцептанс для идентифицированных частиц покрывает от 70 до 90% фазового пространства для заряженных пионов и каонов (в зависимости от энергии столкновения), причем, разница между полученными из реконструкции событий значениями и исходными ве-

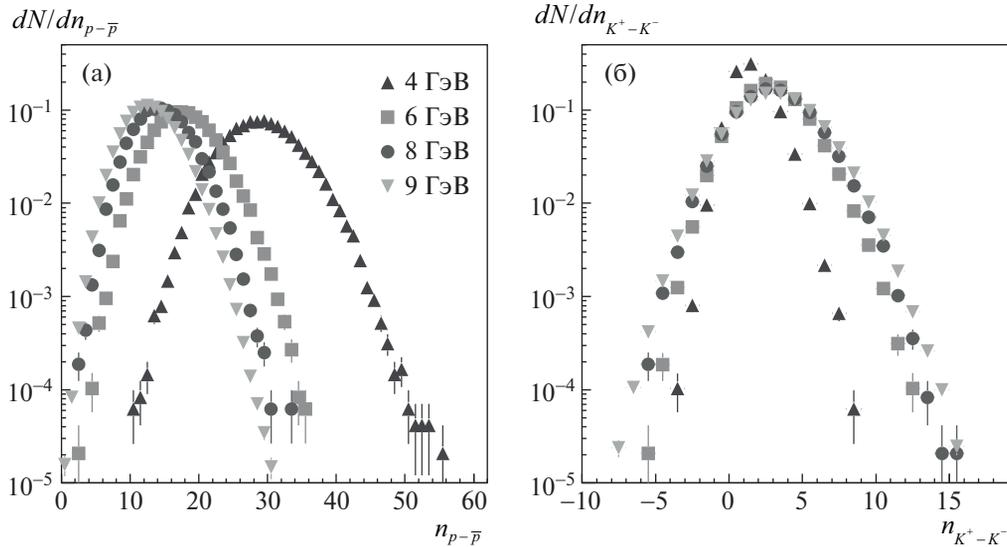


**Рис. 2.** Левая панель — распределения по поперечному импульсу для положительно заряженных каонов в интервалах по быстрой для центральных Au + Au при энергии столкновения 9 ГэВ. Правая панель — быстрое распределения для  $\pi^+$  и  $K^+$  для тех же событий.

личинами для выходов частиц из модели составляет около 4% для каонов и не более 3% для пионов. Данные оценки на основе реалистичного моделирования детектора позволяют нам сделать вывод о хороших перспективах предложенной конструкции детектора в измерениях механизма рождения адронов и фазовых превращений в столкновениях ядер.

Если фазовая траектория эволюции системы, образованной в столкновении тяжелых ионов при данной энергии, проходит вблизи критической точки то ожидаются значительные вариации характерных для системы термодинамических величин [9]. Наличие таких флуктуаций может быть обнаружено в анализе по-событийных флуктуаций сохраняющихся величин — барионного числа или странности. В частности, расчеты КХД показывают, что моменты (а именно, моменты с первого порядка по четвертый:  $M$  — Mean,  $\sigma^2$  — Dispersion,  $S$  — Skewness,  $\kappa$  — Kurtosis) а также их комбинации чувствительны к характеристике фазового перехода — корреляционной длине, а также характеризуют термодинамические восприимчивости сохраняющихся величин [10]. Для оценки чувствительности детектора к сигналам о критических явлениях моделирование МРД проводилось для моментов распределений нет-протонов (протоны минус антипротоны) и нет-каонов (положительно заряженные каоны минус отрицательно заряженные каоны), которые служат прокси для барионного числа и странности. Для того чтобы исключить зависимость от вариации объема системы от события к событию исследовались комбинации

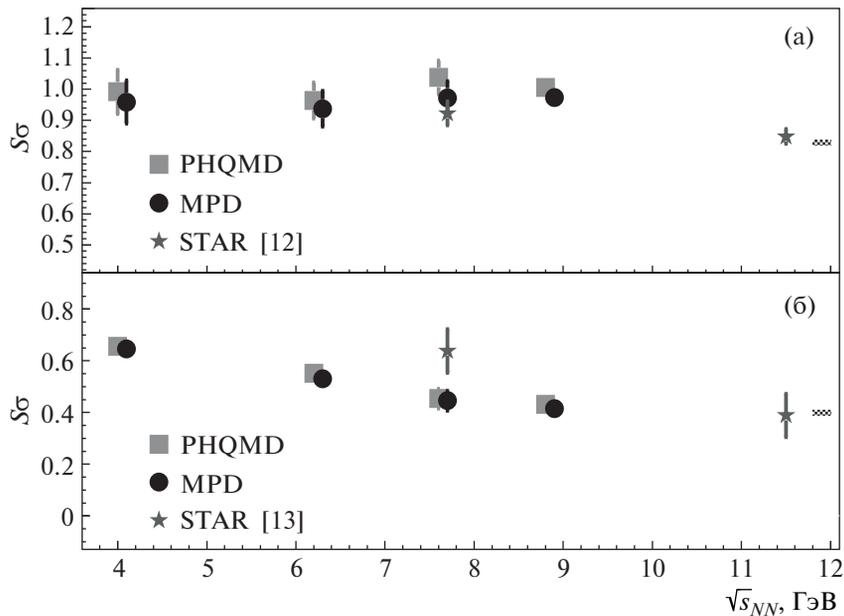
моментов, а именно, комбинацию моментов третьего и второго порядков (effective skewness —  $S\sigma$ ), а также комбинацию моментов 4-го и 2-го порядков (effective kurtosis —  $\kappa\sigma^2$ ). В анализе по-событийных флуктуаций использовались те же наборы данных, что и для анализа спектров частиц (набор данных при энергии 9 ГэВ составляет  $10^6$  событий, при других энергиях число событий равно 50000). Следует отметить, что адекватного описания фазовых переходов и критической точки в генераторах событий, используемых для моделирования ядро-ядерных столкновений, на настоящий момент нет. Поэтому результаты анализа реконструированных данных моделирования сравнивались с исходными данными самой модели, а также с небольшим количеством экспериментальных данных для оценки базового уровня (baseline) предсказаний самой модели. На рис. 3 (левая панель) показаны распределения идентифицированных нет-протонов (протоны минус антипротоны) в одном событии при нескольких энергиях столкновения. Для уменьшения зависимости эффективности детектора от кинематических переменных анализ проводился в интервалах по быстрой и поперечному импульсу  $|y| < 0.5$  и  $0.4 < p_t < 0.8$  ГэВ  $c^{-1}$ . Среднее значение нет-протонов на событие меняется от 28.7 при энергии 4 ГэВ до 12.5 при энергии 9 ГэВ. Соответствующие распределения для нет-каонов ( $K^+ - K^-$  показаны на правой панели рис. 3. Среднее значение нет-каонов на событие растет с увеличением энергии от значения 1.1 при энергии 4 ГэВ до величины 2.7 при энергии 9 ГэВ.



**Рис. 3.** Левая панель — распределения числа нет-протонов (протоны минус антипротоны), зарегистрированных в одном центральном событии Au+Au при нескольких энергиях столкновения. Правая панель — то же для числа нет-каонов ( $K^+ - K^-$ ).

Эффективность регистрации адронов в детекторе MPD в указанной области фазового пространства меняется от 70 до 80%. Для коррекции значений моментов распределений на эффективность детектора использовался метод, предложенный в работе [11]. На рис. 4 представлены ре-

зультаты анализа для эффективной асимметрии (effective skewness)  $S\sigma$  для нет-протонов (верхняя панель) и нет-каонов (панель внизу) в Au + Au реакциях при нескольких энергиях столкновения. Исходные данные из модели обозначены как PHQMD (квадраты), реконструированные значе-



**Рис. 4.** Эффективная асимметрия (effective skewness)  $S\sigma$  для нет-протонов (а) и нет-каонов (б) в Au + Au реакциях при нескольких энергиях столкновения. PHQMD — результаты из модели, MPD — реконструированные значения, STAR — экспериментальные данные из [12, 13]. Квадраты и кружки смещены по горизонтальной оси относительно друг друга для лучшей видимости. Ожидаемое значение ошибок измерения для статистики  $10^6$  событий показаны заштрихованной областью в правой части панелей.

ния (кружки) помечены как MPD, причем для лучшей видимости квадраты и кружки смещены друг относительно друга по горизонтальной оси. Экспериментальные данные коллаборации STAR [12, 13] показаны звездочками. Как видно из приведенного рисунка реконструированные значения моментов согласуются в пределах ошибок с данными модели, ожидаемое значение ошибок измерения для статистики  $10^6$  событий показаны заштрихованной областью в правой части панелей. На основании проведенного анализа показано, что алгоритмы реконструкции событий, идентификации частиц, и восстановления моментов распределений по-событийной множественности нет-протонов и нет-каонов в детекторе MPD позволяют исследовать энергетическую зависимость флуктуаций сохраняющихся величин с хорошей точностью и малой систематической погрешностью.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сооружаемый в ОИЯИ (Дубна) новый ускорительный комплекс NICA позволит исследовать барионную материю в области максимальных значений плотности. Многофункциональный детектор MPD предлагает выполнение широкой программы исследований столкновений релятивистских ядер, включая прецизионное измерение выходов адронов, а также поиск сигналов о фазовом переходе деконфайнмент и наличии критических явлений.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-02-40037.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Aoki Y., Endrodi G., Fodor Z., Katz S.D., Szabo K.K. // *Nature*. 2006. V. 443. P. 675.
2. Stephanov M., Rajagopal K., Shuryak E. // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. P. 4816.
3. Kekelidze V., Lednicky R., Matveev V. et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2016. V. 52. P. 211.
4. Golovtuck V., Kekelidze V., Kolesnikov V. et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2016. V. 52. P. 212.
5. Abraamyan K.U. et al. (MPD Collab.) // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A*. 2011. V. 628. P. 99.
6. Palmese A., Cassing W., Seifert E. et al. // *Phys. Rev. C*. 2016. V. 94. P. 044912.
7. Aichelin J., Bratkovskaya E., le Fevre A. et al. // *Phys. Rev. C*. 2020. V. 101. P. 044905.
8. Schnedermann E., Sollfrank J., Heinz U. // *Phys. Rev. C*. 1993. V. 48. P. 2462.
9. Stephanov M. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 032301.
10. Karsch F., Redlich K. // *Phys. Lett. B*. 2011. V. 695. P. 136.
11. Bzdak A., Koch V. // *Phys. Rev. C*. 2015. V. 91. P. 027901.
12. Luo X., Xu N. // *Nucl. Sci. Tech.* 2017. V. 28. P. 112.
13. Adamezyk L. et al. (STAR Collab.) // *Phys. Lett. B*. 2018. V. 785. P. 551.

## Multipurpose Detector MPD for the Study of Strongly Interacting Matter at the NICA Collider

V. I. Kolesnikov<sup>1, \*</sup> and A. A. Mudrokh<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

\*e-mail: kolesnik@jinr.ru

Received June 9, 2020; revised June 13, 2020; accepted June 15, 2020

**Abstract**—A new accelerator complex NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) for the study of the collisions of heavy ions and polarized particles is under construction at JINR (Dubna, Russia). The main goal of the NICA physics program is the experimental investigation of the strongly interacting matter phase diagram in the poorly explored region of the maximal baryon density. As the experimental strategy, a detailed energy and system size scan will be performed with an emphasis to the yields, rapidity spectra, transverse momentum as well as azimuthal angle distributions for multiple probes from gammas to hypernuclei. In order to fulfill all project's goals, the multipurpose detector MPD is designed as a high acceptance spectrometer allowing full reconstruction of high multiplicity events. In this paper, the MPD project at NICA is described, including the MPD physics cases, the MPD design and the status of project's realization.

*Keywords:* heavy-ion collisions, quark-gluon plasma, particle detectors

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 524.1

### ЭКСПЕРИМЕНТ НЕВОД-ДЕКОР ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

© 2020 г. Е. А. Юрина<sup>а</sup>, \*, Н. С. Барбашина<sup>а</sup>, А. Г. Богданов<sup>а</sup>, В. В. Киндин<sup>а</sup>,  
Р. П. Кокоулин<sup>а</sup>, К. Г. Компаниец<sup>а</sup>, Дж. Маннокки<sup>б</sup>, А. А. Петрухин<sup>а</sup>, Дж. Тринкоро<sup>б</sup>,  
С. С. Хохлов<sup>а</sup>, В. В. Шутенко<sup>а</sup>, И. И. Яшин<sup>а</sup>

<sup>а</sup>Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское ш. 31, Москва, 115409 Россия

<sup>б</sup>Osservatorio Astrofisico di Torino, Istituto Nazionale di Astrofisica, Via Osservatorio 20, Pino Torinese (To), 10025 Italy

\*E-mail: eayurina@mephi.ru

Поступила в редакцию 02.06.2020 г.

После доработки 09.06.2020 г.

Принята к публикации 15.06.2020 г.

Избыток мюонных событий по сравнению с расчетами, обнаруженный во многих экспериментах при сверхвысоких энергиях широких атмосферных ливней (ШАЛ), не удается объяснить с помощью современных моделей адронных взаимодействий. Наличие этого избытка получило название “мюонной загадки”. Одним из путей решения этой проблемы является исследование энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ. С этой целью в эксперименте НЕВОД-ДЕКОР проводятся измерения энерговыделения групп мюонов космических лучей. Регистрация групп мюонов в широком интервале зенитных углов позволяет исследовать в рамках одного эксперимента широкий диапазон энергий первичных частиц космических лучей (от 10 до 1000 ПэВ). Представлены результаты измерений энерговыделения групп в течение длительного периода наблюдений.

Ключевые слова: космические лучи, широкие атмосферные ливни, сверхвысокие энергии, группы мюонов, энерговыделение, черенковский водный калориметр

DOI: 10.1134/S2079562920010170

#### ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в физике космических лучей большой интерес представляет “мюонная загадка” — наблюдаемый во многих экспериментах избыток мюонов по сравнению с расчетами в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) при сверхвысоких энергиях (выше 100 ПэВ). Обобщенные международная рабочей группой результаты исследования “мюонной загадки”, включающие данные экспериментов в космических лучах высоких и ультравысоких энергий AMIGA, IceCube, NEVOD-DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array, Yakutsk, EAS-MSU, KASCADE-Grande и Hires-MIA приведены в статьях [1, 2]. Результаты анализа этих данных показывают, что при энергиях больше  $10^{17}$  эВ появляется растущий с энергией первичных частиц избыток мюонов по сравнению с ожиданием для современных моделей адронных взаимодействий, в том числе и в предположении предельно тяжелого (ядра железа) массового состава космических лучей. Одной из первых установок, на которой был обнаружен избыток мюонов и установлена его зависимость от энергии первичных частиц, является координатно-трековый детектор ДЕКОР [3–5], позволяю-

щий при относительно небольших размерах регистрировать группы мюонов ШАЛ в широком диапазоне энергий первичных частиц (от  $10^{16}$  до  $10^{18}$  эВ и выше).

Одним из возможных подходов к решению “мюонной загадки” является исследование энергетических характеристик мюонной компоненты ШАЛ [6]. С этой целью в эксперименте НЕВОД-ДЕКОР проводится измерение энерговыделения мюонных групп. Так как средние потери мюонов в веществе практически линейно зависят от их энергии, удельное энерговыделение (нормированное на плотность мюонов в группе) дает информацию о средней энергии мюонов. Отклонение экспериментальной зависимости энерговыделения от ожидаемой, рассчитанной в рамках известных моделей адронных взаимодействий, будет свидетельствовать об избытке мюонов сверхвысоких энергий. Единственной установкой, на которой в настоящее время могут быть выполнены такие измерения, является экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР.

## ЭКСПЕРИМЕНТ НЕВОД-ДЕКОР

Установка состоит из черенковского водного калориметра (ЧВК) [7, 8] НЕВОД объемом 2000 м<sup>3</sup> и координатно-трекового детектора ДЕКОР [9] с площадью около 70 м<sup>2</sup>. Измерительная система ЧВК НЕВОД состоит из квазисферических модулей (КСМ), размещенных в виде решетки, включающей по 7 плоскостей в направлении каждой из координатных осей. Каждый КСМ включает 6 фотоумножителей ФЭУ-200 с плоскими фотокатадами, направленными по осям ортогональной системы координат. Всего в черенковском калориметре находится 91 КСМ (546 ФЭУ). Динамический диапазон регистрирующей электроники составляет от 1 до 10<sup>5</sup> фотоэлектронов (ф.э.) для каждого ФЭУ благодаря применению двухдиодного съема информации.

Отбор событий с группами мюонов осуществляется с помощью координатно-трекового детектора ДЕКОР. Регистрация групп мюонов в широком диапазоне множественности и зенитного угла дает возможность изучения широкого интервала первичных энергий в рамках одного эксперимента [4]. Супермодули (СМ) координатно-трекового детектора ДЕКОР размещены в галереях здания НЕВОД с трех сторон от водного резервуара. Каждый СМ имеет рабочую площадь 8.4 м<sup>2</sup> и состоит из восьми вертикально подвешенных плоскостей пластиковых стримерных трубок с резистивным покрытием катода и внешним двухкоординатным считыванием. Пространственная и угловая точность реконструкции треков мюонов в СМ лучше 1 см и 1° соответственно.

Идентификация мюонных групп основана на факте, что треки мюонов, рожденных в атмосфере на больших расстояниях от установки, практически параллельны. Отбор событий с группами проводится в несколько этапов. Вначале, на триггерном уровне, отбираются и записываются события со срабатыванием трех любых супермодулей ДЕКОР. Далее проводится мягкий программный отбор событий-кандидатов, содержащих не менее трех квазипараллельных треков, зарегистрированных в трех разных СМ. Дальнейшая процедура отбора групп выполняется операторами с помощью специализированной программы-интерфейса также в два этапа. Сначала отбираются события с множественностью треков не менее заданной, зарегистрированные в выбранных интервалах зенитного и азимутального углов, а затем проводится окончательная классификация событий и подсчет числа мюонных треков. В результате формируются списки, содержащие номера событий, числа треков, углы прихода группы.

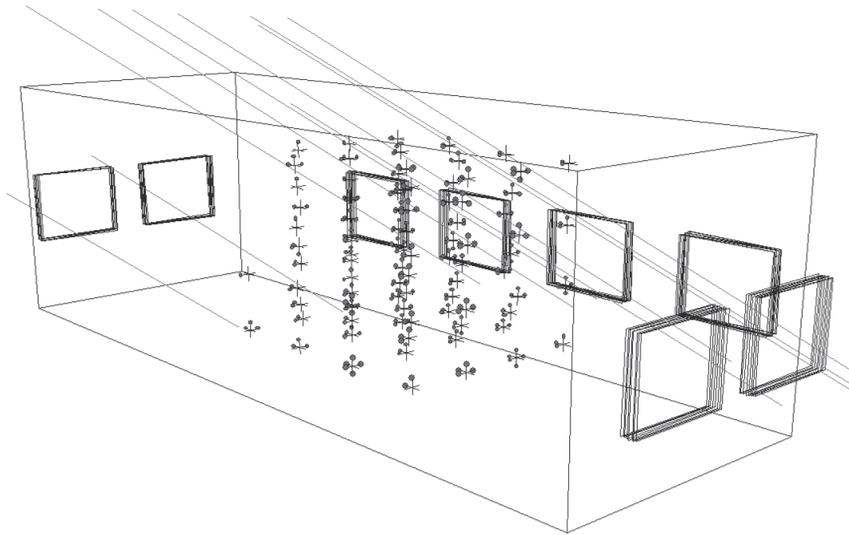
Локальная плотность мюонов  $D$  (м<sup>-2</sup>) в событии оценивается на основе числа зарегистрированных мюонов и эффективной площади шести экранированных водным объемом СМ для измеренного направления прихода группы. В 2019 г.

улучшена методика оценки плотности мюонов в группах по данным ДЕКОР. До этого при оценке плотности мюонов эффективная площадь супермодулей  $S_{\text{дет}}$  для данного направления прихода группы вычислялась аналитически, из чисто геометрических соображений (условие пересечения треком по меньшей мере пяти плоскостей в  $X$ -проекции). Такое приближение является упрощенным и приводит к некоторому завышению эффективного значения  $S_{\text{дет}}$  и, соответственно, к занижению оценки локальной плотности  $D$ . Была разработана новая программа и проведено моделирование отклика супермодулей детектора ДЕКОР на прохождение групп мюонов с помощью метода Монте-Карло, в котором учитывались три значимых эффекта: условие триггирования супермодуля (срабатывание по меньшей мере двух четных и двух нечетных плоскостей в  $Y$ -проекции), отбор программой реконструкции и операторами мюонных треков по меньшей мере с 5 сработавшими плоскостями в  $X$ -проекции, а также неэффективность регистрации, связанная с прохождением треков через зазоры между камерами, их стенки, через камеры, отключенные из-за неисправностей. При обработке экспериментальных данных по группам мюонов вводится поправка, равная отношению локальной плотности, полученной на основе моделирования, к локальной плотности, полученной из результатов аналитического расчета  $S_{\text{дет}}$ . Также в эту поправку входит эффект маскировки треков (наложение двух и более треков в одной либо в обеих проекциях СМ), который существенен при плотности мюонов более 2 на кв. м.

В качестве меры энерговыделения групп мюонов в черенковском водном калориметре используется суммарный сигнал всех ФЭУ ЧВК НЕВОД (в единицах фотоэлектронов, ф.э.). Поскольку при умеренных зенитных углах ( $\theta < 55^\circ$ ) в отклике калориметра, расположенного на поверхности Земли, наблюдается остаточный вклад электромагнитной и адронной компонент ШАЛ [10], для анализа энерговыделения групп отбирались только события с зенитными углами более  $55^\circ$ , где остаются практически чистые мюоны.

Весной 2013 г. была проведена модернизация системы водоподготовки ЧВК. Преимуществом новой системы водоподготовки стало увеличение длины поглощения черенковского света, которая достигла величины  $\sim 10$  м (больше, чем поперечный размер бассейна ЧВК). В результате этого, число зарегистрированных фотоэлектронов для одиночных мюонов и групп увеличилось более чем вдвое. В то же время, проявились такие эффекты, как вклад света, отраженного от поверхности воды.

В данной статье приведены результаты анализа данных по энерговыделению групп мюонов, зарегистрированных в период с июля 2013 г. по апрель 2019 г. Полное живое время наблюдений



**Рис. 1.** Пример события с группой мюонов, зарегистрированной координатно-трековым детектором ДЕКОР и черенковским водным калориметром НЕВОД. Тонкие линии — результат реконструкции треков мюонов по данным детектора ДЕКОР; кружки — сработавшие ФЭУ в черенковском водном детекторе НЕВОД, большие прямоугольники — супермодули детектора ДЕКОР.

составило 39131 ч, зарегистрировано 66571 событие с группами мюонов с множественностью не менее 5 и зенитными углами больше  $55^\circ$ .

На рис. 1 представлен пример события с группой мюонов, зарегистрированной координатным детектором ДЕКОР и ЧВК НЕВОД под зенитным углом  $\sim 57$  градусов.

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Данные по энерговыделению групп мюонов, получаемые в эксперименте НЕВОД-ДЕКОР, рассматриваются в виде зависимостей характеристик удельного энерговыделения (суммарное число фотоэлектронов ( $\Sigma$ ), деленное на оценку плотности мюонов в событии), поскольку в первом приближении суммарное энерговыделение пропорционально локальной плотности мюонов в событии. На рис. 2 приведены распределения событий по логарифму удельного энерговыделения для трех интервалов зенитного угла ( $55^\circ \leq \theta < 65^\circ$ ,  $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$ ,  $\theta \geq 75^\circ$ ). В первом приближении, эти распределения подобны; их центры смещаются вправо с увеличением зенитного угла. В распределениях видны единичные события с небольшим удельным энерговыделением, а также с экстремально большим энерговыделением, выбивающиеся из распределений.

На рис. 3 приведено распределение событий по удельному энерговыделению, полученное для полной статистики групп мюонов с зенитными углами более 55 градусов и числом треков мюонов в ДЕКОР не менее пяти. Распределение имеет сильно асимметричный характер с протяженной

правой ветвью событий с энерговыделением, в несколько раз превышающим среднее значение. Помимо искомого физического эффекта (появление дополнительного класса событий с “аномально” высокой энергией мюонов), такие события могут быть связаны с относительно редкими случаями регистрации мюонных групп непосредственно вблизи оси ШАЛ или с катастрофическими потерями энергии отдельных частиц в процессах тормозного излучения и неупругого взаимодействия мюонов с ядрами. Вследствие асимметрии распределения и существенного отличия его от нормального, наличие (либо отсутствие) в выборках даже единичных событий с экстремально большим энерговыделением может приводить к существенному завышению (соответственно, занижению) выборочных оценок среднего значения и его погрешности.

Кроме среднего значения, можно рассмотреть возможность использования других характеристик распределения (например, выборочных оценок квантилей), которые отличаются большей устойчивостью. В качестве примера для анализа были использованы выборочные оценки медианы (50% квантиль). В табл. 1 сопоставлены средние и медианные значения удельного энерговыделения групп мюонов для трех интервалов зенитного угла. Как для средних значений, так и для медиан, наблюдается заметный рост удельного энерговыделения с увеличением зенитного угла, что подтверждают приведенные на рис. 2 распределения. Из таблицы видно, что статистические погрешности медианы ощутимо меньше, чем для средних значений.

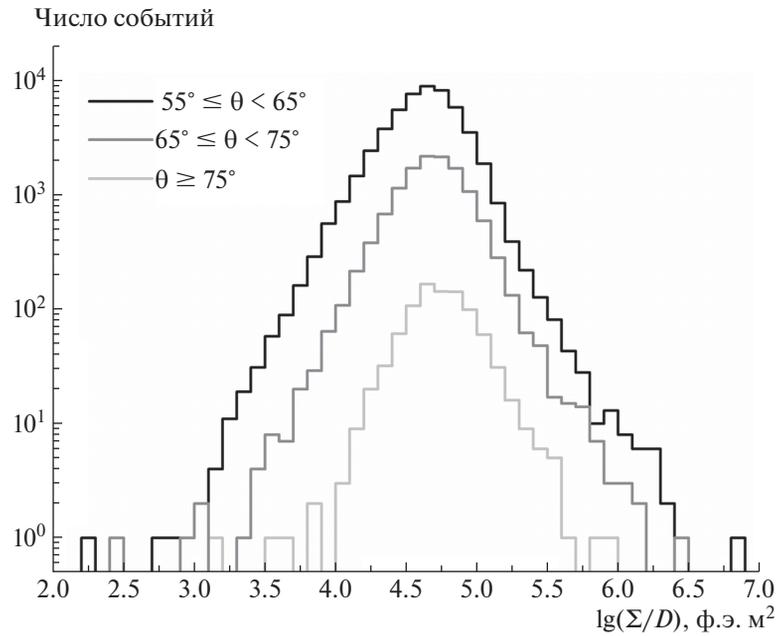


Рис. 2. Распределения событий по логарифму удельного энерговыделения для трех интервалов зенитных углов.

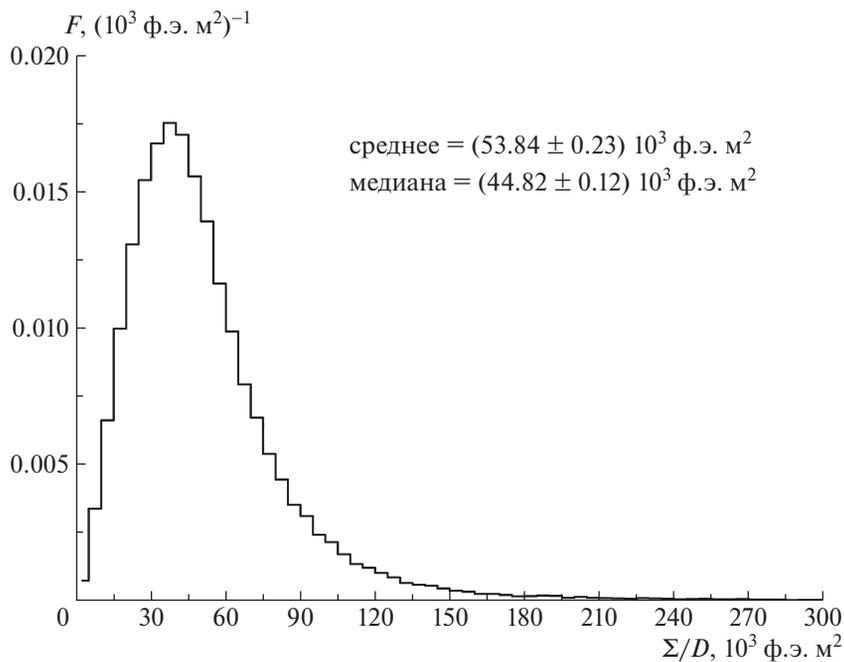


Рис. 3. Распределение событий по удельному энерговыделению групп мюонов.

Для сопоставления экспериментальных результатов, полученных для разных интервалов зенитного угла, рассматривалось отношение измеренного среднего удельного энерговыделения к ожидаемому для первичных протонов энерговыделению в зависимости от энергии первичных частиц (рис. 4). Данная зависимость получена на

основе представленных в статье [11] зависимостей удельного энерговыделения от локальной плотности мюонов для интервалов зенитных углов  $55^\circ \leq \theta < 65^\circ$  и  $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$ . Интервал  $\theta \geq 75^\circ$  не рассматривался из-за небольшой статистики и флуктуаций. Моделирование проводилось в программном пакете CORSIKA [12] для протонов и

ядер железа в качестве первичных частиц с использованием моделей взаимодействия SIBYLL 2.3 [13] и FLUKA [14] для адронов с энергией выше и ниже 80 ГэВ соответственно. Энергии первичных частиц оценивались как среднелогарифмические значения энергий, соответствующие событиям, отобранным в соответствии с плотностью мюонов [4]. Экспериментальные точки скорректированы на вклад света, отраженного от поверхности воды (эта поправка получена на основе моделирования отклика ЧВК на прохождение групп в программном пакете Geant4 [15, 16]). Кривая для протонов нормирована на данные в интервале зенитных углов  $55^\circ - 65^\circ$ . Штриховая и штрихпунктирная кривые представляют собой отношения моделированного удельного энерговыделения для ядер железа к энерговыделению для первичных протонов для зенитных углов  $\theta = 59^\circ$  и  $\theta = 69^\circ$  соответственно; отличие результатов расчета для разных первичных ядер находится в пределах 5%. Кружки и квадраты представляют отношения измеренного удельного энерговыделения (в интервалах зенитных углов  $55^\circ \leq \theta < 65^\circ$  и  $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$  соответственно) к моделированному для первичных протонов. Для энергий выше  $10^{17}$  эВ наблюдается тенденция к росту отношения наблюдаемого среднего удельного энерговыделения к ожидаемому, причем величина этого возрастания больше, чем можно было бы ожидать за счет изменения массового состава первичных ча-

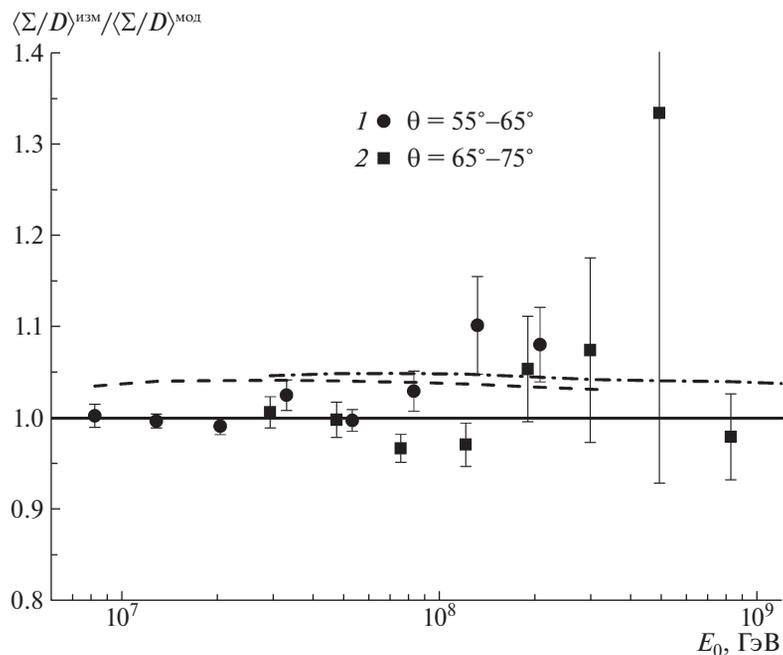
**Таблица 1.** Средние и медианные значения удельного энерговыделения (в единицах  $10^3$  ф.э. м<sup>2</sup>) для трех интервалов зенитного угла.

Зенитный угол	Среднее	Медиана
$55^\circ \leq \theta < 65^\circ$	$52.35 \pm 0.26$	$43.65 \pm 0.13$
$65^\circ \leq \theta < 75^\circ$	$59.06 \pm 0.52$	$49.03 \pm 0.30$
$\theta \geq 75^\circ$	$68.1 \pm 1.9$	$55.2 \pm 1.3$

стиц. В правой части рисунка заметна точка с большим значением оценки среднего удельного энерговыделения и погрешности, что связано с наличием в выборке для данного интервала единичного события с экстремально большим энерговыделением (на порядок больше среднего значения).

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На комплексе НЕВОД-ДЕКОР проводятся измерения энергетических характеристик групп мюонов, генерируемых первичными частицами космических лучей сверхвысоких энергий. Про-



**Рис. 4.** Зависимость отношения измеренного среднего удельного энерговыделения к моделированному энерговыделению для первичных протонов от энергии первичных частиц. Точки: отношения экспериментального удельного энерговыделения (1, 2 соответствуют интервалам зенитных углов  $55^\circ \leq \theta < 65^\circ$  и  $65^\circ \leq \theta < 75^\circ$ ) к моделированному для первичных протонов. Штриховая и штрихпунктирная кривые — отношения ожидаемого удельного энерговыделения для ядер железа к энерговыделению для первичных протонов для зенитных углов  $\theta = 59^\circ$  и  $\theta = 69^\circ$  соответственно.

анализированы энерговыделения групп мюонов в черенковском водном калориметре в диапазоне энергий первичных космических лучей  $10^{16}$ – $10^{18}$  эВ. В результатах измерений имеется указание на возрастание среднего удельного энерговыделения в области энергий первичных частиц выше  $10^{17}$  эВ. Рассмотрена возможность использования устойчивых (квантильных) оценок для анализа распределений событий по удельному энерговыделению.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена на уникальной научной установке “Экспериментальный комплекс НЕВОД” при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (Программа повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ, проект 02.a03.21.0005), а также РФФИ (грант 18-02-00971-а). Моделирование проводилось с использованием ресурсов высокопроизводительного вычислительного центра МИФИ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Dembinski H.P. et al.* (EAS-MSU, IceCube, KASCADE-Grande, NEVOD-DECOR, Pierre Auger, SUGAR, Telescope Array, and Yakutsk EAS Array Collabs.) // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. P. 02004.
2. *Dembinski H.P.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 644.
3. *Kokoulin R.P., Bogdanov A.G., Mannocchi G. et al.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2009. V. 196. P. 106.
4. *Bogdanov A.G., Gromushkin D.M., Kokoulin R.P. et al.* // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1852.
5. *Bogdanov A.G., Kokoulin R.P., Mannocchi G. et al.* // Astropart. Phys. 2018. V. 98. P. 13.
6. *Petrukhin A.A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2014. V. 742. P. 228.
7. *Petrukhin A.A.* // Phys. Usp. 2015. V. 58. P. 486.
8. *Kindin V.V., Amelchakov M.B., Barbashina N.S. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. P. 649.
9. *Barbashina N.S., Chernov D.V., Ezubchenko A.A. et al.* // Instrum. Exp. Tech. 2000. V. 43. P. 743.
10. *Bogdanov A.G., Barbashina N.S., Dushkin L.I. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 484.
11. *Yurina E.A., Bogdanov A.G., Barbashina N.S. et al.* // Phys. At. Nucl. 2019. V. 82. P. 620.
12. *Heck D., Knapp J., Capdevielle J.N. et al.* CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. 1998. Forschungszentrum Karlsruhe Report.
13. *Riehn F., Engel R., Fedynitch A. et al.* // Proceedings of 34th International Cosmic Ray Conference. Hague. 2015. PoS (ICRC2015) 558.
14. *Ferrari A., Sala P.R., Fasso A. et al.* FLUKA: A Multi-Particle Transport Code (Program Version 2005). 2005. Geneva: CERN.
15. *Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2003. V. 506. P. 250.
16. *Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2016. V. 835. P. 186.

## NEVOD-DECOR Experiment on the Measurement of the Energy Deposit of Cosmic Ray Muon Bundles

E. A. Yurina<sup>1,\*</sup>, N. S. Barbashina<sup>1</sup>, A. G. Bogdanov<sup>1</sup>, V. V. Kindin<sup>1</sup>, R. P. Kokoulin<sup>1</sup>, K. G. Kompaniets<sup>1</sup>, G. Mannocchi<sup>2</sup>, A. A. Petrukhin<sup>1</sup>, G. Trinchero<sup>2</sup>, S. S. Khokhlov<sup>1</sup>, V. V. Shutenko<sup>1</sup>, and I. I. Yashin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

<sup>2</sup>Osservatorio Astrofisico di Torino, Istituto Nazionale di Astrofisica, Pino Torinese (To), 10025 Italy

\*e-mail: eayurina@mephi.ru

Received June 2, 2020; revised June 9, 2020; accepted June 15, 2020

**Abstract**—The excess of multi-muon events in comparison with calculations which was found in many experiments at ultrahigh energies of extensive air showers (EAS) cannot be explained using contemporary models of hadron interactions. The existence of this excess was called the “muon puzzle”. One of the ways to solve this problem is the study of the energy characteristics of EAS muon component. For this purpose, the energy deposit of cosmic ray muon bundles is measured in the NEVOD-DECOR experiment. The registration of muon bundles in a wide range of zenith angles allows one to explore a wide range of energies of the primary particles of cosmic rays (from 10 to 1000 PeV) in frame of a single experiment. The results of the measurements of the energy deposit of bundles over a long observation period are presented.

**Keywords:** cosmic rays, extensive air showers, ultrahigh energies, muon bundles, energy deposit, Cherenkov water calorimeter

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 524.1.-52

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС TAIGA

© 2020 г. Л. А. Кузьмичев<sup>a,\*</sup>, И. Астапов<sup>b</sup>, П. Безьязыков<sup>c</sup>, М. Бланк<sup>d</sup>, А. Бородин<sup>e</sup>, Е. Бонвеч<sup>a</sup>, М. Брюкнер<sup>f</sup>, Н. Буднев<sup>c</sup>, А. Булан<sup>a</sup>, А. Вайдянатан<sup>g</sup>, Р. Вишневецкий<sup>f, e</sup>, П. Волчугов<sup>a</sup>, Д. Воронин<sup>h</sup>, А. Гафаров<sup>c</sup>, О. Гресс<sup>c</sup>, Т. Гресс<sup>c</sup>, О. Гришин<sup>a</sup>, А. Гармаш<sup>g, i</sup>, В. Гребенюк<sup>e, j</sup>, А. Гринюк<sup>e</sup>, А. Дячок<sup>c</sup>, Д. Журов<sup>c</sup>, А. Загородников<sup>c</sup>, А. Иванова<sup>i, c</sup>, Н. Калмыков<sup>a</sup>, Ю. Казарина<sup>c</sup>, В. Киндин<sup>b</sup>, В. Кирюхин<sup>c</sup>, Р. Кокоулин<sup>b</sup>, К. Компаниец<sup>b</sup>, Е. Коростелева<sup>a</sup>, В. Кожин<sup>a</sup>, Е. Кравченко<sup>g, j</sup>, А. Крюков<sup>a</sup>, А. Кьявасса<sup>k</sup>, А. Лагутин<sup>l</sup>, Ю. Лемешев<sup>c</sup>, Б. Лубсандоржиев<sup>h</sup>, Н. Лубсандоржиев<sup>a</sup>, Р. Миргазов<sup>c</sup>, Р. Мирзоян<sup>m, a</sup>, Р. Монхоев<sup>c</sup>, Е. Осипова<sup>a</sup>, А. Пахоруков<sup>c</sup>, А. Пан<sup>e</sup>, М. Панасюк<sup>a</sup>, Л. Паньков<sup>c</sup>, А. Петрухин<sup>b</sup>, Д. Подгрудков<sup>a</sup>, В. Полещук<sup>c</sup>, М. Попеску<sup>n</sup>, Е. Попова<sup>h</sup>, А. Порелли<sup>f, e</sup>, Е. Постников<sup>a</sup>, В. Просин<sup>a</sup>, В. Птускин<sup>o</sup>, А. Пушкин<sup>c</sup>, Р. Райкин<sup>l</sup>, Г. Рубцов<sup>h</sup>, Е. Рябов<sup>c</sup>, Я. Сагань<sup>e, j</sup>, В. Самолига<sup>c</sup>, А. Силаев<sup>a</sup>, А. Силаев (мл.)<sup>a</sup>, А. Сидоренков<sup>h</sup>, А. Скурихин<sup>a</sup>, М. Слунечка<sup>e</sup>, А. Соколов<sup>g, i</sup>, Л. Свешникова<sup>a</sup>, Я. Суворкин<sup>c</sup>, В. Таболенко<sup>c</sup>, А. Танаев<sup>c</sup>, Б. Таращанский<sup>c</sup>, М. Терновой<sup>c</sup>, Л. Ткачев<sup>e, j</sup>, М. Тлущиконт<sup>d</sup>, Н. Ушаков<sup>h</sup>, О. Федоров<sup>c</sup>, Д. Хорнс<sup>d</sup>, Д. Чернов<sup>a</sup>, Д. Черных<sup>c</sup>, Д. Шипилов<sup>c</sup>, И. Яшин<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

<sup>b</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, 115409 Россия

<sup>c</sup>Научно-исследовательский институт прикладной физики Иркутского государственного университета, Иркутск, 664003 Россия

<sup>d</sup>Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Hamburg, D-20148 Deutschland

<sup>e</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

<sup>f</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Zeuthen, D-15738 Deutschland

<sup>g</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090 Россия

<sup>h</sup>Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, 117312 Россия

<sup>i</sup>Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, 630090 Россия

<sup>j</sup>Государственный университет «Дубна», Дубна, Московская обл., 141982 Россия

<sup>k</sup>Dipartimento di Fisica Generale Università di Torino e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Torino, 10125 Italia

<sup>l</sup>Алтайский государственный университет, Барнаул, 656049 Россия

<sup>m</sup>Max-Planck-Institut für Physik, München, D-80805 Deutschland

<sup>n</sup>Institute of Space Science, Magurele, Ilfov, 077125 Romania

<sup>o</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук, Москва, 108840 Россия

\*e-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 09.06.2020 г.

После доработки 14.06.2020 г.

Принята к публикации 15.06.2020 г.

В статье представлено описание астрофизического комплекса TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-ray Astronomy), развертывание первой очереди которого завершается в Тункинской долине в 50 км от озера Байкал. Обсуждается научная программа комплекса, первые результаты и планы по дальнейшему развитию комплекса.

**Ключевые слова:** космическое гамма-излучение, черенковское излучение, широкий атмосферный ливень, атмосферный черенковский гамма-телескоп (АЧТ)

**DOI:** 10.1134/S2079562920010078

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

С конца 90-х годов в Тункинской долине в

50 км от юго-западной оконечности озера Байкал

на астрофизическом комплексе ИГУ-МГУ были

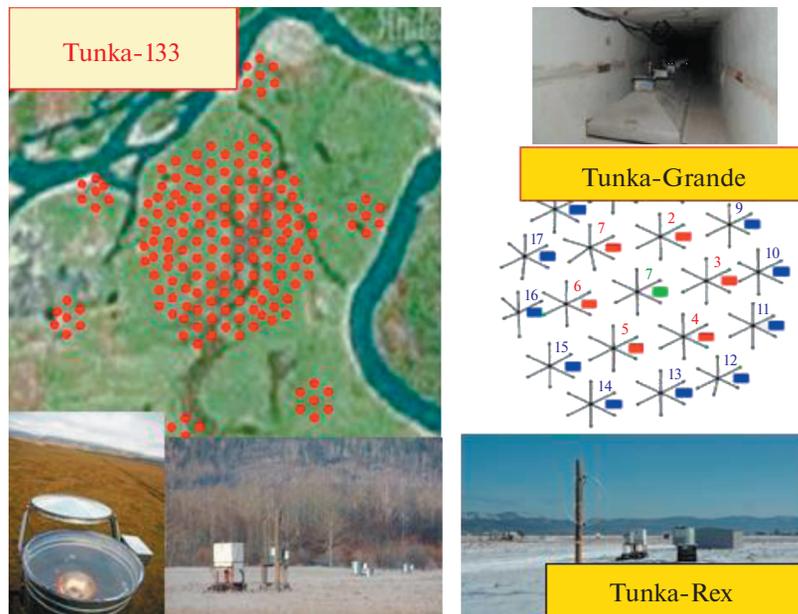


Рис. 1. Установки Тункинского астрофизического комплекса: Тунка-133 (слева), Тунка-Grande (справа верху, фото мюонного детектора и схема расположения сцинтилляционных станций), Тунка-Rex.

созданы установки для исследования космических лучей сверхвысоких энергий методом регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ): черенковские установки Тунка-25 [1] (2000 г.) и Тунка-133 [2, 3] (2011 г.), установка для регистрации заряженных частиц ШАЛ Tunka-Grande [4] (2015 г.), Tunka-Rex [5] (2014 г.) для регистрации радиоизлучения ШАЛ (рис. 1).

По данным этих установок восстановлен энергетический спектр космических лучей, охватывающий диапазон  $2 \cdot 10^{14}$ – $2 \cdot 10^{18}$  эВ (рис. 2). На нижнем пороге полученный спектр демонстрирует прекрасное согласие с результатами прямых спутниковых и баллонных экспериментов, а на предельно высоких энергиях – согласие в пределах статистических ошибок с результатами гигантских установок Telescope Array и Pierre Auger Observatory. Таким образом, совместный спектр черенковских установок Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE (будет описана далее) перекрывает четыре порядка по энергии единой методикой и демонстрирует прекрасное согласие результатов прямых спутниковых и баллонных экспериментов с результатами гигантских наземных установок.

В 2014 года началось развертывание комплекса установок TAIGA (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-ray Astronomy) с гибридной системой детекторов [6]. В 2020 году планируется завершить развертывание пилотного комплекса TAIGA (рис. 3), состоящего из 120 широкоугольных (0.6 ср.) оптических станций TAIGA-HiSCORE на площади  $1 \text{ км}^2$ , и 3 атмосферных черенковских телескопов (АЧТ) с анали-

зом изображения – TAIGA-IACT. Эти установки будут дополнены мюонными детекторами установки TAIGA-Muon, расположенными на площади  $1 \text{ км}^2$ . Комплекс TAIGA создается для решения широкого круга задач в области гамма-астрономии высоких энергий, физики заряженных космических лучей (КЛ) и астрофизики элементарных частиц.

## 2. ГАММА-АСТРОНОМИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС TAIGA

Настоящий прорыв в исследовании высокоэнергичного гамма-излучения был достигнут в последнее десятилетие с помощью IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope), черенковских телескопов третьего поколения: H.E.S.S., MAGIC, VERITAS ([7–9]). Эти телескопы ориентированы на исследование энергетического диапазона 50 ГэВ–50 ТэВ.

В наиболее амбициозном современном проекте гамма-обсерватории СТА [10] запланировано размещение около 70 SST (Small Size Telescope) на площади  $4.5 \text{ км}^2$  для исследования диапазона энергии выше 10 ТэВ. Помимо черенковских телескопов, важная информация о локальных источниках гамма-квантов в последнее время поступает от высокогорных установок, регистрирующих заряженные частицы широких атмосферных ливней (ШАЛ): Tibet-III, HAWC [11, 12]. К 2022–23 гг. в Тибете войдет в строй уникальная комплексная установка LHAASO [13].

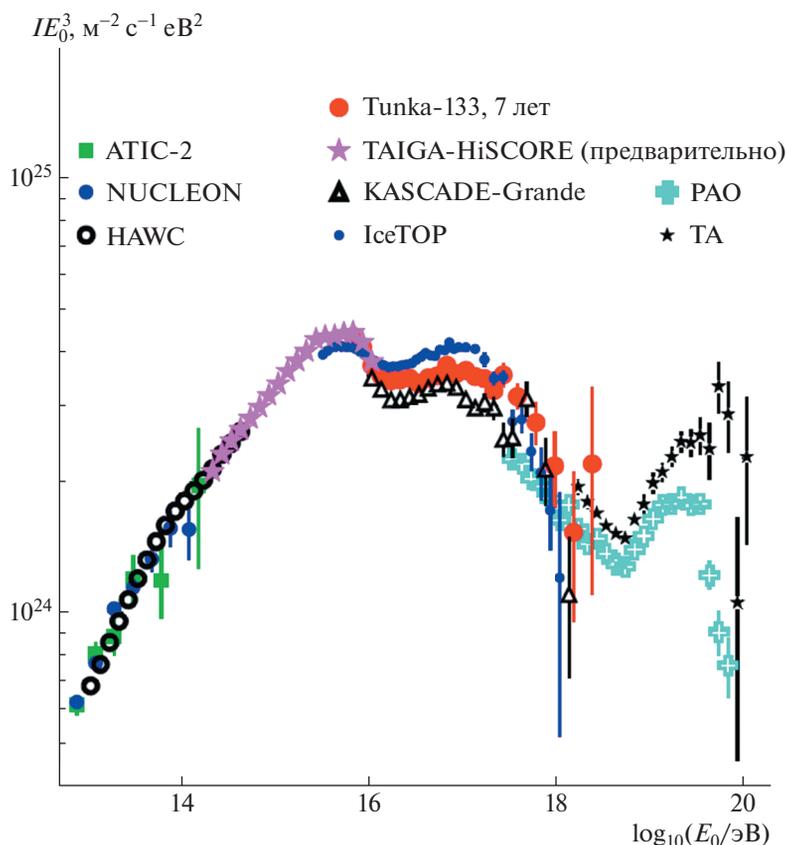


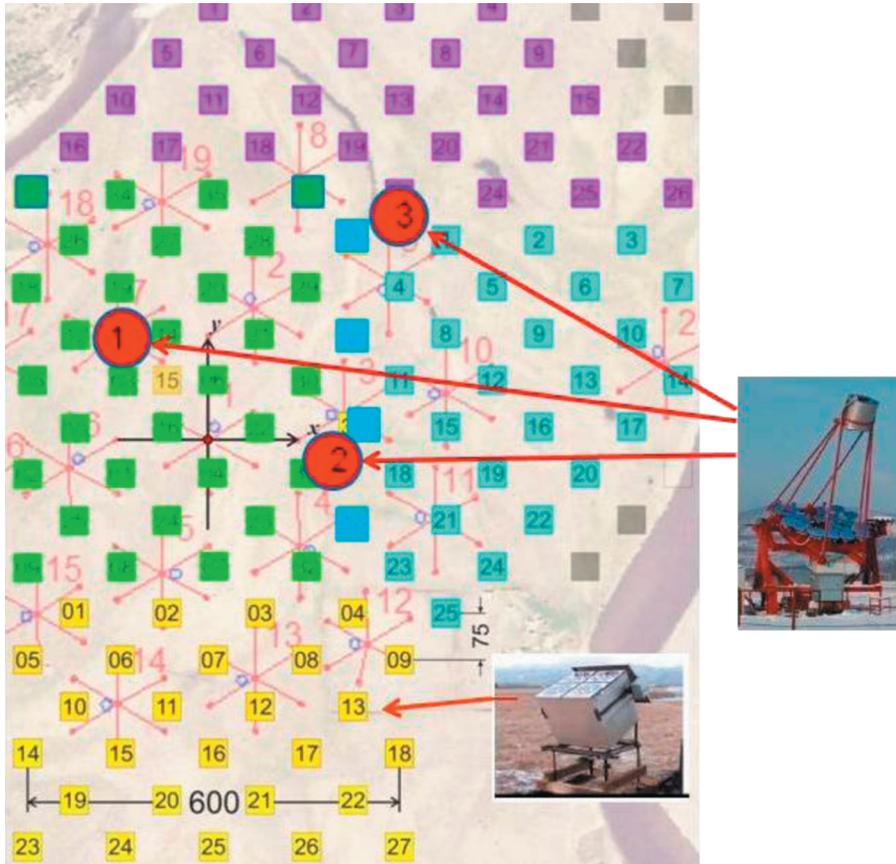
Рис. 2. Энергетический спектр по данным установок TAIGA-HiSCORE и Тунка-133 в сравнении с результатами других экспериментов.

С завершением развертывания первой очереди Астрофизического комплекса TAIGA [6, 14] площадью 1 км<sup>2</sup> в России возобновляются прерванные в начале 90-х годов исследования по гамма-астрономии на мировом уровне. Комплекс TAIGA создан для решения широкого круга задач в области гамма-астрономии высоких энергий, физики заряженных космических лучей и астрофизики элементарных частиц. Ожидаемая интегральная чувствительность пилотного комплекса TAIGA за 300 ч наблюдения источника при энергии 100 ТэВ составляет примерно  $2.5 \cdot 10^{-13}$  ТэВ см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> и превосходит чувствительность эксплуатируемых установок в области энергий выше 40 ТэВ, но уступает будущей чувствительности LHAASO. Площадь полномасштабной гамма-обсерватории TAIGA будет в 10 раз больше – 10 км<sup>2</sup>, примерно на порядок вырастет и его чувствительность. Астрономический комплекс TAIGA будет самой северной гамма-обсерваторией и это расположение обеспечивает определенные преимущества для наблюдения источников с большими склонениями. Так, источник гамма-излучения в остатке сверхновой Тихо Браге, практически недоступный для установок HAWC и LHAASO, будет в поле зрения детекторов TAIGA в течение 500 ч в год.

В настоящее время видится следующая научная программа астрофизического комплекса:

1. Поиск предела ускорения частиц в известных остатках сверхновых и пульсарных туманностях. С использованием уникальных возможностей регистрации гамма-квантов высоких энергий астрофизическим комплексом TAIGA будут проведены длительные наблюдения и восстановлены энергетические спектры ряда источников, важных для понимания происхождения космических лучей: Крабовидная туманность и Boomerang (пульсарные туманности), Тихо Браге и Кассиопея А (остатки сверхновых), Dragonfly Nebula (Cygnus region) ARGO J2031+4157 (Cygnus Cocoon) (Superbubble). Детальные наблюдения этих источников гамма-обсерваторией TAIGA позволят ограничить вклады лептонных и адронных компонент и оценить максимальные энергии ускоренных частиц.

2. Длительный мониторинг и исследование края энергетического спектра ярких блазаров как метод поиска аномалий в распространении гамма-квантов во Вселенной и поиска аксионо-подобных частиц. Будет проведен длительный мониторинг, восстановлен энергетический спектр (или поставлен предел на поток) в диапазоне 3–



**Рис. 3.** Схема расположения оптических станций широкоугольной черенковской установки TAIGA-HiSCORE и трех АЧТ установки TAIGA-IACT астрофизического комплекса TAIGA.

40 ТэВ для близких внегалактических источников гамма-излучения — блазаров и галактик с высоким темпом звездообразования: 1ES 0229+200, 1ES 1959+650, Mrk501, Mrk421, Ayr 220, M82.

3. Исследование массового состава и энергетического спектра космических лучей в области энергий пока недоступных прямым измерениям.

4. Поиск избыточного диффузного излучения гамма-квантов с энергией в диапазоне энергий  $10^{14}$ – $10^{15}$  эВ, и области энергии выше  $10^{17}$  эВ. Поиск диффузного гамма-излучения в диапазоне энергий  $10^{14}$ – $10^{15}$  эВ позволит обнаружить избыточный поток гамма-квантов, сопровождающих астрофизические нейтрино, или поставить верхний предел на поток, тем самым подтвердив или опровергнув галактическое происхождение существенной доли астрофизических нейтрино, зарегистрированных телескопом IceCube.

### 3. СТАТУС КОМПЛЕКСА TAIGA

#### 3.1. Широкоугольная черенковская установка TAIGA-HiSCORE.

Широкоугольная черенковская установка TAIGA-HiSCORE (High Sensitivity COsmic Rays

and gamma Explorer) [15] представляет собой сеть из распределенных на площади около  $1 \text{ км}^2$  с шагом 106 м оптических станций, которые разбиты на кластеры, примерно по 30 станций в каждом. В настоящее время установка TAIGA-HiSCORE состоит из 86 оптических станций. Все станции наклонены в южном направлении на  $25^\circ$  для увеличения времени наблюдения за источником гамма-квантов в Крабовидной туманности. Каждая оптическая станция содержит по четыре фотумножителя (ФЭУ) с диаметром фотокатода 20 или 25 см (ET9352, R5912 и R7081). Площадь каждого ФЭУ увеличена в 4 раза с помощью конуса Винстона, изготовленного из 10 сегментов зеркального материала Alanod 4300 UD. Угол обзора конуса  $\pm 30^\circ$  (0.6 ср). Сигналы с анодов и промежуточных динодов оцифрованы с шагом 0.5 нс с помощью 8-канального модуля на основе микросхемы DRS-4. Станция соединена с центром сбора данных по волоконно-оптическому кабелю для передачи данных и синхронизации. Стабильность синхронизации оптических станций достигает около 0.2 нс.

Установка TAIGA-HiSCORE позволяет восстановить основные параметры ШАЛ (энергию и направления прихода). Энергетический порог

установки около 80 ТэВ для протонов и ядер и около 40 ТэВ для ШАЛ от гамма-квантов. Угловое разрешение — около 0.1 градуса для событий с числом сработавших станции больше 10, для событий с 4–5-ю сработавшими станциями угловое разрешение составляет  $0.4^{\circ}$ – $0.5^{\circ}$

### 3.2. Атмосферные черенковские телескопы

Атмосферные черенковские телескопы установки TAIGA-IACT имеют составные зеркала системы Дэвиса–Коттона площадью  $\sim 10 \text{ м}^2$  из 34 сегментов каждое, фокусное расстояние 4.75 м [14]. В фокусе зеркал установлены регистрирующие камеры из 560 фотоумножителей (ФЭУ) с диаметром фотокатода 2 см каждый (XP1911). Диаметр камер около 110 см. Угол обзора камеры  $9.6^{\circ}$ , угловой обзор одного пикселя  $0.36^{\circ}$ ,  $\text{PSF} = 0.07^{\circ}$ . [16].

ПЗС-камера Prosilica GC1380 установлена на расстоянии 1 м от оптической оси телескопа. ПЗС-камера используется для проверки наведения телескопа направление. Он имеет разрешение  $1360 \times 1024$  пикселей на поле зрения  $31.4^{\circ} \times 23.6^{\circ}$ . Каждая ось телескопа оснащена шаговым двигателем Phytron, 17-битным датчиком положения вала и концевым выключателем, которые подключены к блоку управления PhyMOTION. Система сбора данных камеры достаточно подробно описана в работах [14, 17].

Камера собирается из однотипных кластеров по 28 ФЭУ в каждом. Кластер состоит из четырех групп по семь ФЭУ, имеющих единую плату делителей и единый высоковольтный источник питания и 64 канальный блок на основе специализированной интегральной микросхемы ASIC MAROC-3. Блок позволяет оцифровывать амплитуды сигналов с ФЭУ и вырабатывать локальный триггер кластера. Условием выработки локального триггера является превышение заданной амплитуды сигнала от заданного числа ФЭУ (обычно 2–4 ФЭУ) во временном окне 15 нс. Пороговая амплитуда выбиралась в диапазоне 8–10 фотоэлектронов (ф. э.). Локальный триггер кластера передается в центральный контроллер сбора данных камеры для формирования глобального триггера камеры. При формировании локального триггера камеры, считываются данные с АЦП кластеров. В 2019 в условие выработки глобального триггера камеры было добавлено требование того, чтобы локальный триггер вырабатывался от соседних ФЭУ кластера. Такой триггер был назван “топологическим”. Общий темп счета камеры снизился почти на порядок — с 1.5–2 кГц до 150–200 Гц. После выработки глобального триггера система выработки триггера блокируется на время необходимое для оцифровки сигналов и передачи данных из кластеров в центральный контроллер. Время блокировки равно 180 мкс.

Определение относительной чувствительности пикселей камеры и коэффициента пересчета от кода АЦП к числу фотоэлектронов выполнялась с помощью импульсного светодиода установленного вблизи оси телескопа [17].

По своим характеристикам наши телескопы соответствуют параметрам малых телескопов (SST) проекта СТА [10]. Угол обзора телескопов более чем в два раза превышает угол обзора телескопов предыдущего поколения. Это позволяет регистрировать ШАЛ с положением оси до 500 м от телескопа.

### 3.3. Сцинтилляционные установки в составе комплекса TAIGA

Недостатком черенковских детекторов для решения задач физики КЛ и гамма-астрономии является то, что они могут работать только в безлунные ночи при хорошей погоде, что, как минимум, на порядок сокращает время набора статистики. Сцинтилляционные детекторы частиц позволяют сделать наблюдения круглосуточными и всепогодными. В этой связи, в 2013–2015 гг. была построена установка Tunka-Grande в составе 19 сцинтилляционных станций, распределенных на площади  $1 \text{ км}^2$  [4]. По данным установки Tunka-Grande за период 2015–2017 гг. был получен предварительный предел на поток диффузных гамма-квантов с энергией порядка 100 ПэВ. Дальнейшее развитие мы связываем с созданием установки TAIGA-Muon с общей площадью мюонных детекторов 2–3 тысячи  $\text{м}^2$ . Для этой установки разработаны новые сцинтилляционные счетчики площадью  $1 \text{ м}^2$  [18]. Средняя амплитуда сигнала при прохождении мюона для этих счетчиков составляет 20–25 ф. э., неоднородность сигналов в зависимости от места прохождения частицы  $\pm 15\%$ , временное разрешение не хуже 5 нс. Счетчики работают, закопанными в мокрый грунт без дополнительной защиты. В 2019 г. развернуто три первых кластера установки TAIGA-Muon. Каждый кластер в своем составе имеет 8 наземных и столько же подземных счетчиков. Счетчики расположены парами: наземные строго над подземными. Все восемь пар размещены по периметру квадрата со стороной 5 м. Расстояние между соседним парами составляет 1 м.

## 4. ПЕРВЫЕ СОБЫТИЯ ОТ ГАММА-КВАНТОВ

В течение сезона 2019–2020 гг. проводились наблюдения источников гамма-квантов в пульсарных туманностях Boomerang, Крабовидная туманность и блазарах Мрк-421 и Мрк-501. В сезоне наблюдения 2019–2020 применялась вобблинг-методика [19]. Она заключается в том, что источник при наблюдении попадает не в центр камеры, а несколько отстоит от него, в нашем случае на

1.2°. Спустя 20 мин положение источника меняется на диаметрально противоположное. События, параметры которых рассчитываются относительно направления на источник, называются ON-события, а относительно диаметрально противоположной точки считаются фоновыми — OFF-события. Такой подход позволяет не тратить дополнительное время на набор данных из области неба, где источник отсутствует, что необходимо для оценки статистической значимости наблюдений, а также исключает влияние систематических ошибок, связанных с конкретной областью камеры.

Полная обработка данных этого сезона не завершена, тем не менее можно заключить, что телескопы комплекса сдали “первый экзамен” — выделены гамма-кванты от Крабовидной туманности на уровне значимости больше шести сигм [20] и на уровне значимости пяти сигм от блазара Мрк-421 [21].

Кратко опишем процедуру обработки данных. Данные камеры телескопа содержат амплитуду сигналов с пикселей и время выработки локального триггера. Данные приходящие в течение двух минут записываются в один файл. На первом этапе данные с различных кластеров объединяются в одно событие по времени локального триггера. Далее по данным восстанавливается пьедестал АЦП для данного пикселя и RMS размытия пьедестала для данного двухминутного интервала. После вычитания значения пьедестала амплитуда данного пикселя с использованием данных калибровки переводилась в фотоэлектроны (ф.э.). Величина RMS ( $\sigma$ ) пьедестала зависит от уровня фоновой засветки и находится в интервале от 1.5 до 3 ф.э. Следующим этапом является процедура очистки (cleaning) пикселей, в которых амплитуды сигналов определяются числом фотонов черенковского света ШАЛ от пикселей, в которых сигналы формировались за счет флуктуация светового фона. Для этого использовался следующий подход: все пиксели с амплитудой выше  $6\sigma$  относились к пикселям от ШАЛ, так же как и пиксели с амплитудой выше  $3\sigma$ , если имелся соседний пиксель с амплитудой выше  $6\sigma$ . После проведения процедуры очистки, дополненной ограничением снизу на число пикселей в событии ( $N_{\text{pix}} \geq 4$ ), темп счета событий уменьшался до  $\sim 10$  Гц в условиях отличной погоды. В анализ были включены периоды наблюдения с темпом счета выше 6 Гц. Время наблюдения источника с таким темпом счета за безлунные периоды с начала ноября по 6 декабря составило 40.5 ч.

Дальнейший анализ проводился с использованием параметров Хилласа [22]: WIDTH, LENGTH, DIST, ALPHA (рис. 4). Угол ALFA — угол между большой осью эллипса Хилласа и линией, соединяющий центр тяжести изображения и точку ка-

меры, в которую попадет в данный момент источник. Другой важный для анализа параметр SIZE — сумма всех фотоэлектронов в изображении ШАЛ после процедуры очистки. Параметр SIZE является хорошей оценкой энергии ШАЛ при условии, что ось ШАЛ находится на расстоянии не больше 120 м от телескопа. SIZE  $\sim 100$  ф.э. примерно соответствует энергии ШАЛ от гамма-кванта с энергией 3 ТэВ. Для выделения сигнала от гамма-квантов надо подавить число адронных событий в  $10^4$  раз. Для нашей камеры это становится возможным при подборе оптимальных катов сверху на параметры Хилласа при условии, что SIZE  $> 100$  ф.э. и ALFA  $< 10^\circ$ . Моделирование показывает, что для ШАЛ от гамма-квантов от источника величина угла ALFA меньше  $15^\circ$ , а для фоновых ШАЛ от космических лучей ALFA распределено равномерно от  $0^\circ$  до  $90^\circ$ . На рис. 5 приведены распределения по углу ALFA для ON- и OFF-событий при подобранных катах на параметры Хилласа, при параметре SIZE  $> 130$  ф.э. Разность между числом ON- и OFF-событий при ALFA  $< 10^\circ$  равна 164. Статистическая значимость этого избытка событий составляет  $6.3\sigma$  по методике Li и Ma [24].

При энергии гамма-квантов выше 10 ТэВ становится возможным использовать стереоскопический подход — ШАЛ от гамма-квантов регистрируется двумя и большим числом телескопов. Такой подход показал свою эффективность в современных гамма-обсерваториях (MAGIC, H.E.S.S., VERITAS) при расстоянии между телескопами до 100 м. Стереоскопический подход будет использован и в СТА, малые телескопы будут расположены на расстоянии 250 м. Пример имиджа ШАЛ, зарегистрированного нашими двумя телескопами, показан на рис. 6.

При энергиях выше 40 ТэВ становится возможным новый “гибридный” подход к регистрации гамма-квантов — регистрация ШАЛ как телескопами, так и установкой TAIGA-HiSCORE. Главным преимуществом работы АЧТ в сети широкоугольных черенковских станций является более эффективное выделение событий от гамма-квантов из фона ШАЛ от заряженных космических лучей. Информация о параметрах имиджа ШАЛ (параметрах Хилласа) дополняется параметрами ШАЛ (положение оси, направление прихода ШАЛ, энергия), которые хорошо восстанавливаются широкоугольной установкой TAIGA-HiSCORE. Первые “гибридные” события от гамма-квантов с энергией 45–60 ТэВ уже выделены [25].

## 5. ШИРОКОУГОЛЬНАЯ КАМЕРА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ

Для выделения событий от гамма-квантов на фоне ШАЛ от заряженных КЛ данные от установ-

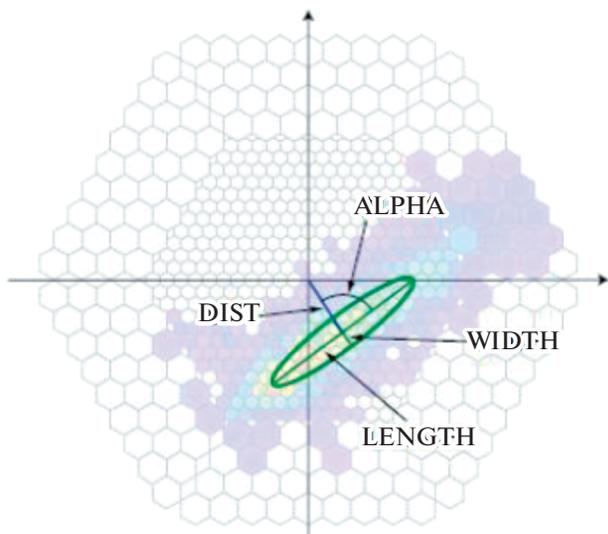


Рис. 4. Параметризация изображения ШАЛ с помощью параметров Хилласа [23].

ки TAIGA-HiSCORE объединяются с данными об изображениях ШАЛ, получаемых АЧТ установки TAIGA-IACT. Главный недостаток сочетания этих установок — существенное отличие в их апертурах. При диаметре поля зрения камеры около десяти градусов телесный угол АЧТ установки TAIGA-IACT в 25 раз меньше, чем телесный угол установки TAIGA-HiSCORE, и только 4% событий, зарегистрированных установкой TAIGA-HiSCORE, попадают в поле зрения АЧТ.

Для исправления этого недостатка разрабатываются телескопы с диаметром поля зрения 15° и

эффективной площадью 1 м<sup>2</sup>. Энергетический порог этих телескопов составит примерно 10 ТэВ. В перспективе диаметр поля зрения новых телескопов может быть доведен до шестидесяти градусов и сравняться с апертурой установки TAIGA-HiSCORE. В качестве фотодетекторов в новой камере будет использовано около 1200 кремниевых фотоумножителей (SiPM). Камера на основе SiPM имеет ряд преимуществ: SiPM не деградируют от сильного светового фона, имеют одинаковые параметры, требуют напряжения питания только в несколько десятков вольт, компактны, легки и потребляют мало энергии. Оптическая система телескопа разрабатывается с использованием линз Френеля.

Для проведения длительных испытаний SiPM и измерительной системы на их основе разработан экспериментальный образец телескопа SIT (Small Imaging Telescope) на базе 49 SiPM типа MicroFC-SMTPA-60035 и установлен для совместной работы с установкой TAIGA-HiSCORE. В телескопе использована оптическая система Шмидта с углом обзора ± десять градусов и площадью входного окна 0.1 м<sup>2</sup>. SIT установлен в стандартный оптический контейнер установки TAIGA-HiSCORE и подключен к системе сбора данных этой установки. По данным установки TAIGA-HiSCORE можно восстановить направление прихода, энергию и положение оси ШАЛ, вызвавшего срабатывания телескопа SIT и тем самым изучить эффективность регистрацию ШАЛ этим телескопом.

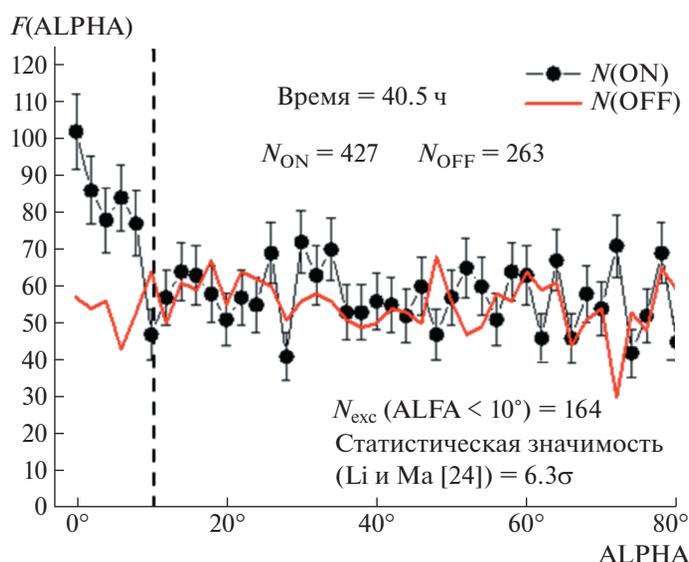


Рис. 5. Распределения по параметру ALFA, для ON и OFF событий (красная линия) после применения системы ограничения на параметры Хилласа, SIZE > 130 ф.э. Избыток событий для ALFA < 10° равен 164.

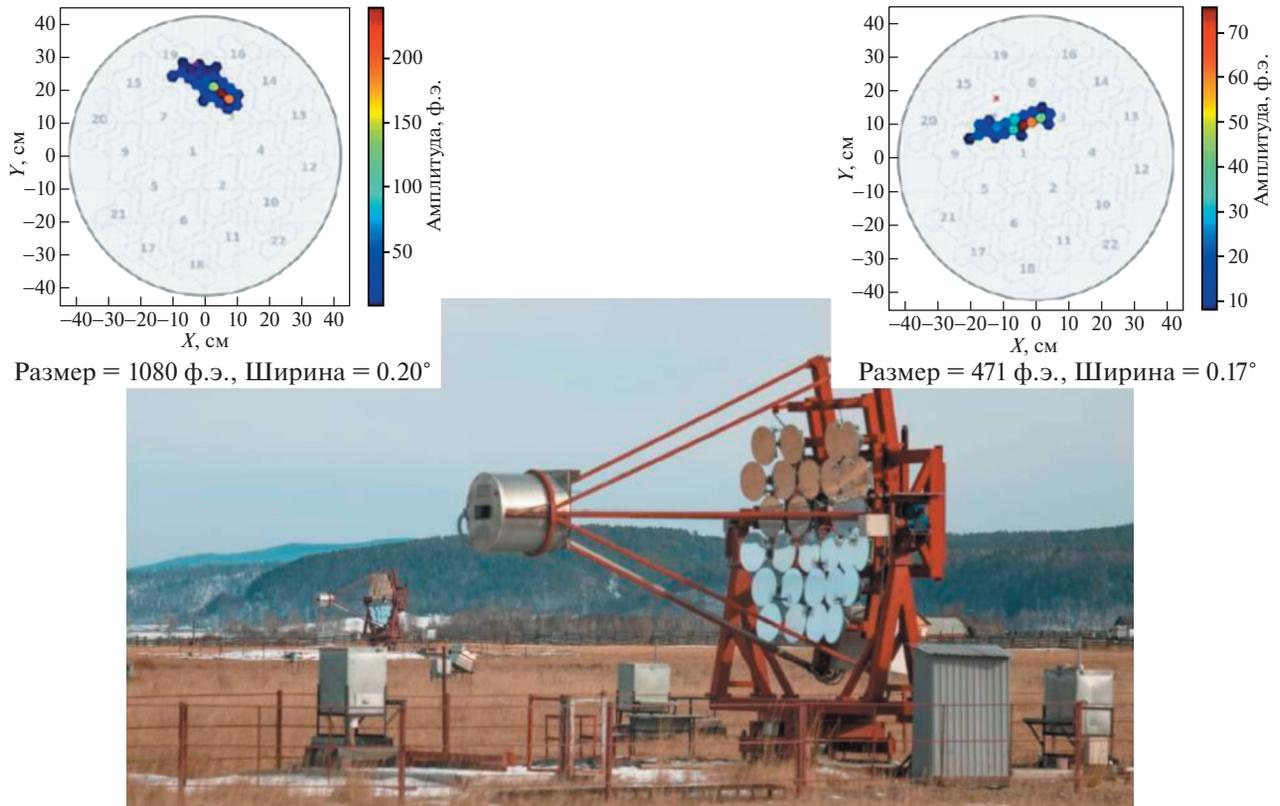


Рис. 6. Два первых телескопа комплекса TAIGA и пример изображения совместного события в двух камерах.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В конце 2020 г. завершается развертывание первой очереди астрофизического комплекса TAIGA. Результаты, полученные в сезоне 2019–2020 гг., внушают оптимизм в возможности выполнения описанной в разделе 2 научной программы. Ближайшее развитие комплекса на один–два года связано с началом работы четвертого атмосферного телескопа и широкоугольной камеры на кремниевых фотоумножителях. Существует и более амбициозный план развития астрофизического комплекса в Тункинской долине, но реализация этого плана во многом зависит от дополнительного финансирования. Возможное расширение комплекса TAIGA до площади 10 км<sup>2</sup> целесообразно проводить на территории, расположенной на высоте 2000 м над уровне моря, при более высоком проценте безоблачных ночей по сравнению с Тункинской долиной.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Минобрнауки России (гос. задание FZZE-2020-0024, соглашение № 075-15-2019-1631), РФФ (проекты: 19-72-20067 (разд. 4), 19-72-20173 (разд. 3.2), 19-72-00010 (разд. 3.3), 19-72-20230 (разд. 5)), РФФИ (проекты № 19-52-44002, 19-32-60003).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Budnev N. et al. // *Astropart. Phys.* 2013. V. 50–52. P. 18–25.
2. Berezhnev S. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2012. V. 692. P. 98–106.
3. Budnev N. et al. // *Astropart. Phys.* 2020. V. 117. P. 102406.
4. Monkhoev R.D. et al. // *Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys.* 2017. V. 81. P. 4.
5. Schröder G. et al. // *EPJ Web Conf.* 2017. V. 135. P. 01003.
6. Budnev N. et al. (TAIGA Collab.) // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2017. V. 845. P. 330–333.
7. Aharonian F. (HESS Collab.) // *Astropart. Phys.* 2011. V. 34. P. 738–747.
8. Acciari V. (VERITAS Collab.) // *Astrophys. J. Lett.* 2011. V. 730. P. L20.
9. Albert et al. (MAGIC Collab.) // *Astrophys. J.* 2006. V. 639. P. 761–765.
10. Acharya B.S. et al. (CTA Collab.) // *Astropart. Phys.* 2013. V. 43. P. 3.
11. Amenomori M. et al. (Tibet Collab.) // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123. No. 5. P. 051101; arXiv: 1906.05521.
12. Sinnis G. (on behalf of the Milagro and HAWC Collabs.) // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2010. V. 623. P. 410.
13. An Q. et al. // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* 2011. V. 644. P. 11–17.
14. Kuzmichev L.A. (TAIGA Collab.) // *Phys. At. Nucl.* 2018. V. 81. P. 497–507.

15. Gress O. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2016. V. 845. P. 367–372.
16. Zhurov D. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1181. P. 012045.
17. Lubsandorzhev N. et al. (TAIGA Collab.) // PoS(ICRC2017). 2017. P. 757.
18. Astapov I. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2019. V. 936. P. 254–256.
19. Fomin V.P. et al. // Astropart. Phys. 1994. V. 2. No. 2. P. 137–150.
20. Budnev N. et al. (TAIGA Collab.) // Report at Int. Conf. INSTR-2020. Feb. 24–28, 2020, Novosibirsk.
21. Volchugov P. Master's Thesis. 2020. Moscow: Mosc. State Univ. (in Russian).
22. Hillas A.M. // Proc. 19<sup>th</sup> Int. Cosmic Ray Conference, La Jolla, USA, 1985.
23. Albert J. et al. // Astrophys. J. 2008. V. 674. P. 1037–1055.
24. Li T.-P., Ma Y.-Q. // Astrophys. J. 1983. V. 272. P. L317.
25. Kuzmichev L. et al. (TAIGA Collab.) // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 2020. V. 952. P. 161830.

## Experimental Complex TAIGA

L. Kuzmichev<sup>1,\*</sup>, I. Astapov<sup>2</sup>, P. Bezyazykov<sup>3</sup>, M. Blank<sup>4</sup>, Ye. Bonvech<sup>1</sup>, A. Borodin<sup>5</sup>, M. Brückner<sup>6</sup>, N. Budnev<sup>3</sup>, A. Bulan<sup>1</sup>, A. Vaidyanathan<sup>7</sup>, R. Wischnewski<sup>6,5</sup>, P. Volchugov<sup>1</sup>, D. Voronin<sup>8</sup>, A. Gafarov<sup>3</sup>, O. Gress<sup>3</sup>, T. Gress<sup>3</sup>, O. Grishin<sup>1</sup>, A. Garmash<sup>7,9</sup>, V. Grebenyuk<sup>5,10</sup>, A. Grinyuk<sup>5</sup>, A. Dyachok<sup>3</sup>, D. Zhurov<sup>3</sup>, A. Zagorodnikov<sup>3</sup>, A. Ivanova<sup>9,3</sup>, N. Kalmykov<sup>1</sup>, Yu. Kazarina<sup>3</sup>, V. Kindin<sup>2</sup>, V. Kiryukhin<sup>3</sup>, R. Kokoulin<sup>2</sup>, K. Kompaniets<sup>2</sup>, E. Korosteleva<sup>1</sup>, V. Kozhin<sup>1</sup>, E. Kravchenko<sup>7,10</sup>, A. Kryukov<sup>1</sup>, A. Chiavassa<sup>11</sup>, A. Lagutin<sup>12</sup>, Yu. Lemeshev<sup>3</sup>, B. Lubsandorzhev<sup>8</sup>, N. Lubsandorzhev<sup>1</sup>, R. Mirgazov<sup>3</sup>, R. Mirzoyan<sup>13,1</sup>, R. Monkhoev<sup>3</sup>, E. Osipova<sup>1</sup>, A. Pakhorukov<sup>3</sup>, A. Pan<sup>5</sup>, M. Panasyuk<sup>1</sup>, L. Pankov<sup>3</sup>, A. Petrukhin<sup>2</sup>, D. Podgrudkov<sup>1</sup>, V. Poleshchuk<sup>3</sup>, M. Popesku<sup>14</sup>, Ye. Popova<sup>8</sup>, A. Porelli<sup>6,5</sup>, E. Postnikov<sup>1</sup>, V. Prosin<sup>1</sup>, V. Ptuskin<sup>15</sup>, A. Pushnin<sup>3</sup>, R. Raikin<sup>12</sup>, G. Rubtsov<sup>8</sup>, E. Ryabov<sup>3</sup>, Ya. Sagan<sup>5,10</sup>, V. Samoliga<sup>3</sup>, A. Silaev<sup>1</sup>, A. Silaev, Jr.<sup>1</sup>, A. Sidorenkov<sup>8</sup>, A. Skurikhin<sup>1</sup>, M. Slunechka<sup>5</sup>, A. Sokolov<sup>7,9</sup>, L. Sveshnikova<sup>1</sup>, Ya. Suvorkin<sup>3</sup>, V. Tabolenko<sup>3</sup>, A. Tanaev<sup>3</sup>, B. Tarashchansky<sup>3</sup>, M. Ternovoy<sup>3</sup>, L. Tkachev<sup>5,10</sup>, M. Tluczykont<sup>4</sup>, N. Ushakov<sup>8</sup>, O. Fedorov<sup>3</sup>, D. Horns<sup>4</sup>, D. Chernov<sup>1</sup>, D. Chernykh<sup>3</sup>, D. Shipilov<sup>3</sup>, and I. Yashin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University (MSU), Moscow, 119991 Russia

<sup>2</sup>National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

<sup>3</sup>Institute of Applied Physics, Irkutsk State University (ISU), Irkutsk, 664003 Russia

<sup>4</sup>Institute for Experimental Physics, University of Hamburg, Hamburg, D-20148 Germany

<sup>5</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

<sup>6</sup>Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Zeuthen, D-15738 Germany

<sup>7</sup>Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>8</sup>Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

<sup>9</sup>Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

<sup>10</sup>Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141982 Russia

<sup>11</sup>Department of General Physics, University of Torino, and INFN, Torino, 10125 Italy

<sup>12</sup>Altay State University, Barnaul, 656049 Russia

<sup>13</sup>Planck Institute for Physics, Munich, D-80805 Germany

<sup>14</sup>Institute of Space Science, Bucharest-Magurele, 077125 Romania

<sup>15</sup>Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation (IZMIRAN), Russian Academy of Sciences, Moscow, 108840 Russia

\*e-mail: kuz@dec1.sinp.msu.ru

Received June 9, 2020; revised June 14, 2020; accepted June 15, 2020

**Abstract**—The article describes the TAIGA astrophysical complex (Tunka Advanced Instrument for cosmic ray physics and Gamma-ray Astronomy), the deployment of the first stage of which is completed in the Tunka valley, 50 km from lake Baikal. The scientific program of the complex, the first results and plans for further development of the complex are discussed.

**Keywords:** cosmic gamma-rays radiation, Cherenkov light, extensive air shower, imaging atmospheric telescope (IACT)

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126

### ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ПОИСКУ И ИЗУЧЕНИЮ ЭКЗОТИЧЕСКИХ СОСТОЯНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ D0

© 2020 г. А. В. Попов\* (для коллаборации D0)

НИИ “Курчатовский институт” – ИФВЭ, Протвино, Московская обл., 142281 Россия

\*E-mail: popov\_al@ihep.ru

Поступила в редакцию 10.06.2020 г.

После доработки 15.06.2020 г.

Принята к публикации 15.06.2020 г.

В статье представлены последние результаты по исследованию экзотических многокварковых состояний в эксперименте D0 (Фермилаб, США). Они включают в себя поиск и исследование состояния  $Z_c(3900)$  в полуинклюзивных распадах  $b$ -адронов, а также поиск прямого рождения  $Z_c(3900)$  в  $p\bar{p}$  взаимодействиях. Также в докладе представлены результаты по поиску инклюзивного рождения пятикварковых состояний  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  в эксперименте D0.

*Ключевые слова:* квантовая хромодинамика, тетракварк, пентакварк, мезон, барион, экзотические состояния, эксперимент

DOI: 10.1134/S2079562920010108

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Пожалуй, одним из главных поворотных пунктов в нашем понимании спектра субатомных частиц, было почти одновременное опубликование Гелл-Маном [1] и Цвейгом [2] работ, описывающих строение адронов как комбинацию частиц с дробным зарядом и барионным числом  $B = 1/3$ , которые Гелл-Ман назвал “кварками” ( $q$ ). Изначально, в кварковой модели были представлены кварки трех различных ароматов:  $q = u^{+2/3}, d^{-1/3}$  и  $s^{-1/3}$  (сейчас они называются “легкими” кварками), а также их античастицы с  $B = -1/3$ :  $\bar{q} = \bar{u}^{-2/3}, \bar{d}^{+1/3}$  и  $\bar{s}^{+1/3}$ . Наиболее “экономичными” комбинациями кварков для получения мезонов ( $B = 0$ ) и барионов ( $B = 1$ ) являются  $q\bar{q}$  и  $qqq$  соответственно. Однако, оба автора отмечали в своих работах, что возможны и более сложные структуры с целым зарядом и  $B = 0, 1$ , такие как  $qq\bar{q}\bar{q}$  (“тетракварк”) и  $qqqq\bar{q}$  (“пентакварк”). Но тут надо отметить, что подобные частицы не были известны ни во время публикации вышеупомянутых работ, ни долгое время после этого.

Ситуация изменилась коренным образом с открытием в 2003 г. в коллаборации Belle состояния  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  [3]. Хотя до сих пор не очевидно, что кварковый состав  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) является “экзотическим”, все же интерпретация этого состояния как классического  $c\bar{c}$  мезона, принимая во внимание его квантовые числа

$J^{PC} = 1^{++}$ , встречается с большими трудностями. После открытия  $X(3872)$  было открыто еще более 20 кандидатов в “экзотические” мезоны и барионы, как на  $B$ -фабриках, так и на адронных коллайдерах Тэватрон и LHC [4].

#### 2. ИЗУЧЕНИЕ СОСТОЯНИЯ $Z_c(3900)$

##### 2.1. Свидетельство рождения $Z_c(3900)$ в полуинклюзивных распадах $b$ -адронов

Состояние  $Z_c(3900)$  было открыто в экспериментах BESIII и Belle в массовом спектре  $J/\psi \pi$  в распадах другого кандидата в “экзотические” состояния  $\psi(4260) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  [5, 6]. Масса и ширина  $Z_c(3900)$ , измеренные в эксперименте BESIII, составили  $m = 3899.0 \pm 6.1$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 46 \pm 22$  МэВ. Позже, в эксперименте BESIII при изучении систем  $D^0 D^{*\pm}$  и  $D^\pm D^{*0}$  был обнаружен хорошо заметный пик в массовом спектре системы вблизи порога ее рождения [7]. Масса и ширина этого нового состояния, измеренные по этим данным, составили  $m = 3883.9 \pm 4.5$  МэВ/ $c^2$  и  $\Gamma = 25 \pm 12$  МэВ. Поскольку масса последнего состояния оказалась заметно меньше, чем у  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi$ , ему было дано другое имя –  $Z_c(3885)$ . Однако следует отметить, что при измерении массы и ширины в обоих случаях были

проигнорированы эффекты возможной интерференции с когерентной компонентой нерезонансного фона, что, как известно, может вызвать значительное систематическое смещение при оценке массы. Поэтому можно с большой долей уверенности предположить, что в обоих случаях мы имеем дело с одним и тем же резонансом  $Z_c(3900)$ . В эксперименте BESIII также было измерено сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$  в диапазоне энергий 3.77–4.6 ГэВ и показано, что  $\psi(4260)$ , вероятно, состоит из двух состояний: узкого в области 4.22 ГэВ (обозначенного в Particle Data Group (PDG) [8] как  $\psi(4260)$ ) и более широкого в области 4.32 ГэВ, обозначенного как  $\psi(4360)$  [9]. Надо отметить также, что до сих пор не было свидетельств рождения  $Z_c(3900)$  в распадах  $b$ -адронов в двухступенчатом процессе  $H_b \rightarrow \psi(4260) + anything$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , где  $H_b$  представляет собой адрон, содержащий в своем составе валентный  $b$ -кварк.

В эксперименте D0, на статистике  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ , был выполнен поиск состояния  $Z_c(3900)$  в вышеупомянутом двухступенчатом процессе [10]. Для этого анализа был использован набор данных, отобранный ранее для изучения распадов  $b$ -адронов содержащий  $J/\psi$ -мезон и пару противоположно заряженных частиц, причем все три частицы должны приходиться из смещенной (вторичной) вершины распада. В данном анализе предполагалось (если не оговорено обратное), что заряженные частицы являются пионами. Отбирались события с инвариантной массой, лежащей в интервале  $4.1 < m(J/\psi \pi^+\pi^-) < 5.0 \text{ ГэВ}/c^2$ . Этот интервал включает в себя возможные состояния  $\psi(4260)$  и, с одной стороны, лежит достаточно высоко, чтобы включать в себя рождение  $Z_c(3900)$ , но, с другой стороны, достаточно низко, чтобы не включать в себя полностью реконструированные распады  $b$ -адронов на конечные состояния  $J/\psi h^+h^-$ , где  $h$  обозначает пион, каон или протон.

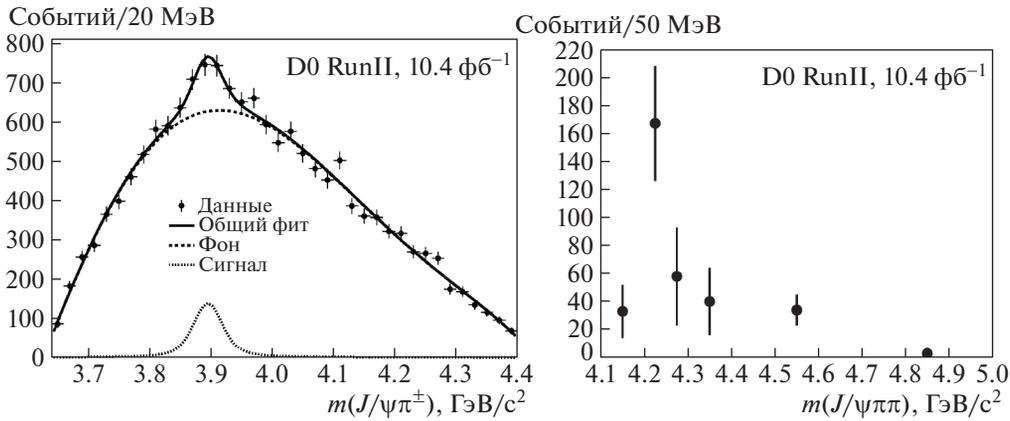
Условия для отбора событий включали в себя наличие пары противоположно заряженных мюонов и заряженной частицы с поперечным импульсом  $p_T > 1 \text{ ГэВ}/c$ , исходящих из одной вершины с  $\chi^2 < 10$  для 3 степеней свободы. Реконструированная инвариантная масса двух мюонов должна была лежать в интервале  $2.92 < m(\mu^+\mu^-) < 3.25 \text{ ГэВ}/c^2$ , соответствующем массе  $J/\psi$ . Чтобы отобрать события от распадов  $b$ -адронов, вершина распада  $J/\psi + 1track$  должна была быть смещена относительно первичной вершины в поперечной плоскости как минимум на  $5\sigma$ , а значимость попереч-

ного прицельного параметра  $IP/\sigma(IP)$  для адронного трека должна была быть больше 2. Для отобранных комбинаций  $J/\psi + 1track$  требовалось наличие еще одного трека с  $p_T > 0.8 \text{ ГэВ}/c$  и зарядом, противоположным заряду первого трека, таким образом формирующим систему  $J/\psi + 2tracks$ . Значимость прицельного параметра для второго трека должна была быть больше 1, а его вклад в  $\chi^2$  для вершины  $J/\psi + 2tracks$  должен был быть меньше 6. Фоновые события от распадов  $K^* \rightarrow K\pi$  и  $\phi \rightarrow KK$  удалялись с помощью условий на инвариантные массы  $K\pi$  и  $KK$  соответственно. Фон от конверсии фотонов также удалялся с помощью условия на  $m(\pi^+\pi^-)$ .

Полученное распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  показано на рис. 1 (левый). Это распределение фитировалось с помощью суммы резонансного сигнала, параметризованного функцией релятивистского Брейт–Вигнера с фиксированной шириной  $\Gamma = 28.2 \text{ МэВ}$  и свернутого с разрешением по массе, составляющим для данного диапазона энергий  $17 \pm 2 \text{ МэВ}$ , и некогерентного фона, параметризованного с помощью полиномов Чебышева 1-го рода. Количество событий в сигнале, полученное в результате фита, составило  $N = 502 \pm 92$  (стат.)  $\pm 64$  (сист.), а полученное значение массы составило  $m = 3895.0 \pm 5.2$  (стат.) $_{-2.7}^{+4.0}$  (сист.)  $\text{МэВ}/c^2$ . Локальная статистическая значимость сигнала, определяемая как  $\sqrt{-2 \cdot \ln(\mathcal{L}_0/\mathcal{L}_{\max})}$ , где  $\mathcal{L}_0, \mathcal{L}_{\max}$  являются значениями функции правдоподобия для фита, в котором величина сигнала фиксируется на нуле и лучшего полученного фита соответственно, составило 5.6 $\sigma$ .

Систематические ошибки, принимаемые во внимание в данном анализе, включали в себя неопределенности, связанные с калибровкой и реконструкцией массы; неопределенности, связанные с параметризацией сигнала и фона; неопределенности, связанные с выбором ширины бина и изменением ширины сигнала. Если принять во внимание систематические ошибки, статистическая значимость сигнала уменьшается с 5.6 $\sigma$  до 4.6 $\sigma$ .

Был также произведен фит распределения по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  в шести интервалах по инвариантной массе  $J/\psi \pi^+\pi^-$ , выбранных так, чтобы соответствовать состояниям  $\psi(4260)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7, 4.7–5.0  $\text{ГэВ}/c^2$ . В этих интервалах содержится приблизительно одинаковое число событий. Дифференциальное распределение по выходам



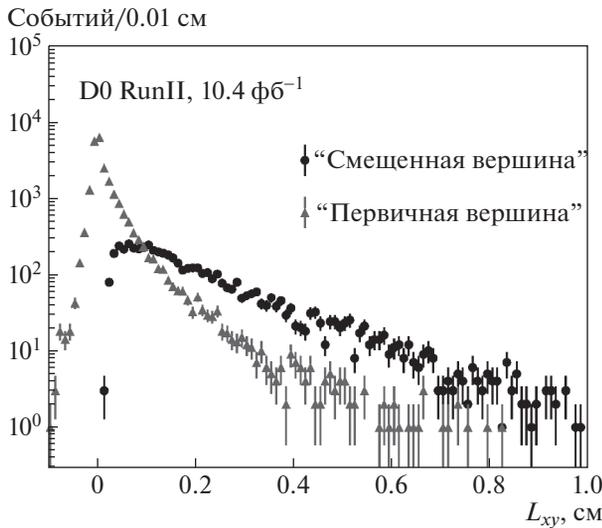
**Рис. 1.** Слева: распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для отобранных событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$   $\text{ГэВ}/c^2$ . Сплошная линия представляет собой общий результат фита. Штриховая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов Чебышева 5-го порядка, пунктирная линия показывает вклад сигнала. Справа: нормированные выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  для шести интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.25, 4.25–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.7 и 4.7–5.0  $\text{ГэВ}/c^2$ . Точки располагаются в центрах соотв. бинов (см. текст).

сигнала, полученное с помощью вышеупомянутых фитов показано на рис. 1 (правый). Хорошо видно, что наибольшая величина нормированного выхода приходится на интервал  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.25$   $\text{ГэВ}/c^2$ , что соответствует положению состояния  $\psi(4260)$ .

Также было измерено отношение числа событий от сигнала  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в диапазоне масс  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.7$   $\text{ГэВ}/c^2$  к числу событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . Для отбора последних использовались те же самые условия, что и для отбора событий  $J/\psi\pi^+\pi^-$  за исключением условия на  $K^*$ , которое было “реверсировано” (требовалось, чтобы хотя бы одна пара  $K^\pm\pi^\mp$  в событии имела инвариантную массу, соответствующую массе  $K^*$ . Если в событии имелись несколько таких пар, выбиралась пара с инвариантной массой наиболее близкой к массе  $K^*$ ). Соответствующее распределение по инвариантной массе  $J/\psi K^*$  фитировалось для получения числа событий от распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , а затем вычислялось отношение  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*)$ . Поскольку топология обоих процессов очень похожа, а кинематические условия обеспечивают равномерную эффективность реконструкции треков, можно предположить, что члены, связанные с эффективностью, сокращаются в получаемом отношении. Измеренная величина этого отношения составила  $0.085 \pm 0.019$ .

Коллаборация Belle не обнаружила статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm$  в распаде  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  [11]. Мы исследовали распределение по инвариантной массе  $J/\psi\pi^\pm$  для событий, соответствующих этому распаду, за исключением событий, соответствующих распаду  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K^*$ . Не было обнаружено значимых свидетельств присутствия  $Z_c^\pm(3900)$  в этих событиях и был получен верхний предел на значение отношения к распаду  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , составивший 0.015 при 90% C.L.

Суммируя полученные результаты можно отметить, что исследование полуинклюзивных распадов  $b$ -адронов  $H_b \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^- + anything$  в эксперименте D0 предоставило свидетельства рождения состояния  $Z_c^\pm(3900)$ , которое коррелировано с системой  $J/\psi\pi^+\pi^-$  в диапазоне инвариантных масс 4.2–4.7  $\text{ГэВ}/c^2$ , включающем в себя нейтральные  $c\bar{c}$ -подобные состояния  $\psi(4260)$  и  $\psi(4360)$  [10]. Статистическая значимость сигнала, с учетом систематических ошибок, составила 4.6 $\sigma$ . Было измерено значение отношения  $N(Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi\pi^\pm)/N(B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*) = 0.085 \pm 0.019$ . Также, был подтвержден вывод [11] об отсутствии статистически значимого сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  в распадах  $\bar{B}^0 \rightarrow J/\psi\pi^\pm K^\mp$  и получен верхний предел на отношение скорости распадов  $B_d^0 \rightarrow Z_c^\pm(3900)K^\mp$



**Рис. 2.** Длина распада  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  в поперечной плоскости для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ . Черными кружками показано распределение для событий из набора “смещенной вершины”. Серыми треугольниками показано распределение для событий из набора “первичной вершины” (см. текст).

относительно  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^*$ , который составил 0.015 при 90% С.Л.

## 2.2. Поиск прямого рождения $Z_c(3900)$

Известно, что в столкновениях адронов с высокой энергией чармониум рождается как в прямом рождении, через процессы квантовой хромодинамики, так и в непрямом рождении, через распады  $b$ -адронов. Для  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  мезонов фракция, соответствующая непрямому рождению, растет с ростом поперечного импульса, но фракция, соответствующая прямому рождению, все равно доминирует практически во всем диапазоне по  $p_T$  [12]. Хотя в настоящее время мы обладаем гораздо меньшим объемом информации относительно “экзотических” состояний, имеющиеся данные о таких состояниях, как  $X(3872)$  ( $\chi_{c1}(3872)$ ) и  $X(4140)$  ( $\chi_{c1}(4140)$ ) также свидетельствуют о большой фракции прямого рождения для этих состояний [13–16]. В этой связи представляет интерес поиск прямого рождения состояния  $Z_c(3900)$ .

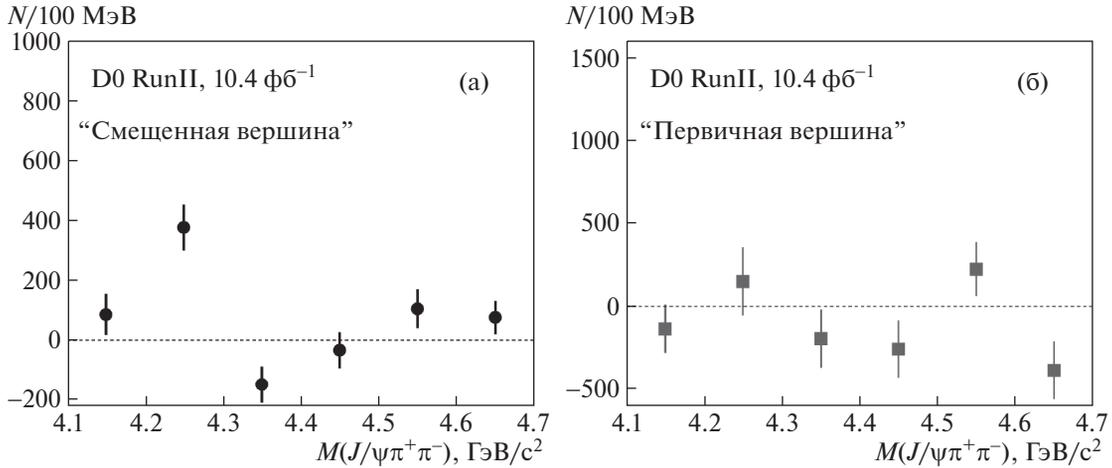
Такой поиск был произведен в эксперименте D0 с использованием набора данных, включающего в себя  $J/\psi$  мезоны как от непрямого, так и от прямого рождения. Кроме того, для получения этого набора данных использовался улучшенный алгоритм поиска треков, оптимизированный для треков с малым  $p_T$  [17]. Это позволило увеличить

используемую статистику приблизительно на 50% по сравнению с предыдущим анализом.

Отбирались события, содержащие  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  вместе с парой противоположно заряженных частиц, которые рассматривались как пионы, с  $p_T > 0.7 \text{ ГэВ}/c$ . Параметры треков ( $p_T$ , координаты, направление) уточнялись с помощью кинематического фита, в котором предполагалось, что мюоны родились в распаде  $J/\psi$ , а  $J/\psi$ , в свою очередь, имеет общую вершину с двумя другими треками. Масса  $J/\psi$  в фите фиксировалась на среднем мировом значении [8]. Полученные параметры использовались для вычисления поперечной длины распада  $\vec{L}_{xy}$ , инвариантной массы системы  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-)$  и масс двух комбинаций  $m(J/\psi \pi)$ . Большая из них бралась в качестве массы кандидата в  $Z_c^\pm(3900)$ .

Как и в предыдущем анализе требовалось, чтобы инвариантная масса системы  $J/\psi \pi^+ \pi^-$  лежала в диапазоне  $4.1 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.7 \text{ ГэВ}/c^2$ . Все данные делились на два неперекрывающихся набора — события со смещенной вершиной (условия их отбора были такими же, как и в предыдущем анализе) и все остальные события, которые составили набор “первичной вершины”. Распределение по величине  $L_{xy}$  для обоих наборов (“смещенной вершины” и “первичной вершины”) показано на рис. 2.

Также, как и в предыдущем анализе, был произведен фит распределения по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^\pm)$  в шести интервалах по инвариантной массе  $m(J/\psi \pi^+ \pi^-)$ : (4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6, 4.6–4.7)  $\text{ГэВ}/c^2$ . Как и в предыдущем случае, сигнал параметризовался с помощью функции релятивистского  $S$ -волнового Брейт-Вигнера, свернутого с функцией Гаусса, представляющей разрешение по массе. Для данного набора фитов масса и ширина  $Z_c^\pm(3900)$  были зафиксированы на значениях  $m = 3893.3 \pm 2.7 \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 36.8 \pm 6.5 \text{ МэВ}$ . Эти величины были получены как средние для канала  $J/\psi \pi$ , вычисленные по данным PDG [8]. Для параметризации фона использовались полиномы Чебышева первого рода, в случае событий из набора “смещенной вершины” — четвертого порядка, в случае событий из набора “первичной вершины” — пятого. Выбор степени полиномов выполнялся из условия минимизации теста AIC (Akaike Information Test [18]).



**Рис. 3.** Выходы сигнала  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ для шести интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ : 4.1–4.2, 4.2–4.3, 4.3–4.4, 4.4–4.5, 4.5–4.6 и 4.6–4.7  $\text{ГэВ}/c^2$  для (а) набора “смещенной вершины” и (б) набора “первичной вершины” (см. текст). Точки располагаются в центрах соотв. бинов.

Результаты фита показаны на Рис. 3 в виде выходов для событий сигнала от  $Z_c^\pm(3900)$  на бин шириной 100 МэВ по массе  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ .

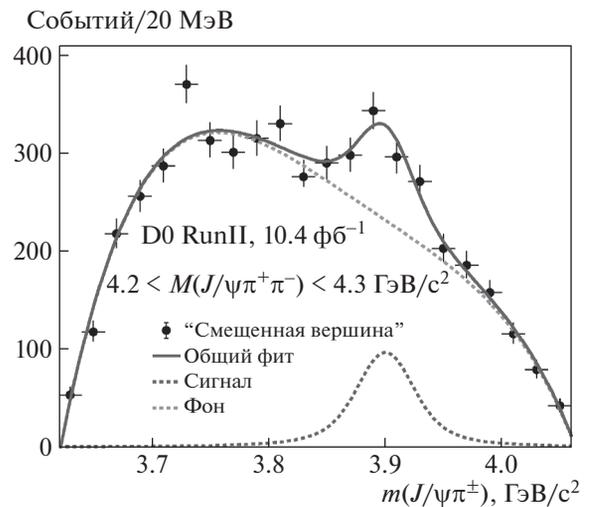
Для набора “смещенной вершины”, в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ , хорошо виден сигнал от  $Z_c^\pm(3900)$ , согласующийся с происхождением от распада  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ , локальная статистическая значимость которого составляет  $5.2\sigma$ . Также можно отметить, что для набора “первичной вершины” не наблюдается статистически значимого сигнала в любом из рассматриваемых интервалов по  $m(J/\psi\pi^+\pi^-)$ .

Для набора “смещенной вершины”, в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ , был также проведен отдельный фит, в котором масса и ширина сигнала не фиксировались. Из этого фита, показанного на рис. 4, были получены следующие значения массы и ширины для состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2} \text{ МэВ}/c^2$ ,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28} \text{ МэВ}$ . Число событий в сигнале составило  $N = 364 \pm 156$ , а локальная статистическая значимость —  $5.4\sigma$ .

Акцептанс для событий из набора “смещенной вершины” ( $H_b \rightarrow \psi(4260) + \text{anything}$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ) измерялся с помощью распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K^+\pi^\mp$ , при этом предполагалось, что распределения по длине распада и ее ошибке для распада  $B_d^0$  хорошо воспроизводят такие распределения для “среднего”  $b$ -адрона. При отборе событий использовались те же критерии, что и при отборе событий для набора “смещенной верши-

ны”. Измеренное таким образом значение акцептанса составило  $A = 0.66 \pm 0.02$ .

Систематические ошибки для данного анализа включают в себя ошибки калибровки и разрешения по массе; ошибку, связанную с выбором формы фона; ошибку, связанную с выбором набора



**Рис. 4.** Распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi\pi^\pm)$  для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi\pi^+\pi^-) < 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$  и набора “смещенной вершины”. Сплошной линией показан общий результат фита; темной штриховой линией показан сигнал, параметризованный с помощью функции релятивистского Брейт–Вигнера с нефиксированной массой и шириной; светлой штриховой линией показан фон, параметризованный с помощью полиномов Чебышева четвертого порядка.

триггеров; ошибку определения аксептанса для событий набора “смещенной вершины”; ошибки, связанные с параметризацией сигнала.

Используя результаты фитов для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины” вместе в величину аксептанса для событий набора “смещенной вершины”, можно получить откорректированные с учетом аксептанса числа событий для прямого и непрямого рождения и, соответственно, их отношение. Эти величины определялись для диапазона  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ , в котором сигнал является статистически значимым. Полученный результат для числа событий от непрямого рождения составил  $N_{\text{nonprompt}} = 570 \pm 137$  (стат. + сист.), а для числа событий от прямого рождения:  $N_{\text{prompt}} = -45 \pm 237$ . Соответственно, величина отношения  $r = N_{\text{prompt}}/N_{\text{nonprompt}} = -0.08_{-0.46}^{+0.38}$ . Используя величину этого отношения, а также предполагая, что ошибки распределены в соответствии с распределением Гаусса и Байесовская априорная вероятность для величин  $r < 0$  равна 0, можно получить верхний предел для величины этого отношения равный 0.70 при 95% С.Л.

Подводя итог результатам данного анализа, можно подчеркнуть, что был наблюден сигнал от последовательного процесса  $H_b \rightarrow \psi(4260) + \text{anything}$ ,  $\psi(4260) \rightarrow Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ ,  $Z_c^\pm(3900) \rightarrow J/\psi \pi^\pm$ , имеющий статистическую значимость  $5.4\sigma$  для событий в диапазоне  $4.2 < m(J/\psi \pi^+ \pi^-) < 4.3$  ГэВ/ $c^2$ . Для этих событий были измерены масса и ширина состояния  $Z_c^\pm(3900)$ :  $M = 3902.6_{-5.0}^{+5.2}$  (стат.) $_{-1.4}^{+3.3}$  (сист.) МэВ/ $c^2$ ,  $\Gamma = 32_{-21}^{+28}$ (стат.) $_{-7}^{+26}$  (сист.) МэВ, что соответствует средним мировым значениям [8].

Также был выполнен поиск прямого рождения состояния  $\psi(4260)$  с последующим распадом на  $Z_c^\pm(3900)\pi^\mp$ . В отсутствие статистически значимого сигнала, был поставлен верхний предел на отношение числа событий от прямого и непрямого рождений  $r = N_{\text{prompt}}/N_{\text{nonprompt}} < 0.70$  при 95% С.Л. Это значение для верхнего предела значительно меньше, чем значения этого отношения для состояний  $X(3872)$  ( $r \approx 2-3$ ) [14, 15] и  $X(4140)$  ( $r \approx 1.5$ ) [16].

### 3. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ $P_c$ РЕЗОНАНСОВ В $p\bar{p}$ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Эра экспериментального изучения пентакварков началась в 2015 году с открытием в коллаборации LHCb двух таких состояний, распадающихся на  $J/\psi p$  [19]. Их минимальный кварковый состав выглядит как  $c\bar{c}uud$ . Недавно, используя большую статистику, коллаборация LHCb уточнила

этот результат и сообщила об открытии в спектре по инвариантной массе  $J/\psi p$  трех подобных резонансов, названных  $P_c(4312)$ ,  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  [20]. Измеренные массы и ширины этих резонансов составили

$$M = 4311.9 \pm 0.7 \text{ (стат.)}_{-0.6}^{+6.8} \text{ (сист.) МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 9.8 \pm 2.7 \text{ (стат.)}_{-4.5}^{+3.7} \text{ (сист.) МэВ}$$

$$M = 4440.3 \pm 1.3 \text{ (стат.)}_{-4.7}^{+4.1} \text{ (сист.) МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 20.6 \pm 4.9 \text{ (стат.)}_{-10.1}^{+8.7} \text{ (сист.) МэВ}$$

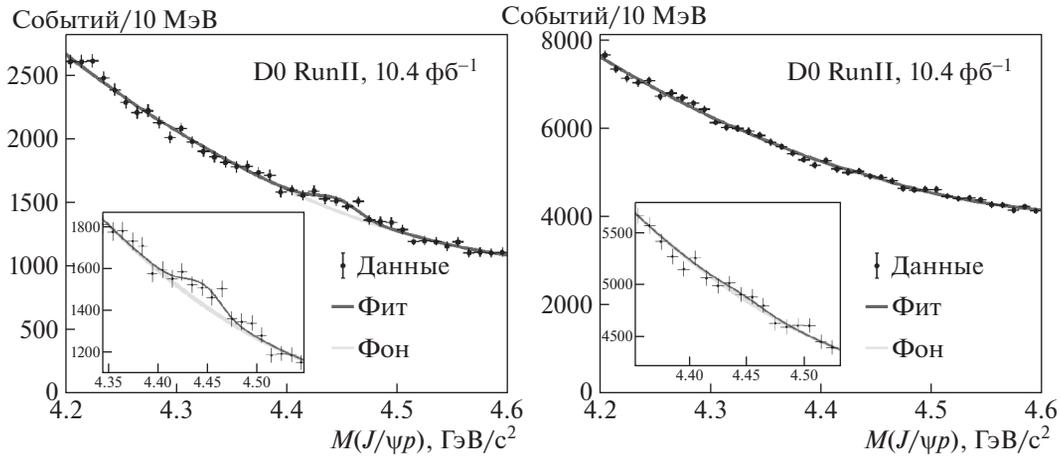
$$M = 4457.3 \pm 0.6 \text{ (стат.)}_{-1.7}^{+4.1} \text{ (сист.) МэВ}/c^2,$$

$$\Gamma = 6.4 \pm 2.0 \text{ (стат.)}_{-1.9}^{+5.7} \text{ (сист.) МэВ}.$$

Состояния  $P_c$  были найдены в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ . Они также могут рождаться и в других распадах бариона  $\Lambda_b^0$ , таких, например, как  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^{*-}$  или  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ , а также в распадах других  $b$ -адронов ( $H_b$ ), таких как  $B_c \rightarrow P_c X$ . Возможно и прямое рождение в глюон-глюонных или кварк-антикварковых взаимодействиях. В эксперименте D0 на статистике, соответствующей интегральной светимости  $10.4 \text{ фб}^{-1}$ , был выполнен поиск инклюзивного рождения состояний  $P_c$  в  $p\bar{p}$  столкновениях [21].

Как уже упоминалось, хотя коллаборация LHCb наблюдала состояния  $P_c$  в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , проведенный в D0 анализ рассматривал инклюзивный набор событий  $J/\psi p$ , так что в него могли вносить вклад и другие распады  $\Lambda_b^0$ , а также распады других  $b$ -адронов. Хотя такой выбор набора данных увеличивает уровень фона примерно в 20 раз по сравнению с эксклюзивным набором данных, ожидается, что сигнал от состояний  $P_c$  в инклюзивном наборе вырастет более чем в  $\sqrt{20}$  раз, что приведет к более высокой статистической значимости сигнала именно для инклюзивного набора.

Из-за ограниченного, по сравнению с LHCb, разрешения по массе и значительного уровня фона, эта работа была сфокусирована на поиске сигнала, соответствующего сумме вкладов от состояний  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , причем значения масс и ширин для них брались из результата LHCb [20]. Для отбора событий использовались одномюонные и двумюонные триггера, минимальный поперечный импульс мюона составлял  $p_T > 1.5$  ГэВ/ $c$ . Использовались те же условия отбора событий, что и в анализе по поиску и изучению состояния  $Z_c(3900) \rightarrow J/\psi \pi$  в распадах  $b$ -адронов (см. выше). Различия между условиями отбора в этих двух анализах состояли в следующем: зараженная



**Рис. 5.** Слева: распределение по инвариантной массе  $J/\psi p$  для событий набора “смещенной вершины” с наложенным результатом фита (см. текст). Темная линия представляет общий результат фита. Светлая линия представляет параметризацию комбинаторного фона с помощью полиномов второго порядка, ошибка в определении фона представлена шириной этой линии. Справа: То же самое для событий набора “первичной вершины”.

частица, рождающаяся вместе с  $J/\psi$ , должна была иметь поперечный импульс  $p_T > 2$  ГэВ/с, а также предполагалось, что она является протоном. Также использовалось условие  $p_T(J/\psi p) < 12$  ГэВ/с. Это условие обусловлено тем, что распределение по  $p_T$  для  $\Lambda_b^0$  мягче, чем для  $B$ -мезонов и мы ожидаем, что сигнал от состояний  $P_c$  в основном приходит от распадов  $\Lambda_b^0$ . Инвариантная масса для кандидатов в  $J/\psi p$  была ограничена диапазоном 4.2–4.6 ГэВ/с<sup>2</sup>. Чтобы быть уверенным, что  $J/\psi$  и протон приходят из одной вершины, требовалось, чтобы разница в поперечных длинах распада  $L_{xy}$  измеренных для двух мюонов и для двух мюонов + протон была меньше 30 мкм в поперечной плоскости и меньше чем 500 мкм в пространстве. Для того, чтобы отобрать события со смещенной вершиной, в которых система  $J/\psi p$  образовывается в слабом распаде  $b$ -адрона, для нее требовалось, чтобы  $L_{xy} > 250$  мкм и  $L_{xy}/\sigma(L_{xy}) > 3$ . Чтобы подавить комбинаторный фон, состоящий в основном из  $J/\psi$  от распадов  $b$ -адронов, случайно сочетающихся с заряженной частицей  $h^+$ , которой может быть каон или пион, неправильно идентифицированный как протон, отбирались события с относительно слабой адронной активностью вокруг кандидата в  $J/\psi p$ . Для этого вводился параметр изоляции  $I$ , определяемый как отношение импульса системы  $J/\psi p$  к сумме импульсов всех заряженных треков в конусе радиуса  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 1.0$  ( $\eta$  – псевдобыстрота,  $\phi$  – азимутальный угол) вокруг направления импульса  $J/\psi p$  и требовалось,

чтобы выполнялось условие  $I > 0.5$ . Получившийся после применения всех отборов набор событий “смещенной вершины” содержал 68007 событий.

Для поиска состояний  $P_c$ , образующихся в распадах  $b$ -адронов, исследовалось распределение по инвариантной массе  $m(J/\psi p)$  для событий набора “смещенной вершины”. Был произведен фит этого распределения по методу максимального правдоподобия, при этом параметризация сигнала представляла собой некогерентную сумму двух резонансов Брейт–Вигнера, соответствующих состояниям  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , массы и ширины которых были зафиксированы на параметрах, полученных коллаборацией LHCb, свернутую с функцией Гаусса, представляющую собой разрешение по массе ( $12 \pm 2$  МэВ). Также предполагалось, что относительный вклад в числа событий в сигнале от двух состояний  $P_c$  в инклюзивном рождении соответствует таковому, измеренному коллаборацией LHCb:  $f = N(4440)/(N(4440) + N(4457)) = 0.68 \pm 0.08$  (стат.)  $\pm 0.05$  (сист.). Комбинаторный фон параметризовался с помощью полинома второго порядка.

Результат фита показан на рис. 5 (левый рисунок). Общее количество событий в сигнале, полученное в этом фите, составило  $N = 523 \pm 145$ ,  $\chi^2/\text{ndf} = 31.2/36$ , локальная статистическая значимость сигнала составила  $3.6\sigma$ .

Для поиска состояния  $P_c(4312)$ , для набора “смещенной вершины” был произведен фит распределения по  $m(J/\psi p)$  в диапазоне масс 4.22–4.4 ГэВ/с<sup>2</sup>. Для параметризации сигнала исполь-

зовалась функция релятивистского Брейт–Винера с массой шириной фиксированными на параметрах, полученных в коллаборации LHCb [20]. Полученное в результате фита число событий в сигнале  $N = 42 \pm 132$ . Отношение числа событий в сигнале от  $P_c(4312)$  к сумме событий в сигнале от  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  меньше, чем 0.6 при 95% С.Л. Этот результат согласуется с результатом, полученным для данного отношения в коллаборации LHCb для эксклюзивного распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ :  $0.18 \pm 0.06$  (стат.) $^{+0.21}_{-0.06}$  (сист.).

Для событий набора “первичной вершины” фит, использующий параметризацию сигнала в виде некогерентной суммы резонансов  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ , массы и ширины которых зафиксированы на параметрах, полученных коллаборацией LHCb и параметризацию фона полиномом второго порядка, дал следующие значения для числа событий в сигнале:  $N = 188 \pm 263$ , локальной статистической значимости:  $0.71\sigma$  и качества фита:  $\chi^2/\text{ndf} = 34.3/36$  (см. рис. 5 (правый рисунок)).

В анализе рассматривались следующие источники систематических ошибок на число событий в сигнале: ошибка, обусловленная конечным разрешением по массе; ошибка в определении формы фона; неопределенность, обусловленная ошибками параметров, измеренных в коллаборации LHCb. Статистическая значимость сигнала с учетом систематических ошибок составила  $3.0\sigma$ .

Чтобы получить значение акцептанса для событий из набора “смещенной вершины” (распады  $b$ -адронов, ведущие к рождению состояний  $P_c$ ), определяемого как  $A = N_{\text{displaced}} / (N_{\text{displaced}} + N_{\text{primary}})$ , использовался распад  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ , при этом предполагалось, что распределения по длине распада и ее ошибке для распада  $B^+$  хорошо воспроизводят такие распределения для “среднего”  $b$ -адрона. Условия отбора событий были такими же, как и для отбора кандидатов  $P_c$  за исключением того, что не накладывалось условие на  $p_T(J/\psi h^+)$ . Полученный результат для акцептанса составил  $A = 0.77 \pm 0.05$ .

Используя числа событий в сигнале, полученные для наборов “смещенной вершины” и “первичной вершины”, а также акцептанс для событий из набора “смещенной вершины”, можно вычислить число событий в сигнале, родившихся в непрямом и прямом рождении:  $N_{\text{nonprompt}} = 677 \pm 207$  (стат. + сист.) и  $N_{\text{prompt}} = 34 \pm 267$  (стат. + сист.) соответственно, а также их отношение  $r = N_{\text{prompt}} / N_{\text{nonprompt}} = 0.05 \pm 0.39$ . Используя величину этого отношения, а также предполагая, что ошибки распределены в соответ-

ствии с распределением Гаусса и Байесовская априорная вероятность для величин  $r < 0$  равна 0, можно получить верхний предел для величины этого отношения равный 0.8 при 95% С.Л.

Поскольку состояния  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  были первоначально наблюдаемы в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ , мы можем ожидать, что сигнал от этих состояний будет более выражен в этом канале. Для того, чтобы проверить это, были проанализированы события, в которых требовался еще один негативно заряженный трек, рассматриваемый как каон, с хорошей вероятностью связанный с вершиной для  $J/\psi p$  и инвариантной массой  $m(J/\psi p K^-)$  находящейся в области массы  $\Lambda_b^0$ . Фит по инвариантной массе  $J/\psi p$  показал уменьшение числа событий в сигнале в 6.5 раза по сравнению с инклюзивным набором, при этом уровень фона уменьшился в 19 раз. Локальная статистическая значимость сигнала уменьшилась с  $3.6\sigma$  до  $2.3\sigma$  в соответствии с уменьшением отношения сигнала к  $\sqrt{\text{фона}}$ .

Подводя итог можно подчеркнуть, что в данной работе было исследовано инклюзивное рождение  $J/\psi$  совместно с заряженной частицей, которая рассматривалась как протон. В наборе событий, соответствующих рождению в распадах  $b$ -адронов, был найден сигнал в спектре инвариантных масс системы  $J/\psi p$ , согласующийся с суммой резонансов  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$ . Этот результат является первым независимым подтверждением результата коллаборации LHCb [20]. Локальная статистическая значимость сигнала составила  $3.6\sigma$ . С учетом систематических ошибок, статистическая значимость составила  $3.0\sigma$ .

Не было найдено статистически значимых свидетельств прямого рождения состояний  $P_c$ . Было измерено отношение  $r = N_{\text{prompt}} / N_{\text{nonprompt}} = 0.05 \pm 0.39$  и получен верхний предел на это отношение, равный 0.8 при 95% С.Л.

Также не было найдено свидетельств сигнала от состояния  $P_c(4312)$ . Значение отношения числа событий в сигнале от  $P_c(4312)$  к сумме событий в сигнале от  $P_c(4440)$  и  $P_c(4457)$  оказалось меньше, чем 0.6 при 95% С.Л., что согласуется с результатом, полученным коллаборацией LHCb.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Gell–Mann M. // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 214.
2. Zweig G. // “An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking”. 1964. Report No. CERN-TH-401.
3. Choi S.K. et al. (Belle Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 262001.

4. *Olsen S.L., Skwarnicki T., Zieminska D.* // Rev. Mod. Phys. 2018. V. 90. P. 015003.
5. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 252001.
6. *Liu Z.Q. et al.* (Belle Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 252002.
7. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 022001.
8. *Tanabashi M. et al.* (Particle Data Group Collab.) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
9. *Ablikim M. et al.* (BESIII Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 092001.
10. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 052010.
11. *Chilikin K. et al.* (Belle Collaboration) // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. P. 112009.
12. *Chatrchyan S. et al.* (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2012. V. 02. P. 011.
13. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 162002.
14. *Chatrchyan S. et al.* (CMS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2013. V. 04. P. 154.
15. *Aaboud M. et al.* (ATLAS Collaboration) // J. High Energy Phys. 2017. V. 01. P. 117.
16. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 232001.
17. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // Phys. Rev. D. 2019. V. 100. P. 012005.
18. *Cavanaugh J. E.* // Stat. Probab. Lett. 1997. V. 33. P. 201.
19. *Aaij R. et al.* (LHCb Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 072001.
20. *Aaij R. et al.* (LHCb Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122. P. 222001.
21. *Abazov V.M. et al.* (D0 Collaboration) // arXiv: 1910.11767v3. 2019.

## Recent Results on Search for and Study of Exotic States in the Fermilab D0 Experiment

A. V. Popov\* (on behalf of the D0 Collaboration)

*Institute for High Energy Physics, National Research Center Kurchatov Institute, Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

*\*e-mail: popov\_al@ihep.ru*

Received June 10, 2020; revised June 15, 2020; accepted June 15, 2020

**Abstract**—Recent results on search and study of the exotic states at D0 experiment (FNAL, USA) are presented in this paper. This includes a search and study of the  $Z_c(3900)$  state in semi-inclusive  $b$ -hadron decays, search for prompt production of the  $Z_c(3900)$  state in  $p\bar{p}$  interactions. The results of a search for inclusive production of the pentaquark states  $P_c(4440)$  and  $P_c(4457)$  at D0 experiment are also included to this paper.

**Keywords:** quantum chromodynamics, tetraquark, pentaquark, meson, baryon, exotic states, experiment