

СОДЕРЖАНИЕ

Том 12, номер 5, 2021

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

Анализ изменений механических свойств и наноструктуры металла корпуса
ВВЭР-440 после отжига

*А. М. Крюков, А. А. Чернобаева, Д. Ю. Ерак, С. В. Рогожкин, А. А. Никитин,
В. И. Лебединский, В. Б. Папина, Д. А. Журко*

255

ФИЗИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА И ПЛАЗМЫ

Оценка максимума магнитной энергии тока плазмы, конвертируемой
в кинетическую энергию убегающих электронов при срывах в токамаке

В. Ю. Савин

270

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Поиск тяжелого бозона хиггса в канале распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в событиях
с двумя электронами или двумя мюонами в конечном состоянии в протон-протонных
столкновениях на статистике 139 фб^{-1} при 13 тэВ в эксперименте atlas на LHC

А. А. Гаврилюк, Е. Н. Рамакоти, И. И. Цукерман

275

Измерение параметров нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях
на установке Гиперон-М

*С. В. Евдокимов, В. И. Изучеев, Е. С. Кондратюк, Б. В. Полищук,
С. А. Садовский, А. А. Шангареев, Ю. В. Харлов*

282

Реконструкция многочастичных событий в координатно-трековой установке
на дрейфовых камерах методами глубокого обучения

В. С. Воробьев, Е. А. Задеба, Р. В. Николаенко, А. А. Петрухин, И. Ю. Трошин

289

Энергетический спектр и массовый состав космических лучей
по данным астрофизического комплекса TAIGA

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

298

Contents

Vol. 12, No. 5, 2021

Radiation Resistance of Materials and Equipment

Analysis of Mechanical Properties and Nanostructure Changes
of VVER-440 Reactor Pressure Vessel Metal after Annealing

*A. M. Kryukov, A. A. Chernobaeva, D. Yu. Erak, S. V. Rogozhkin,
A. A. Nikitin, V. I. Lebedinsky, V. B. Papina, and D. A. Zhurko*

255

Physics of Gas Discharge and Plasma

Estimation of the Maximum of the Plasma Current Magnetic Energy Converted
into Kinetic Energy of Runaway Electrons at Discharges in a Tokamak

V. Y. Savin

270

Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter

Search for a Heavy Higgs Boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Decay Channel
in Events with Two Electrons or Two Muons in the Final State in Proton–Proton
Collisions Using 139-fb^{-1} Statistics at 13 TeV in the ATLAS Experiment at the LHC

A. A. Gavriluk, E. N. Ramakoti, and I. I. Tsukerman

275

Measurement of Parameters of Neutral Mesons Produced
in Meson-Nucleus Interactions in Hyperon-M Experiment

*S. V. Evdokimov, V. I. Izucheev, E. S. Kondratyuk, B. V. Polishchuk,
S. A. Sadovsky, A. A. Shangaraev, and Yu. V. Kharlov*

282

Multiparticle Event Reconstruction Using Deep Learning Methods
for Coordinate-Tracking Unit Based on Drift Chambers

V. S. Vorob'ev, E. A. Zadeba, R. V. Nikolaenko, A. A. Petrukhin, and I. Yu. Troshin

289

Energy Spectrum and Mass Composition of Cosmic Rays
from the Data of the Astrophysical Complex Taiga

*V. Prosin, I. Astapov, P. Bezyazeev, A. Borodin, M. Brückner, N. Budnev, A. Bulan,
A. Vaidyanathan, R. Wischniewski, P. Volchugov, D. Voronin, A. Gafarov, A. Garmash,
V. Grebenyuk, O. Gress, T. Gress, A. Grinyuk, O. Grishin, A. Dyachok, D. Zhurov,
A. Zagorodnikov, A. Ivanova, N. Kalmykov, V. Kindin, S. Kiryuhin, V. Kozhin,
R. Kokoulin, K. Kompaniets, E. Korosteleva, E. Kravchenko, A. Kryukov, L. Kuzmichev,
A. Chiavassa, M. Lavrova, A. Lagutin, Yu. Lemeshev, B. Lubsandorzhiev, N. Lubsandorzhiev,
R. Mirgazov, R. Mirzoyan, R. Monkhoev, E. Osipova, A. Pan, L. Pankov, A. Pakhorukov,
A. Petrukhin, V. Poleschuk, M. Popescu, E. Popova, A. Porelli, E. Postnikov,
V. Ptuskin, A. Pushnin, R. Raikin, G. Rubtsov, E. Rjabov, Y. Sagan, V. Samoliga,
L. Sveshnikova, A. Sidorenkov, A. Silaev, A. Silaev (junior), A. Skurikhin, M. Slunicka,
A. Sokolov, Y. Suvorkin, V. Tabolenko, A. Tanaev, B. Tarashansky, M. Ternovoy,
L. Tkachev, M. Tluczykont, N. Ushakov, D. Horns, and I. Yashin*

298

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ И АППАРАТУРЫ

УДК 539.25

АНАЛИЗ ИЗМЕНЕНИЙ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ И НАНОСТРУКТУРЫ МЕТАЛЛА КОРПУСА ВВЭР-440 ПОСЛЕ ОТЖИГА

© 2021 г. **А. М. Крюков^a**, **А. А. Чернобаева^{b, *}**, **Д. Ю. Ерак^b**, **С. В. Рогожкин^{c, d, **}**,
А. А. Никитин^{c, d}, **В. И. Лебединский^a**, **В. Б. Папина^b**, **Д. А. Журко^b**

^aФГУ “Научно-технический центр по ядерной и радиационной безопасности”,
ул. Малая Красносельская 2/8 с5, Москва, 107140 Россия

^bНациональный исследовательский центр “Курчатовский институт”,
пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

^cКурчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики Национального
исследовательского центра “Курчатовский институт”, ул. Большая Черемушкинская 25, Москва, 117218 Россия

^dНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе 31, Москва, 115409 Россия

*E-mail: anna.chernobaeva@gmail.com

**E-mail: sergey.rogzhkin@itep.ru

Поступила в редакцию 31.08.2021 г.

После доработки 03.10.2021 г.

Принята к публикации 04.10.2021 г.

Представлен анализ результатов международного проекта “ПРИМАВЕРА” по механическим испытаниям и структурным исследованиям первично и повторно после восстановительного отжига облученного материала корпуса ВВЭР-440. Анализируется роль химических элементов (Cu и P), определяющих степень радиационного охрупчивания сварных швов корпусов ВВЭР-440, при облучении, отжиге и повторном после отжига облучении. Показано что атомы меди формируют в процессе облучения мелкие кластеры (диаметр ~1–2 нм), в состав которых также входят атомы P, Si и Mn. Атомы фосфора сегрегируют на медных кластерах, дислокациях, границах зерен, а также образуют фосфорные кластеры и атмосферы. В процессе термического отжига при 475°C индуцированные облучением медно-обогащенные и фосфорные кластеры частично растворяются, повышая концентрацию меди в отожженном металле, которая существенно ниже по сравнению с необлученным материалом. Поскольку большая часть атомов меди после отжига содержится не в ферритной матрице, а в преципитатах, вклад атомов меди в повышение критической температуры хрупкости при повторном облучении минимизирован, а упрочнение и охрупчивание при последующем за отжигом облучении меньше, чем при первичном.

Ключевые слова: металл корпуса реактора ВВЭР, радиационное охрупчивание, температуры вязко-хрупкого перехода, атомно-зондовая томография, кластеры

DOI: 10.56304/S2079562920060354

1. ВВЕДЕНИЕ

Корпус ВВЭР является важнейшим по влиянию на безопасность компонентом АЭС. Корпус является незаменимым элементом реакторной установки и в значительной мере определяет срок ее эксплуатации. Под воздействием нейтронного облучения происходит деградация механических свойств металла, в результате чего может возникнуть опасность хрупкого разрушения корпуса, которое является недопустимым и не рассматривается в перечне проектных аварий.

Обеспечение надежной эксплуатации корпуса с точки зрения сопротивления хрупкому разрушению является сложной задачей, для решения которой необходимо не только прогнозировать из-

менения механических свойств стали под воздействием облучения, но также иметь представление о микроструктурных процессах, происходящих в металле под воздействием нейтронного облучения.

Для восстановления свойств облученного металла корпусов ВВЭР-440 в настоящее время эффективно используется термический отжиг элементов корпуса (облучаемых сварных швов), металл которых достигает предельного состояния с точки зрения сопротивления хрупкому разрушению [1]. Однако для оценки срока эксплуатации корпуса после отжига необходима информация об изменении свойств металла не только в результате облучения и отжига, но и при последующем за отжигом облучении материала.

Таблица 1. Химический состав сварного шва № 501 по группам образцов, вес. %

Материал	C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni	Mo	Cu	V
НР	0.04	0.40	1.12	0.027	0.013	1.42	0.13	0.49	0.16	0.19
СР	0.04	0.39	1.15	0.031	0.013	1.42	0.13	0.50	0.16	0.18
ВР	0.05	0.36	1.09	0.038	0.014	1.54	0.13	0.51	0.16	0.19

Целью международного проекта “ПРИМАВЕРА” (PRIMAVERA) являлось исследование изменений механических свойств и наноструктуры металла сварного шва корпуса ВВЭР-440 при близких к условиям эксплуатации условиях, под воздействием первичного облучения, отжига и повторного облучения.

Некоторые результаты проекта приведены в [2–4]. Настоящая публикация представляет комплексный анализ всех экспериментальных данных, выполненный в соответствии с главными задачами проекта “ПРИМАВЕРА”:

- Определение изменений механических свойств металла сварного шва корпуса ВВЭР-440 при последующем за отжигом облучении;
- Оценка роли примесных элементов меди и фосфора в радиационном охрупчивании корпусных сталей при первичном и повторном облучениях;
- Исследование эволюции наноструктуры металла в условиях облучения, отжига и повторного облучения.

2. МАТЕРИАЛЫ

Содержание примесных химических элементов фосфора и меди является важнейшей характеристикой металла элемента корпуса ВВЭР-440, определяющей его радиационную стойкость [5]. В сварных швах подвергнутых отжигу корпусов содержание фосфора варьируется в пределах 0.029–0.052 вес. %, а меди от 0.11 до 0.21 вес. %.

В рамках программы “ПРИМАВЕРА” исследован металл сварного шва № 501, выполненного на ПАО “Ижорский завод” в соответствии со штатной технологией изготовления сварных швов корпусов ВВЭР-440. Содержание фосфора в шве № 501 варьируется в диапазоне от 0,025 до 0,040 вес. %. Изменение содержания фосфора в сварных швах в радиальном направлении типично для корпусов реакторов и обусловлено технологией их выполнения [3, 6, 7].

Образцы для программы “ПРИМАВЕРА” вырезались из различных слоев сварного шва № 501 и соответственно по содержанию в них фосфора были распределены в 3 группы, которые получили названия:

- высокий фосфор (ВР);
- средний фосфор (СР);
- низкий фосфор (НР).

Химический состав металла по группам образцов приведен в табл. 1. В каждой группе образцов содержание фосфора варьировалось в пределах $\pm 0.002\%$. Содержание в образцах других химических элементов, включая медь, изменялось в пределах точности их измерения.

3. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

3.1 Программа облучения

Схема эксперимента “ПРИМАВЕРА” приведена на рис. 1.

Восемь комплектов образцов (в каждом комплекте три группы с различным содержанием фосфора) были ускоренно облучены в каналах для образцов-свидетелей 2-го блока Ровенской АЭС (РАЭС-2) при температуре 270°C высоким флаксом нейтронов $\sim 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($E > 0.5 \text{ МэВ}$) до флюенса $6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

После первичного облучения семь из восьми комплектов образцов подверглись отжигу при температуре 475°C в течение 100 часов. Далее шесть отожженных комплектов были загружены на повторное облучение.

Из шести повторно облучаемых комплектов четыре (№№ 3–6) облучались низким флаксом $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в каналах для образцов-свидетелей 1-го блока Ровенской АЭС (РАЭС-1), а два комплекта (№№ 7–8) облучались высоким флаксом в РАЭС-2.

Необходимо отметить, что на корпус ВВЭР-440 с полной загрузкой активной зоны воздействует флакс быстрых ($E > 0.5 \text{ МэВ}$) нейтронов $\sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что примерно соответствует условиям облучения образцов-свидетелей в РАЭС-1.

Низкий уровень флакса в местах расположения образцов-свидетелей РАЭС-1 является результатом установки на периферии активной зоны 36 кассет-экранов, что приводит к снижению примерно в три раза уровня флакса на внутренней стенке корпуса этого энергоблока.

В процессе реализации программы “ПРИМАВЕРА” образцы указанных в табл. 1 материалов периодически после облучения в течение одной или нескольких кампаний извлекались и исследовались.

Кроме этого один комплект необлученных образцов был загружен в РАЭС-1 только на первичное облучение в течение одной кампании.

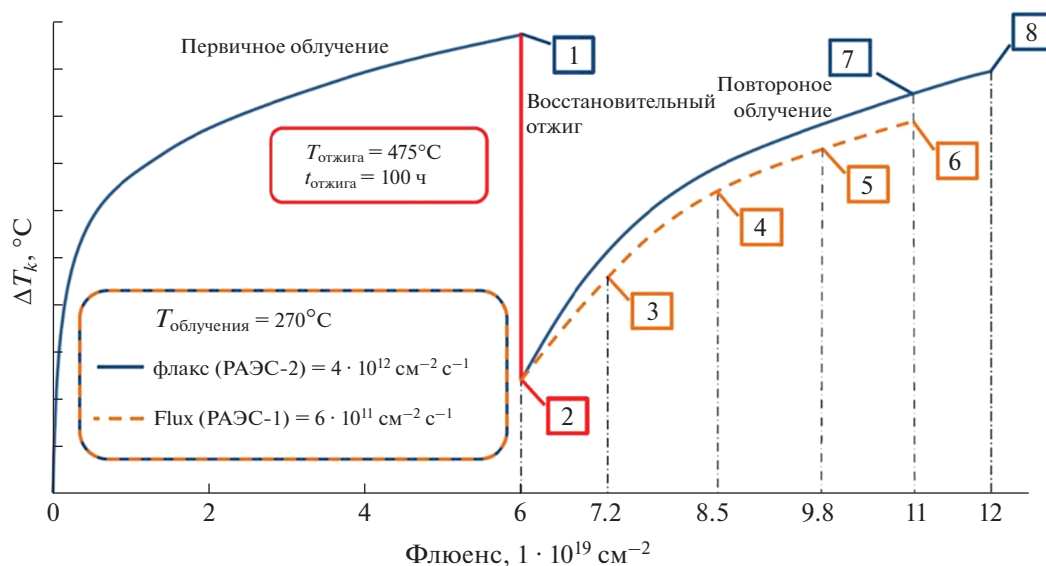


Рис. 1. Схема реализации программы "ПРИМАВЕРА".

3.2 Методы механических испытаний

Радиационное упрочнение стали оценивалось по результатам испытаний образцов на растяжение, которые проводились при комнатной температуре ($23 \pm 5^\circ\text{C}$). Испытывалось по два образца из каждой группы. Величины предела текучести ($R_{p0.2}$), предела прочности (R_m), общего удлинения (A_5) и равномерного удлинения (A_m) для каждой группы определялись как средние арифметические значения результатов испытаний двух образцов.

Степень охрупчивания стали под облучением оценивалась по величине сдвига критической температуры хрупкости (ΔT_k), полученной при испытаниях на ударную вязкость стандартных образцов типа Шарпи:

$$\Delta T_k = T_F - T_{k0}, \quad (1)$$

где T_F — критическая температура хрупкости стали в облученном состоянии; T_{k0} — критическая температура хрупкости стали в необлученном состоянии.

Критическая температура хрупкости стали после термического отжига обозначена в настоящей работе как T_{KB} , а степень восстановления металла определялась по остаточному сдвигу критической температуры хрупкости:

$$\Delta T_{\text{ост}} = T_{KB} - T_{k0}, \quad (2)$$

Значения T_{k0} и T_F и T_{KB} определялись в соответствии с [8]:

$$T_k = \max\{T_{47 \text{ Дж}}, (T_{71 \text{ Дж}} - 30)\}, \quad (3)$$

где $T_{47 \text{ Дж}}$, $T_{71 \text{ Дж}}$ — значения температур, при которых температурная зависимость ударной вязко-

сти стали достигает значений 47 и 71 Дж, соответственно.

3.3 Томографический атомно-зондовый анализ

Энергокомпенсированный оптический атомно-зондовый томограф (АЗТ) ЕСОТАР использовался для исследования радиационно-индуцированного перераспределения химических элементов [9, 10]. Детектирующая система этой установки включает люминофорный экран, 16 линейно сегментированных прозрачных анодных стрипов, каждый из которых подключен к предварительному усилителю и цифровому преобразователю для получения информации о времени пролета, а также ПЗС-камеру в качестве позиционно-чувствительного детектора. ЕСОТАР оснащен линзой рефлектрона, которая обеспечивает высокую разрешающую способность по массе: полная ширина на половине высоты основного пика $M/\Delta M_{50\%}$ была более 1000. Томографические атомно-зондовые исследования проводились в высоком вакууме $< 1 \cdot 10^{-9}$ торр. Максимальная частота следования импульсов составляла 1.6 кГц, чтобы избежать многократных событий. Из-за сильной зависимости детектируемой концентрации C_g и C_u от амплитуды импульсного напряжения и температуры образца эти параметры были зафиксированы на уровне 19% от постоянного напряжения и 40 К соответственно. Согласно [11, 12] амплитуда импульсного испарения в 19% является оптимальной для проводимого анализа химического состава. При этом уровне импульсной составляющей напряжения концентрация меди, представляющая основной интерес в данной работе, определялась с требуемой точностью в диапазоне температур

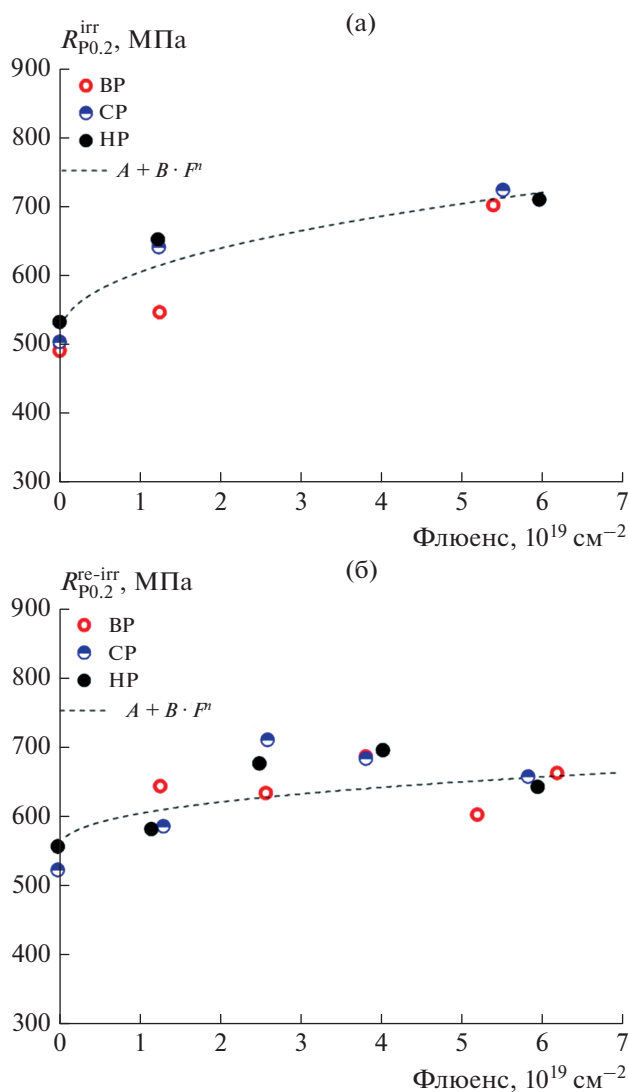


Рис. 2. Зависимость предела текучести металла сварного шва от флюенса при первичном (а) и повторном после отжига (б) облучении.

криостата 40–55 °K [11, 13]. Отметим, что для модельных сплавов Fe–Cu в [12] было обнаружено неполное детектирование Cu при температурах исследования выше 40 К. Поэтому параметры, использованные в этой работе, можно считать консервативными.

4. ИЗМЕНЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ, ОТЖИГА И ПОВТОРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

4.1. Результаты испытаний на статическое растяжение

Несмотря на различное содержание фосфора в металле, радиационное упрочнение, оцениваемое по величине предела текучести $R_{p0.2}$, для трех групп

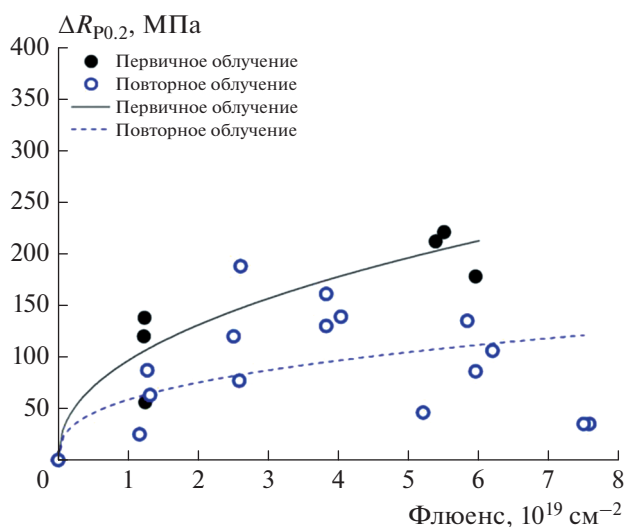


Рис. 3. Сравнение радиационного упрочнения металла сварного шва при первичном и последующем за отжигом облучении.

образцов оказалось примерно на одном уровне как после первичного, так и после повторного облучения, рис. 2.

Сравнение упрочнения при первичном и повторном облучениях всех групп образцов выполнено на рис. 3.

Из рассмотрения данных, приведенных на рис. 3, следует, что изменение значений предела текучести металла сварного шва после повторного облучения в среднем ниже, чем для первичного облучения. Следовательно, радиационное упрочнение металла при последующем за отжигом облучении не превышает эффект от первичного облучения до флюенса $\sim 6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

При этом, вследствие больших разбросов экспериментальных данных по изменению предела текучести материалов с различным содержанием фосфора, представленных на рис. 3, выявить влияние фосфора на изменение предела текучести при повторном облучении не представляется возможным.

4.2. Результаты испытаний образцов Шарпи на ударный изгиб

Как отмечено выше, основными характеристиками корпусных сталей при оценке их радиационной стойкости являются абсолютное значение критической температуры хрупкости T_K и ее изменение в результате нейтронного облучения ΔT_K .

Изменение значений T_K и ΔT_K металла сварного шва с высоким содержанием фосфора после первичного и последующего за отжигом облучения представлены на рис. 4а и 4б соответственно. Из рассмотрения рис. 4а следует, что абсолютные

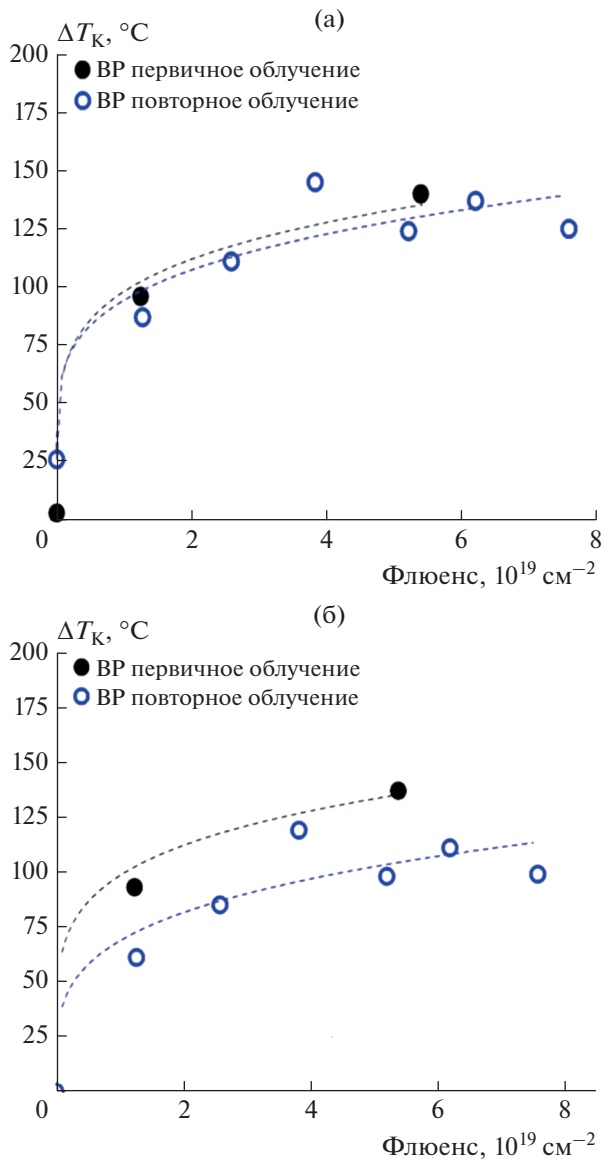


Рис. 4. Изменения T_k (а) и ΔT_k (б) при первичном и повторном после отжига облучении для металла сварного шва с высоким содержанием фосфора (ВР).

значения T_k после повторного облучения примерно соответствуют T_k после первичного облучения. Таким образом, поскольку в результате отжига не достигается полное восстановление T_k ($\Delta T_{\text{ост}} \sim 30^\circ\text{C}$), значения ΔT_k при повторном облучении ниже, чем при первичном, на что указывают данные, приведенные на рис. 4б.

Такой же эффект получен на образцах из металла со средним и низким содержаниями фосфора. Таким образом, темп радиационного охрупчивания металла сварного шва при повторном после отжига облучении ниже, чем при первичном.

Что касается зависимости степени радиационного охрупчивания сварного шва от содержания

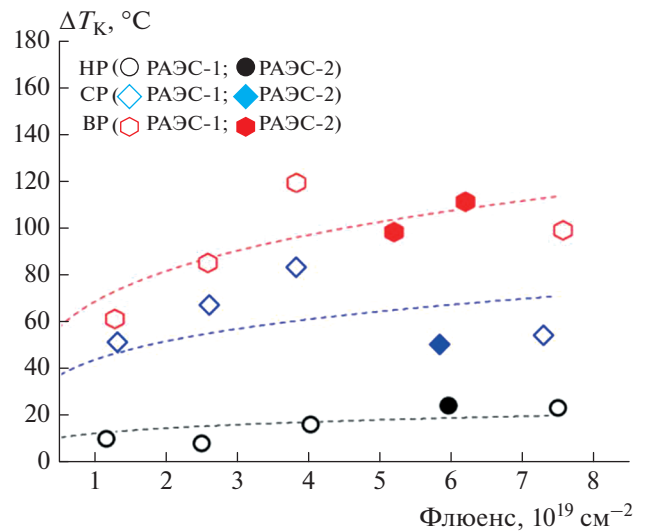


Рис. 5. Зависимости изменения ΔT_k при повторном после отжига облучении металла сварного шва с различным содержанием фосфора.

фосфора, то изменения значений ΔT_k трех групп образцов при повторном после отжига облучении представлены на рис. 5. Из рассмотрения рис. 5 следует, что на зависимость изменения ΔT_k от флюенса при повторном облучении существенно влияет содержание фосфора в металле. Чем выше содержание фосфора, тем выше сдвиг T_k при повторном облучении.

На рис. 5 приведены результаты после облучения двумя различными факсами: облучение в РАЭС-1 и РАЭС-2, из которых следует отсутствие значимого влияния эффекта факса при повторном после отжига облучении в исследованном диапазоне плотностей потока быстрых нейтронов.

5. ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ФОСФОРА И МЕДИ НА ИЗМЕНЕНИЕ T_k СВАРНОГО ШВА ПРИ ПЕРВИЧНОМ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ ЗА ОТЖИГОМ ОБЛУЧЕНИЯХ

Исследованиями металла корпусов ВВЭР-440 [14–18] установлено, что главными химическими элементами, влияющими на радиационное охрупчивание стали 15Х2МФА и ее сварных соединений, являются медь и фосфор. Как указано выше, основными задачами проекта “ПРИМАВЕРА” являлись: определение кинетики радиационного охрупчивания металла сварного шва при повторном после отжига облучении, а также оценка роли меди и фосфора в этом процессе.

На рис. 6 представлены экспериментальные данные, полученные в рамках проекта “ПРИМАВЕРА”, по изменению T_k металла сварного шва корпусов ВВЭР-440 при первичном и повторном

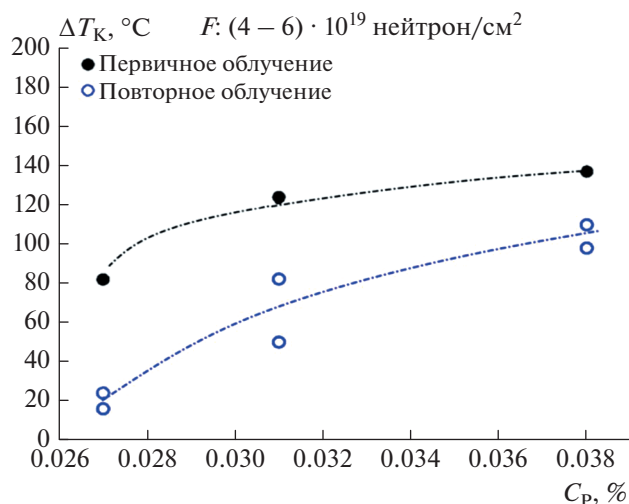


Рис. 6. Зависимости повышения сдвига T_k металла сварного шва от содержания фосфора при первичном и последующем за отжигом облучении.

облучении в зависимости от содержания в стали фосфора.

Из рассмотрения результатов, приведенных на рис. 6, следует, что повышение T_k при повторном после отжига облучении, так же, как и при первичном облучении, зависит от содержания фосфора в стали. Этот вывод согласуется с результатами ранее выполненных исследований [16]. Обобщающая зависимость изменения ΔT_k от содержания фосфора при повторном облучении представлена на рис. 7. Из рассмотрения данных, приведенных на рис. 7, следует, что повышение ΔT_k при последующем за отжигом облучении в значительной мере определяется содержанием фосфора в стали.

Содержание меди во всех трех группах образцов сварного шва, исследованных в проекте «ПРИМАВЕРА», находится на одном уровне, см. табл. 1. Однако зависимость степени радиационного охрупчивания металла корпусов ВВЭР-440 от содержания меди может быть продемонстрирована с использованием экспериментальных данных, приведенных в [17]. Обобщающая зависимость изменения ΔT_k от содержания меди при повторном облучении представлена на рис. 8. Из рассмотрения данных, приведенных на рис. 8, следует, что повышение ΔT_k при последующем за отжигом облучении слабо зависит от содержания меди в металле.

Из рис. 6 следует, что при повторном облучении ΔT_k ниже, чем при первичном облучении. При этом разница ΔT_k при первичном и повторном после отжига облучениях, соответствующая трем уровням содержания фосфора, примерно одинакова: 20–30°C. На основании этого можно предположить, что уменьшение радиационного

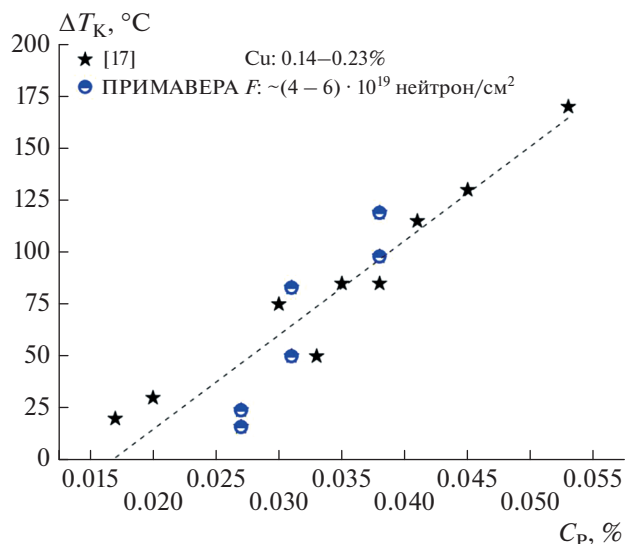


Рис. 7. Зависимость изменения ΔT_k от содержания фосфора в материале корпусов ВВЭР-440 при последующем за отжигом облучении.

охрупчивания при последующем за отжигом облучении не зависит от содержания фосфора, а связано с содержанием меди в матрице, на что, в свою очередь, влияет первичное до отжига облучение и термический отжиг.

Как указано выше, фосфор и медь являются примесными элементами, определяющими степень радиационного охрупчивания корпусов ВВЭР-440 при первичном облучении. Из данных, приведенных на рис. 8, следует, что вследствие термического отжига роль меди в охрупчивании металла при последующем за отжигом облучении суще-

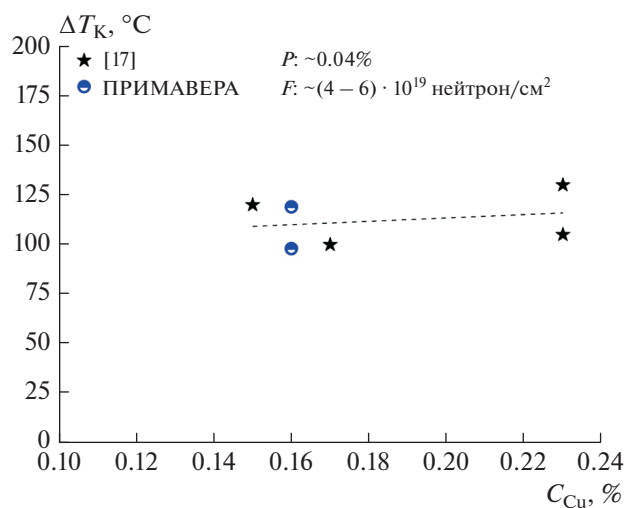


Рис. 8. Зависимость изменения ΔT_k от содержания меди в металле корпусов ВВЭР-440 при последующем за отжигом облучении.

ственно снижается. Однако фосфор остается ключевым химическим элементом, содержание которого определяет радиационную стойкость стали при повторном облучении, рис. 7. Заключение относительно роли фосфора и меди, подтверждаются приведенными ниже результатами структурных исследований.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ СТРУКТУРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Структурным исследованиям методами АЗТ был подвергнут только металл сварного шва группы ВР с высоким содержанием фосфора ~ 0.038 вес. %. Предварительные результаты были опубликованы в [4, 19]. Атомные карты облученного материала показали наличие наноразмерных сегрегаций меди и фосфора. Для определения их химического состава был использован алгоритм идентификации кластеров, аналогичный описанному в [20, 21]. Вокруг каждого атома исследованного объема материала строилась сфера с радиусом $d_{\max} = 0.6$ нм. Центральный атом этой сферы считался атомом какого-то кластера, если число атомов меди или фосфора, расположенных в сфере, было больше $n_{\min} = 4$. Таким образом, выделенные атомы считались принадлежащими к одному кластеру, если расстояние между атомами было менее $d_{\max}$.

6.1. Необлученный металл

В структуре необлученного металла:

- наблюдается неомогенное распределение атомов фосфора внутри бывших аустенитных зерен;
- обнаружены области с более чем пятикратным превышением по сравнению со средним значением (0.068 ат. %) содержания фосфора. Однако эти области не могут рассматриваться как кластеры вследствие относительно большого размера (~ 50 нм) и равномерного распределения в них растворенных элементов;
- наблюдается обеднение ферритной матрицы атомами углерода и ванадия.

6.2. Первично облученный металл

При исследовании структуры первично облученного до флюенса $\sim 6 \cdot 10^{19}$ см $^{-2}$ металла установлено обеднение ферритной матрицы несколькими химическими элементами вследствие радиационно стимулированной сегрегации. Обнаружены следующие особенности наноструктуры металла:

- Cu–P кластеры размером ~ 1 – 2 нм, преимущественно обогащенные атомами меди в которых содержание атомов меди превышало содержание атомов фосфора (медно-обогащенные кластеры), плотностью $\sim 8 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$;

— Cu–P кластеры размером < 1 нм, обогащенные, главным образом, атомами фосфора в которых содержание фосфора превышало содержание меди (фосфорные кластеры), плотностью $\sim 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$;

— кластеры размером 4 – 5 нм, обогащенные атомами углерода, ванадия, хрома, молибдена и др. (Me–C кластеры), плотностью $\sim 0.8 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$;

— дискообразные карбиды толщиной 2 – 5 нм и плотностью $\sim 1 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$.

На рис. 9 представлена 3D реконструкция исследованного металла, содержащая различные виды особенностей наноструктуры в объеме с поперечным сечением $10 \cdot 10$ нм 2 и длиной 100 – 200 нм.

Химический состав кластеров, обнаруженных в облученном материале, представлен на рис. 10. Большинство кластеров обогащено атомами меди. Среднее содержание атомов меди в кластерах на уровне 10 ат. %. Медно-обогащенные кластеры обогащены также атомами фосфора, кремния или марганца. Расчетная средняя концентрация атомов указана в отношении к общему числу атомов в кластерах.

Размер фосфорных кластеров меньше, чем медно-обогащенных. Некоторые из фосфорных кластеров обогащены также атомами кремния и марганца. Хотя самые мелкие кластеры содержат только 2 – 3 атома фосфора, их численная плотность значительно превышает уровень для случайных образований, возникших из-за флуктуаций в твердом растворе.

Следует отметить, что кластеры, представленные на рис. 9, имеют эллипсоидальную форму. Это хорошо известный артефакт атомно-зондовой томографии, который возникает из-за локального эффекта увеличения, вызванного разницей в потенциале испарения между матричными и кластерными атомами. Однако это не влияет на оценку размера кластеров и их плотности.

Обогащенные углеродом, ванадием и хромом особенности имеют следующую композицию:

- дискообразные карбиды, обогащенные атомами ванадия (40 – 60 ат. %), углерода (15 – 25 ат. %) и хрома (~ 5 ат. %), в ядре которых отсутствуют атомы железа (стехиометрия карбидов соответствует типу $M_{23}C_6$);

— Me–C кластеры, преимущественно обогащенные атомами ванадия (~ 17 ат. %), хрома (~ 4 ат. %) и углерода (~ 4 ат. %).

Наблюдается также существенное обогащение границ дискообразных карбидов атомами фосфора, меди и марганца.

Значительное обеднение ферритной матрицы атомами P и Cu в процессе облучения является результатом перераспределения этих элементов. Подробная информация о средних и матричных концентрациях P и Cu в облученном, отожжен-

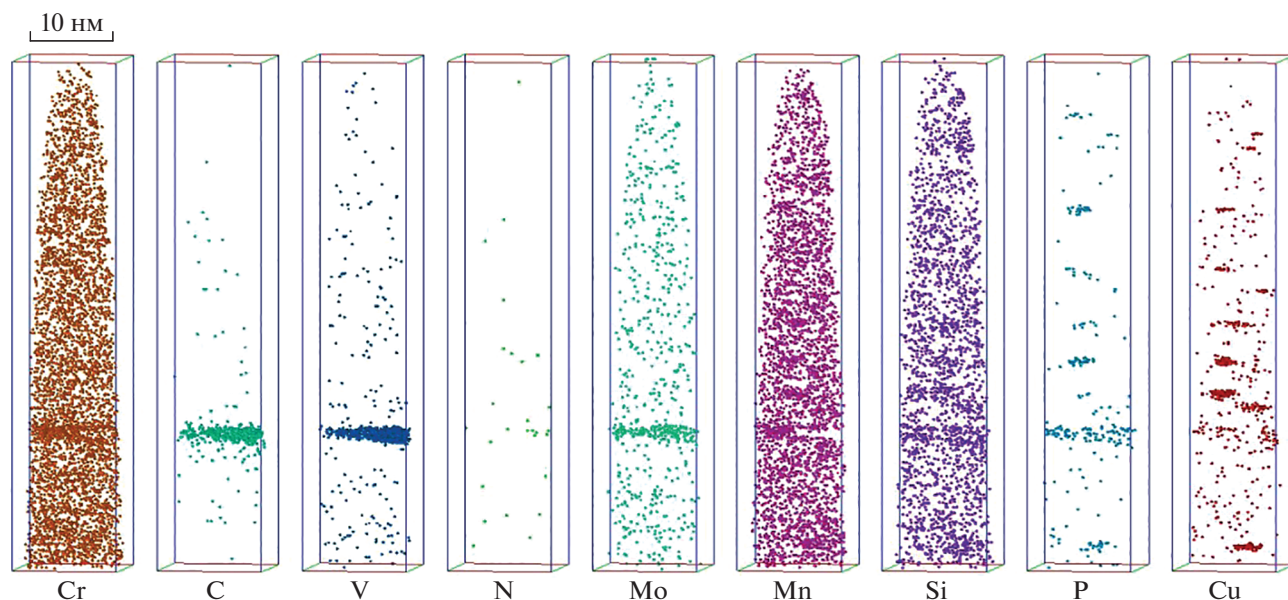


Рис. 9. 3D реконструкция распределения атомов различных химических элементов в облученном металле сварного шва корпуса ВВЭР-440.

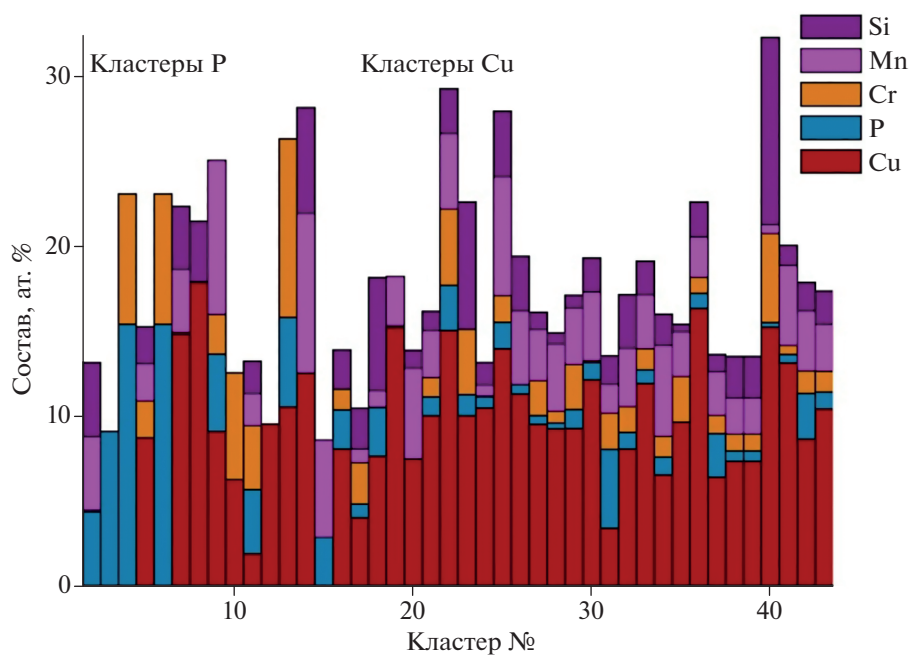


Рис. 10. Содержание химических элементов в Cu–P кластерах облученного металла сварного шва. Кластеры отсортированы по размеру в порядке возрастания.

ном и повторно облученном металле сварного шва будет приведена ниже в разделе 6.4.

Ранее выполненные методом АЗТ исследования металла темплетов, вырезанных из корпусов эксплуатируемых ВВЭР-440, показали [22, 23] почти такую же плотность медно-обогащенных и фосфорных кластеров ($\sim 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) в облученном материале. Однако кластеры в металле тем-

плетов были в большей степени обогащены атомами меди (~ 20 ат. %). Такое расхождение в химическом составе кластеров вызвано, по-видимому, различными значениями факса нейтронов, воздействовавших на металл в процессе облучения. Эффект факса и его воздействие на изменение микроструктуры корпусных сталей под облучением детально обсуждаются в [19].

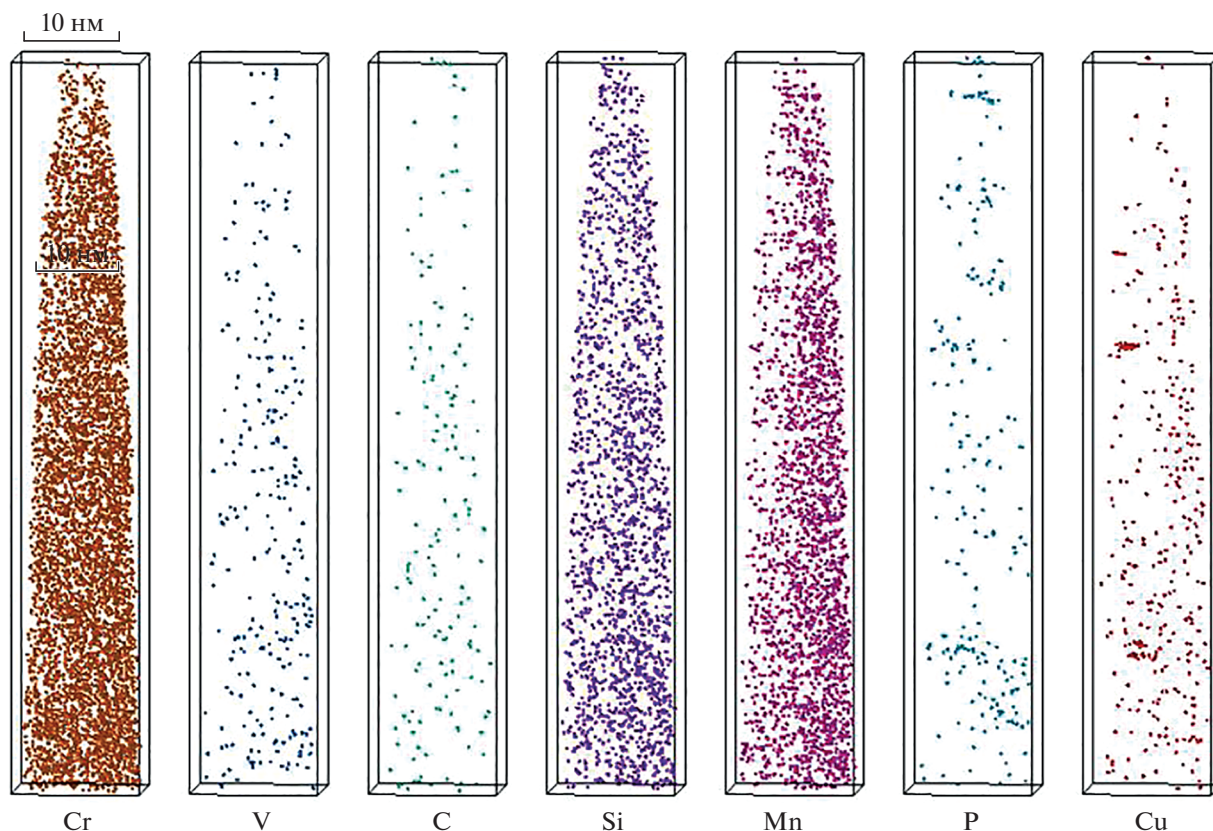


Рис. 11. 3D реконструкция распределения атомов различных химических элементов в повторно после отжига облученном до флюенса $1.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ металле сварного шва.

6.3. Облученный металл после отжига

Вследствие ряда технических проблем исследованный объем отожженного металла был значительно меньше по сравнению с первично облученным материалом.

В сварном шве, облученном и отожженном при температуре 475°C в течение 100 ч, не обнаружены обогащенные атомами меди и фосфора мелкие кластеры, возникшие при облучении. Кластеры растворились в процессе термического отжига. Однако распределение атомов меди и фосфора в отожженном металле различается.

Наблюдается гомогенное распределение атомов фосфора в стали. При этом содержание фосфора в ферритной матрице выше, чем до отжига, и примерно соответствует содержанию фосфора в необлученном материале.

Что касается меди, то ее содержание в ферритной матрице несколько увеличилось после отжига, однако осталось существенно ниже, чем в необлученной стали. Важно, что по сравнению с облученным металлом, в котором плотность обогащенных медью кластеров составляла $\sim 8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в отожженном сварном шве не было обнаружено мелких медно-обогащенных кластеров. Это согласо-

уется с результатами работы [22], в которой исследование методом трансмиссионной электронной микроскопии (ТЭМ) выявило как растворение возникших при облучении медных кластеров в процессе отжига, так и одновременно образование относительно крупных (размером $\sim 5 \text{ нм}$) медных преципитатов с низкой плотностью $< 10^{16} \text{ см}^{-3}$ в металле сварного шва корпуса ВВЭР-440.

6.4. Облученный, отожженный и повторно облученный металл

В металле сварного шва, повторно после отжига облученном флюенсом $\sim 1.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, обнаружены:

- новые кластеры, обогащенные атомами фосфора (размер $\sim 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и меди (размер $\sim 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- небольшое количество плотных медных преципитатов с содержанием меди выше 40 ат. % (размер $< 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Пример распределения химических элементов в виде атомных карт представлен на рис. 11.

В металле сварного шва, повторно после отжига облученном флюенсом $\sim 2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$, обнаружены:

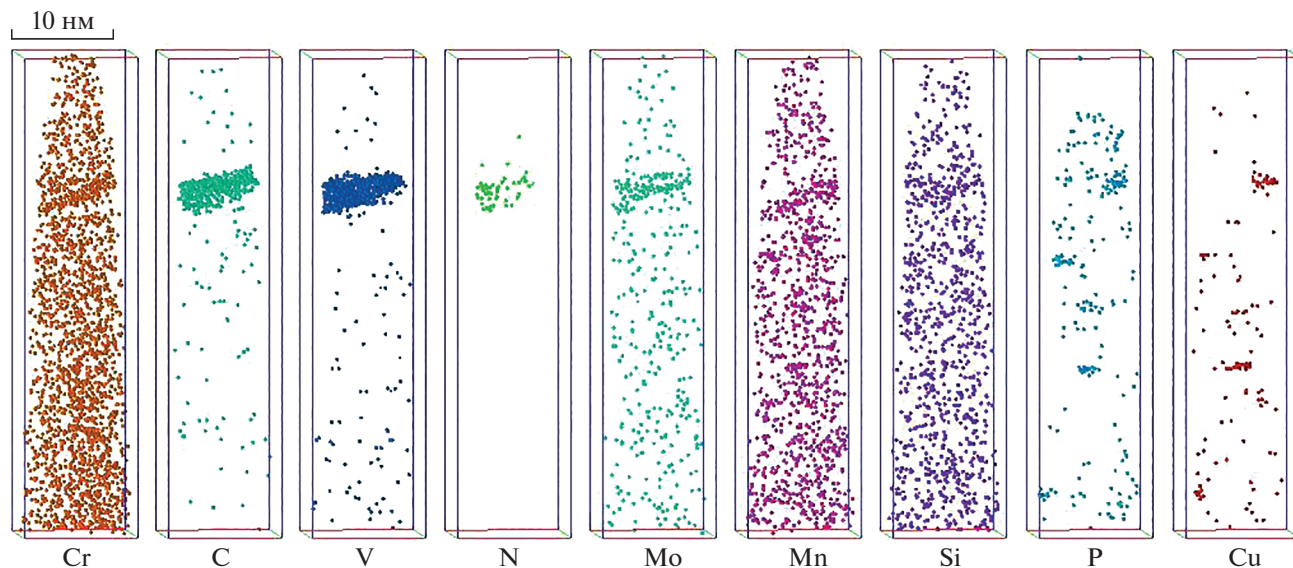


Рис. 12. 3D реконструкция распределения атомов различных химических элементов в повторно после отжига облученном до флюенса $2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ металле сварного шва. Присутствуют фосфорные кластеры.

– новые кластеры, обогащенные атомами фосфора (размер $\sim 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и меди (размер $\sim 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);

– небольшое количество плотных медных преципитатов с содержанием меди выше 40 ат. % (размер $< 2 \text{ нм}$, плотность $\sim 0.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);

– дискообразные карбиды аналогичные наблюдаемым в первично облученном материале (диаметр $\sim 2\text{--}12 \text{ нм}$, плотность $\sim 0.6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

На рис. 12 представлена 3D реконструкция повторно после отжига облученного материала, содержащего дискообразные карбиды и кластеры, обогащенные атомами меди и фосфора. Размер исследованных АЗТ объемов составляет: поперечное сечение $10 \cdot 10 \text{ нм}^2$ и длина $100\text{--}200 \text{ нм}$.

Приведенные на рис. 13 и 14 особенности наноструктуры, наблюдаемые в повторно облученном металле, существенно отличается первично облученного материала.

Изменение количества медно-обогащенных и фосфорных кластеров в первично и повторно облученном материале представлено на рис. 15. Критерием при сравнении кластеров различного типа служила величина коэффициента $R = C_{\text{Cu}} / (C_{\text{Cu}} + C_{\text{P}})$, в соответствии с которым для медных кластеров $R > 0.5$ и для фосфорных кластеров $R < 0.5$. Относительно величины R кластеры разделены на две группы:

– фосфорные кластеры, содержащие также небольшое количество атомов меди ($\text{P} \sim 7 \text{ ат. \%}$, $\text{Cu} \sim 1.5 \text{ ат. \%}$, плотность $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);

– медно-обогащенные кластеры, обогащенные, главным образом, атомами меди ($\text{Cu} \sim 9 \text{ ат. \%}$, $\text{P} \sim 1 \text{ ат. \%}$, плотность $\sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

Из данных, приведенных на рис. 15, следует, что количество медно-обогащенных кластеров в повторно облученном металле меньше, чем в первично облученном. Более того, в повторно после отжига облученном металле обнаружены плотные медные преципитаты. Эти преципитаты содержат большое количество атомов меди ($> 40 \text{ ат. \%}$), кото-

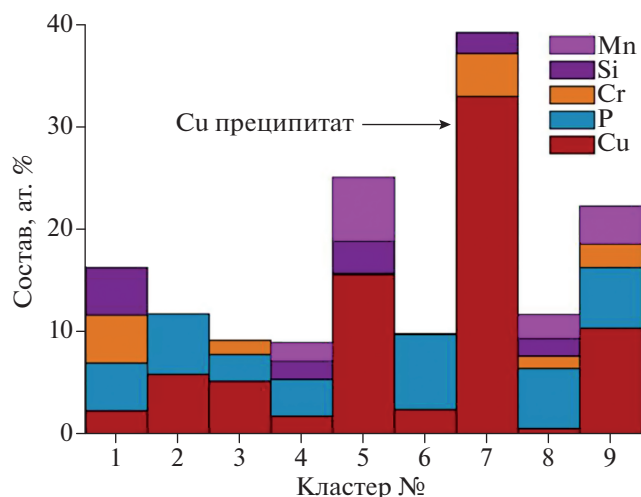


Рис. 13. Содержание химических элементов в Cu–P кластерах и медных преципитатах повторно облученного до флюенса $1.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ металла сварного шва. Кластеры отсортированы по размеру в порядке возрастания.

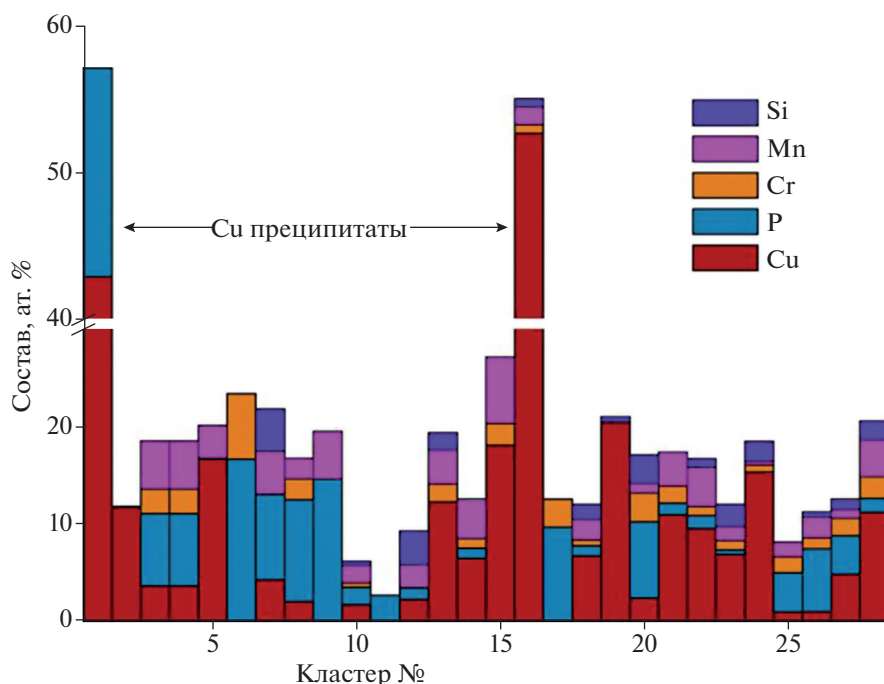


Рис. 14. Содержание химических элементов в Cu–P кластерах и медных преципитатах повторно облученного до флюенса $2.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$ металла сварного шва. Кластеры отсортированы по размеру в порядке возрастания.

рые сформировались в процессе отжига облученного металла.

В отличие от отожженного материала в повторно облученном металле атомы фосфора распределены неравномерно.

Наблюдаемые в металле дискообразные карбиды ванадия и хрома аналогичны обнаруженным в первично облученном материале и имеют следующую композицию:

– V (40–60 ат. %), C (15–25 ат. %) и Cr (~8 ат. %).

Границы дискообразных карбидов также обогащены атомами марганца, фосфора и меди. Распределение этих химических элементов в окрестности карбида представлено на рис. 16. Линейные профили концентрации определены вдоль оси, перпендикулярной плоскости карбида.

Необходимо отметить, что в [22, 23] медные преципитаты ($\text{Cu} > 80\%$, диаметр ~5 нм, плотность $< 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и сегрегации фосфора наблюдались в металле темплета, вырезанного из корпуса ВВЭР-440, эксплуатировавшегося после отжига. Темплет облучался очень низким фляксом нейтронов $\sim 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Обнаруженный в металле темплета медный преципитат представлен на рис. 17. Такие преципитаты располагаются в металле преимущественно на дислокациях и других структурных неоднородностях металла [23].

Формирование кластеров и преципитатов приводит к значительному обеднению ферритной матрицы легирующими и примесными эле-

ментами (см. рис. 18). При этом содержание фосфора в матрице повторно облученной стали несколько ниже, чем в первично облученном материале.

Стандартная статистическая погрешность при определении концентрации меди и фосфора рассчитывалась по формуле:

$$\sigma = \sqrt{c_i(100 - c_i)/n},$$

где n — число атомов в исследованном объеме.

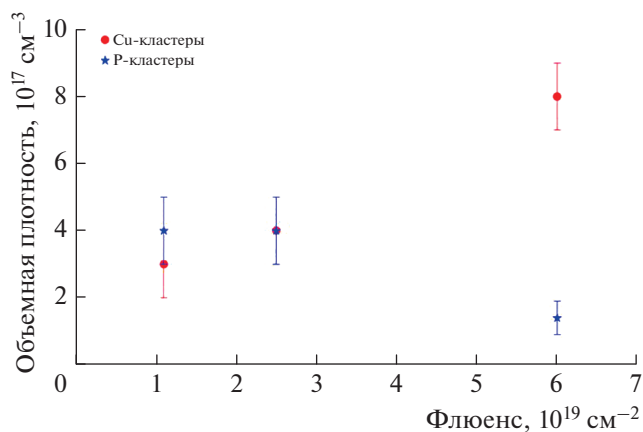


Рис. 15. Плотность кластеров и преципитатов с различным содержанием в них фосфора и меди в первично и повторно облученном металле сварного шва. Cu-кластеры — $R > 0.5$, P-кластеры — $R < 0.5$, где $R = C_{\text{Cu}}/(C_{\text{Cu}} + C_{\text{P}})$.

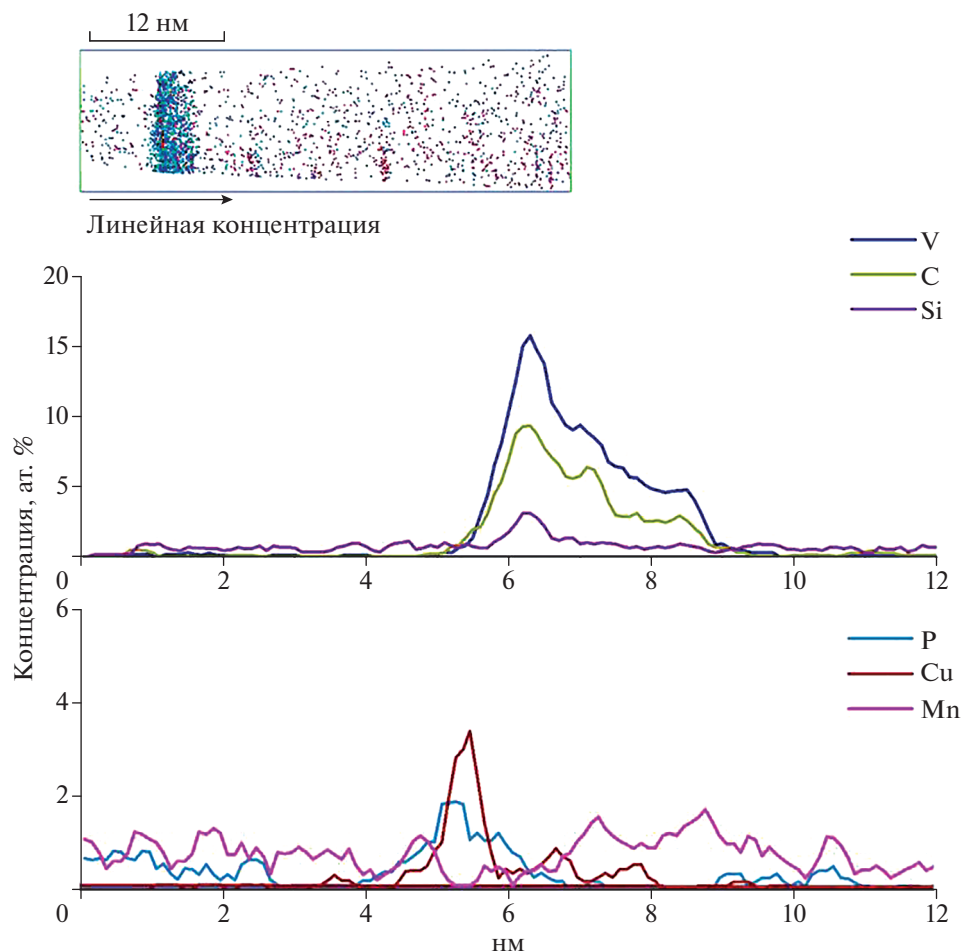


Рис. 16. Линейные профили концентрации химических элементов вдоль оси, перпендикулярной плоскости карбида в металле сварного шва, повторно облученном после отжига.

7. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе обнаружено, что в процессе облучения происходит существенное обеднение ферритной матрицы атомами фосфора и меди (см. рис. 18). При этом в облученном металле возникают нанокластеры, обогащенные атомами примесных и легирующих элементов.

В большинстве случаев центрами кластеров являются скопления атомов меди, которые окружены атомами P, Mn, Cr, Si. Содержание меди в кластерах относительно невысокое, на уровне ~10 ат. %. Диаметр кластеров примерно 1–2 нм, плотность достаточно высокая ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$). При таких размерах и плотности медно-обогащенные кластеры являются эффективными барьерами для движения дислокаций, посредством которого реализуется пластическая деформация металла.

Что касается атомов фосфора, то они в процессе облучения:

- сегрегируют на медно-обогащенных кластерах;

— создают сегрегации на межфазных границах и формируют атмосферы вокруг крупных преципитатов;

— сегрегируют на дислокациях [24] и других внутризеренных структурных дефектах.

Реализация указанных механизмов, в основе которых лежит диффузия атомов меди и фосфора под воздействием нейтронного облучения, приводит к повышению предела текучести и сдвигу критической температуры хрупкости стали, а также к понижению сопротивления металла хрупкому разрушению.

Необходимо отметить, что существует также еще один механизм влияния фосфора на изменение свойств металла — межзеренная сегрегация, которая может привести к межзеренному разрушению стали [25].

Образовавшиеся при облучении кластеры, содержащие атомы меди и фосфора, в процессе отжига при температуре 475°C растворяются в ферритной матрице. После отжига содержание фосфо-

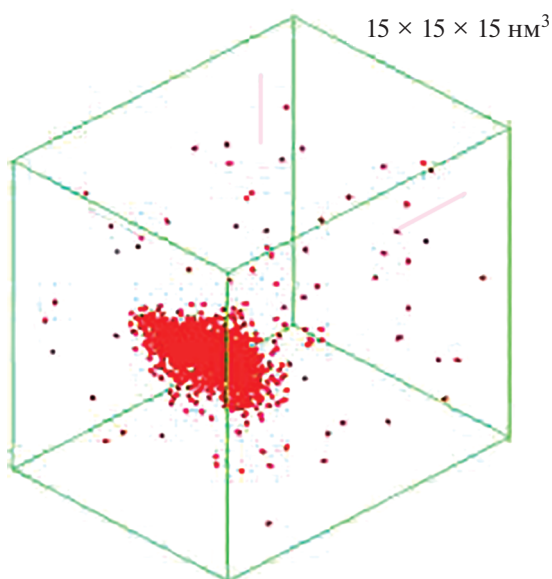


Рис. 17. Медный преципитат в темплате повторно после отжига облученного сварного шва эксплуатируемого корпуса реактора ВВЭР-440 [23].

ра в матрице значительно повышается до уровня, близкого к необлученному состоянию металла. Это означает, что большая часть инициируемых фосфором дефектов, включая внутризеренные кластеры, атмосферы и сегрегации, растворилась. Межзеренные сегрегации фосфора, по-видимому, более стабильны и сохраняются при отжиге.

Содержание меди в матрице после отжига несколько увеличивается, однако остается ниже, чем в необлученном материале. Растворение мелких медно-обогащенных кластеров сопровождается образованием более крупных медных преципитатов, содержание атомов меди в которых выше, чем в кластерах. Однако плотность медных преципитатов существенно ниже по сравнению с плотностью кластеров в облученной стали, и они уже являются менее эффективными барьерами для движения дислокаций. В результате отжига значения пластических свойств и критической температуры хрупкости облученной стали восстанавливаются.

При повторном после отжига облучении влияние содержания фосфора на охрупчивание материала остается существенным, рис. 7. В повторно облученном металле обнаружено неравномерное распределение атомов фосфора. Фосфорные кластеры и атмосферы атомов фосфора обнаружены вокруг карбидов и дислокаций.

В процессе отжига только часть атомов меди вернулась в матрицу и участвует в процессе радиационного повреждения стали при повторном облучении. Соответственно, вклад меди в охрупчивание металла существенно уменьшается и изменение ΔT_K при повторном облучении ниже, чем при

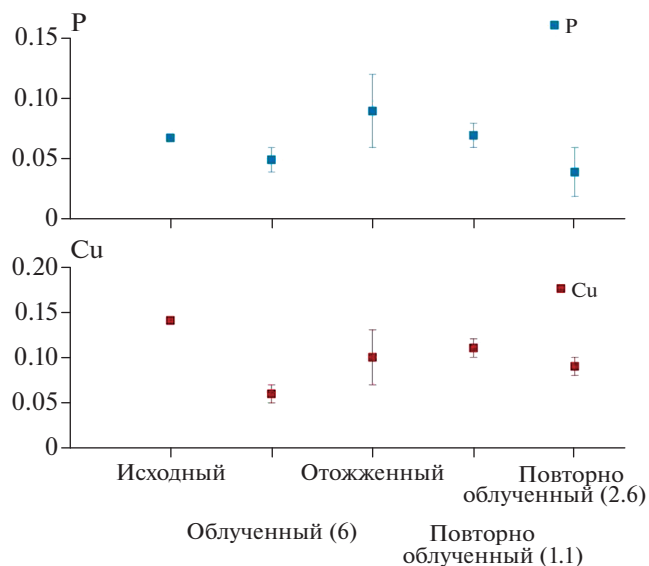


Рис. 18. Содержание фосфора и меди (в ат. %) в ферритной матрице (за вычетом кластеров и сегрегаций) исходного, облученного, отожженного и повторно облученного сварного шва. В скобках указана величина флюенса нейтронов $\cdot 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

первичном, рис. 4б. По этой же причине степень охрупчивания стали при повторном облучении мало зависит от исходного содержания меди в металле (см. рис. 8). Однако атомы меди, оставшиеся в матрице после отжига, могут служить источниками зарождения новых кластеров в повторно облучаемом материале.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В рамках международного проекта “ПРИМАВЕРА” выполнен анализ результатов механических испытаний и структурных исследований первично и повторно после отжига облученного материала корпуса ВВЭР-440.

2. Главными химическими элементами, определяющими степень радиационного охрупчивания сварных швов корпусов ВВЭР-440 при первичном облучении, являются медь и фосфор. Атомы меди формируют в процессе облучения мелкие кластеры (диаметр $\sim 1\text{--}2 \text{ нм}$), в состав которых входят атомы P, Si и Mn. Атомы фосфора сегрегируют на медно-обогащенных кластерах, дислокациях, границах зерен, а также образуют фосфорные кластеры и атмосферы. Указанные механизмы наряду с образованием матричных дефектов приводят к охрупчиванию корпусной стали, которое проявляется в повышении предела текучести и сдвига критической температуры хрупкости стали.

3. В процессе термического отжига при 475°C индуцированные облучением медно-богатенные и фосфорные кластеры растворяются. В результа-

те содержание атомов фосфора и меди в ферритной матрице увеличивается, однако концентрация атомов меди в озоженном металле существенно ниже по сравнению с необлученным материалом. Более того, растворение медно-обогащенных кластеров при отжиге происходит одновременно с образованием крупных медных преципитатов, относительно содержание атомов меди в которых выше, чем в мелких кластерах. Однако плотность медных преципитатов в озоженном металле низкая, в результате чего значения предела текучести и критической температуры хрупкости значительно восстанавливаются в результате отжига.

4. Вследствие высокой концентрации атомов фосфора в матрице озоженного материала, степень радиационного охрупчивания при повторном за отжигом облучении существенно зависит от содержания фосфора в металле.

5. Поскольку большая часть атомов меди после отжига содержится не в ферритной матрице, а в преципитатах, вклад атомов меди в повышение критической температуры хрупкости стали при повторном облучении минимизирован, и $\Delta R_{p0.2}$ и ΔT_K при последующем за отжигом облучении меньше, чем при первичном.

БЛАГОДАРНОСТИ

Представленное в настоящей работе томографические атомно-зондовые исследования выполнены в Центре коллективного пользования КАМИКС (<http://kamiks.iter.ru/>) НИЦ “Курчатовский институт” – ИТЭФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Amaev A., Kryukov A., Sokolov M. // ASTM STP1170. 1993. <https://www.astm.org/stp24787s.html>.
2. Zeman A., Chernobaeva A., Grafutin V., Rogozhkin S., Debarberis L., Ballesteros A., Erak D., Nikitin A. Proc. 25th Symposium on Effects of Radiation on Nuclear Materials. June 15–17, 2011. Anaheim, CA.
3. Chernobaeva A., Shtrombah J., Krjukov A., Erak D., Platonov P., Nikolaev J., Krasikov E., Debarberis L., Khoraa Yu., Valo M., Vodenicharov S., Kamenove T. // Int. J. Press. Vessels Piping. 2007. V. 84. P. 151.
4. Rogozhkin S., Chernobaeva A., Aleev A., Nikitin A., Zaluzhnyi A., Erak D., Shtrombakh Ya., Zabusov O., Debarberis L., Zeman A. Proc. PVP2009 / 2009 ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference. July 26–30, Prague, Czech Republic. 2009. PVP2009-78128.
5. Kryukov A., Debarberis L., von Estorff U., Gillemot F. // Int. J. Nucl. Knowledge Manage. 2010. V. 4. P. 301.
6. Штормбах Я.И., Чернобаева А.А., Николаев Ю.А., Красиков Е.А. // История науки и техники. 2013. № 8. С. 119.
7. Чернобаева А.А., Ерак Д.Ю., Медведев К.И., Красиков Е.А., Дадон М.В., Решетников А.А., Паль Н.В., Кочкин В.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2020. № 3. С. 47.
8. ПНАЭ Г-7-002-86 Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок. 1987.
9. Суворов А.Л., Рогожкин С.В., Залужный А.Г., Алеев А.А., Бобков В.Ф., Зайцев С.В., Карпов А.В., Козодаев М.А., Логинов Б.А., Макеев О.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Материаловедение и новые материалы. 2006. № 1(66). С. 3.
10. Рогожкин С.В., Агеев В.С., Алеев А.А., Залужный А.Г., Леонтьева-Смирнова М.В., Никитин А.А. // Физика металлов и материаловедение. 2009. Т. 108. С. 612.
11. Hyde J.M., Byrke M.G., Gault B., Saxey D.Wf., Styman P., Wilford K.B., Williams T.J. // Ultramicroscopy. 2011. V. 111. P. 676.
12. Yamaguchi Y., Takahashi J., Kawakami K. // Ultramicroscopy. 2009. V. 109. P. 541.
13. Radiguet B., Barbu A., Pareige P. // J. Nucl. Mater. 2007. V. 360. P. 104.
14. Amaev A., Kryukov A., Levit V., Sokolov M. // ASTM STP1170. 1993. <https://www.astm.org/stp24759s.html>.
15. Davies M., Kryukov A., English C., Nikolaev Y., Server W.L. Proc. 19th International Symposium on Effects of Radiation on Materials. ASTM STP1366. 2000. <https://www.astm.org/stp12378s.html>.
16. Debarberis L., Sevin F., Acosta B., Kryukov A., Nikolaev Y., Amaev A., Valo M. // Int. J. Press. Vessels Piping. 2002. V. 79. P. 637.
17. Чернобаева А.А., Ерак Д.Ю., Медведев К.И. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2020. № 1. С. 72.
18. Ерак Д.Ю., Папина В.Б., Чернобаева А.А., Медведев К.И., Журко Д.А. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика ядерных реакторов. 2017. № 2. С. 67.
19. Рогожкин С.В., Никитин А.А., Алеев А.А., Залужный А.Г., Чернобаева А.А., Ерак Д.Ю., Штормбах Я.И., Забусов О.О. // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. № 1. С. 73.
20. Miller M.K., Nanstad R.K., Sokolov M.A., Russel K.F. // J. Nucl. Mater. 2006. V. 351. P. 216.
21. Miller M.K. Atom Probe Tomography: Analysis at the Atomic Level. 2000. New York, NY: Kluwer Academic.
22. Gurovich B.A., Kuleshova E.A., Lavrenchuk O.V., Prikhodko K.E., Shtrombakh Ya.I. // J. Nucl. Mater. 1999. V. 264. P. 333.
23. Забусов О.О., Красиков Е.А., Суворов А.Л., Pareige P., Radiguet B. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение. 2003. № 3(83). С. 66.
24. Bischler P.J.E., Wild R.K. // ASTM STP1270. 1996. P. 260. <https://www.astm.org/stp16478s.html>.
25. Fedotova S.V., Kuleshova E.A., Gurovich B.A., Frolov A.S., Maltsev D.A., Zhuchkov G.M., Fedotov I.V. // J. Nucl. Mater. 2018. V. 511. P. 30.

Analysis of Mechanical Properties and Nanostructure Changes of VVER-440 Reactor Pressure Vessel Metal after Annealing

**A. M. Kryukov¹, A. A. Chernobaeva^{2, *}, D. Yu. Erak², S. V. Rogozhkin^{3, 4, **},
A. A. Nikitin^{3, 4}, V. I. Lebedinsky¹, V. B. Papina², and D. A. Zhurko²**

¹*Scientific and Engineering Centre for Nuclear and Radiation Safety, Moscow, 107140 Russia*

²*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

³*Kurchatov Complex for Theoretical and Experimental Physics of National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, 117218 Russia*

⁴*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: anna.chernobaeva@gmail.com*

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

Received August 31, 2021; revised October 3, 2021; accepted October 4, 2021

Analysis of mechanical testing and microstructural investigations of the irradiated VVER-440 reactor pressure vessel (RPV) metal before and after annealing carried out in the frameworks of the international project “PRIMAVERA” is presented. The role of chemical elements (Cu and P) was studied in relation to irradiation embrittlement of the VVER-440 RPV weld metal in the initial state, after recovery annealing and after post-annealing irradiation. It was shown that under primary irradiation, copper atoms formed small clusters (size ~1–2 nm) which also include P, Si and Mn atoms. Phosphorus atoms also segregated on copper clusters, dislocations, grain boundaries, and additionally formed phosphorus clusters and atmospheres. Under thermal annealing at 475°C, the irradiation-induced copper-enriched and phosphorus clusters partially dissolved, increasing the copper concentration in the annealed metal, which was significantly lower compared to the unirradiated material. Since most copper atoms after annealing were not contained in the ferritic matrix but in precipitates, the contribution of copper atoms to an increase in the ductile-to-brittle transition temperature under re-irradiation was minimized and so hardening and embrittlement after subsequent post-annealing irradiation were lower than under primary irradiation.

Keywords: reactor pressure vessel metal, radiation embrittlement, ductile-to-brittle transition temperature, atom probe tomography, clusters

УДК 533.9.01

ОЦЕНКА МАКСИМУМА МАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ ТОКА ПЛАЗМЫ, КОНВЕРТИРУЕМОЙ В КИНЕТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СРЫВАХ В ТОКАМАКЕ

© 2021 г. В. Ю. Савин*

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

*E-mail: SVY29041994@mail.ru

Поступила в редакцию 07.04.2022 г.

После доработки 14.04.2022 г.

Принята к публикации 15.04.2022 г.

В рамках модели, включающей в себя плазменный шнур, вакуумный зазор и стенку камеры токамака, исследуется процесс конверсии энергии полоидального магнитного поля тока плазмы в кинетическую энергию убегающих электронов (УЭ) в терминальной фазе срыва разряда. Получено уравнение для изменения кинетической энергии УЭ, позволяющее по известным профилям плотности УЭ, плотности тока УЭ и магнитному полю определить изменение указанной энергии в общем случае. Для плоского профиля плотности тока плазмы получена оценка сверху для указанной энергии и доли конверсии.

Ключевые слова: токамак, срыв разряда, убегающие электроны, конверсия энергии

DOI: 10.56304/S2079562920060494

ВВЕДЕНИЕ

Серьезной проблемой на пути к термоядерному реактору являются непредвиденные срывы плазменного разряда в токамаке. При срывах происходит резкое падение температуры (Thermal Quench), тока плазмы (Current Quench), вынос тепловой энергии и частиц на первую стенку вакуумной камеры, генерация токов в металлических элементах, что приводит к эрозии элементов токамака, дополнительным механическим нагрузкам и уменьшению времени эксплуатации токамака.

Одной из целого ряда причин повреждений первой стенки токамака при срывах является большой поток тепловой энергии, локально выбрасываемый высокоэнергетичными убегающими электронами (УЭ). Исследования показывают [1, 2], что переданная за время срыва разряда убегающим электронам энергия может достигать 100 МДж на установке ITER, причем площадь поверхности первой стенки, на которой выделяется эта энергия, достаточно мала [1]. При этом указывается, что эта энергия в 10 раз больше начальной кинетической энергии УЭ (в отличие от 3.5–5 раз в работе [2]), что может приводить к драматическим последствиям с точки зрения целостности первой стенки токамака.

Кинетическая энергия убегающих электронов W_{kin} приобретает ими при ускорении в вихревом электрическом поле, генерируемом при па-

дении тороидального тока плазмы. На терминальной фазе срыва разряда происходит уход УЭ из плазмы. При этом падает плотность УЭ, а значит, и плотность тока плазмы. Падение тока приводит к изменению полоидального магнитного потока. Энергия полоидального магнитного поля W_{mag} при этом переходит в тепловую энергию остаточной плазмы, которая состоит из ионов плазмы и тепловых электронов, передается убегающим электронам, которые еще не успели покинуть плазму, либо вновь появившимся за счет процессов генерации, а также частично уходит из системы в виде потока электромагнитной энергии через поверхность, ограничивающую рассматриваемую систему (по теореме Пойнтинга). Потому говорят о конверсии W_{mag} в W_{kin} , которая, как показывают оценки [2, 3], может быть значительной. При этом оценивают отношение α переданной электронам энергии полоидального магнитного поля тока плазмы к начальной энергии поля. Используя параметры токамаков и формулу (26) из работы [1], можно показать, что величина конверсии составляет от 0.2 до 67% для разных установок (JET, DIII-D и FTU).

В работе исследуется конверсия энергии магнитного поля тока плазмы в кинетическую энергию УЭ в терминальной фазе срыва разряда. Анализируется уравнение для изменения кинетической энергии УЭ и, исходя из квадратичной зависимости полученного соотношения от плот-

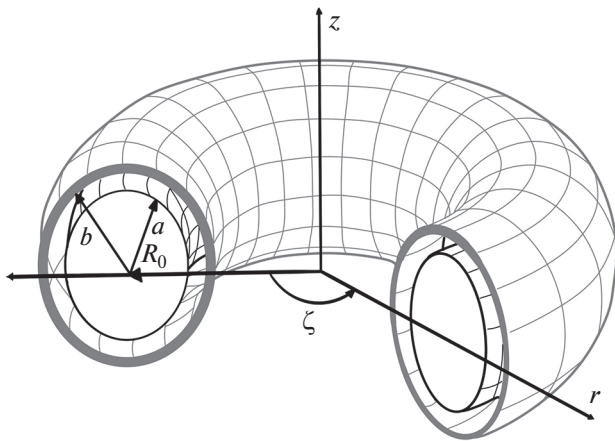


Рис. 1. К геометрии задачи.

ности тока УЭ, приводится выражение для максимального прироста энергии УЭ (оценка сверху), а также получены численные значения в зависимости от параметров разряда. Также приведена оценка доли энергии магнитного поля полного тока плазмы, которая конвертируется в кинетическую энергию УЭ во время терминальной фазы срыва разряда в токамаке, которая при определенном условии редуцируется к аналогичной формуле в работе [1].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Как и в работах [2, 4] рассматривается двумерная круглая осесимметричная модель токамака в приближении большого аспектного отношения, включающая три области: плазменный шнур малого радиуса a и большого радиуса R_0 , вакуумный зазор и стенку вакуумной камеры радиуса b (рис. 1).

Исследуется только терминальная фаза срыва тока плазмы, когда ток УЭ спадает по некоторому закону за счет ухода УЭ из плазмы [1, 2], приводя к генерации тока остаточной плазмы и тока в стенке.

Плотность тока плазмы $\mathbf{j}_p$ представим в виде двух компонент: плотности тока УЭ $\mathbf{j}_{RE}$ и плотности тока остаточной плазмы $\mathbf{j}_{OH}$ (как и в работах [1, 5, 6])

$$\mathbf{j}_p = \mathbf{j}_{RE} + \mathbf{j}_{OH}, \quad (1)$$

Кроме того, как и в работах [1, 5], будем полагать, что ток УЭ направлен в основном по тороидальному углу ζ

$$\mathbf{j}_{RE} = j_{RE} \mathbf{e}_\zeta. \quad (2)$$

Тогда для плотности тока УЭ имеем

$$j_{RE}(\mathbf{r}, t) = j_0(\mathbf{r}) f\left(\frac{t}{\tau_d}\right), \quad (3)$$

где $f\left(\frac{t}{\tau_d}\right)$ — некоторая функция, определяющая характер спада тока УЭ, τ_d — характерное время спада, а $j_0(\mathbf{r})$ — начальный профиль плотности тока УЭ.

Эволюция плотности тока остаточной плазмы $\mathbf{j}_{OH}$ и плотности тока в стенке $\mathbf{j}_w$ должна определяться из уравнений Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}, \quad (5)$$

и законов Ома для тока плазмы и тока в стенке камеры

$$\mathbf{E} = \eta_p \mathbf{j}_{OH} - \mu_0 [\mathbf{v}, \mathbf{H}], \quad (6)$$

$$\mathbf{E} = \eta_w \mathbf{j}_w. \quad (7)$$

Здесь $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ — напряженности электрического и магнитного полей в данной точке пространства, $\mathbf{v}$ — скорость плазмы как целого, μ_0 — магнитная постоянная, η_p и η_w — удельные сопротивления плазмы и стенки соответственно.

Кинетическая энергия, приобретаемая УЭ во время терминальной фазы срыва тока, определяется из следующих соображений. На электрон в плазме действуют две силы: кулоновская, отвечающая за ускорение электрона в электрическом поле, и сила трения электрона о частицы плазмы, которую мы обозначим, введя эффективное поле $\mathbf{E}_C$:

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -e(\mathbf{E} - \mathbf{E}_C), \quad (8)$$

где величина эффективного поля определяется выражением [7–10]

$$E_C = \frac{n_e e^3 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e c^2}, \quad (9)$$

а направлено поле по тороидальному углу. Здесь n_e — плотность всех электронов в плазме, m_e — масса электрона, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм, c — скорость света, e — элементарный заряд, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная. Везде ниже будем считать величину E_C постоянной.

Для плотности УЭ имеем

$$\mathbf{j}_{RE} = -en_{RE} \mathbf{v}_{RE}. \quad (10)$$

Здесь $\mathbf{v}_{RE}$ — скорость УЭ, n_{RE} — плотность УЭ.

Тогда из уравнений (2), (8) и (10) получаем следующее соотношение для изменения кинетической энергии убегающего электрона

$$\frac{dE_{\text{kin}}}{dt} = \frac{j_{\text{RE}}}{n_{\text{RE}}} (E_{\zeta} - E_C), \quad (11)$$

$$E_{\text{kin}} = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - v_{\text{RE}}^2/c^2}} - m_e c^2. \quad (12)$$

УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ИЗМЕНЕНИЯ ЭНЕРГИИ УЭ

В предположении, что ток смещения мал, подставляя (6) в (11) с учетом (5) и (1), получаем соотношение для изменения кинетической энергии одного УЭ

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{kin}}}{dt} = & \frac{\mu_0 j_{\text{RE}}}{n_{\text{RE}}} [\mathbf{H}, \mathbf{v}]_{\zeta} + \\ & + \frac{\eta_p j_{\text{RE}}}{n_{\text{RE}}} (\text{rot} \mathbf{H})_{\zeta} - \frac{\eta_p}{n_{\text{RE}}} j_{\text{RE}}^2 - \frac{E_C}{n_{\text{RE}}} j_{\text{RE}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Уравнение (13) позволяет, зная плотность УЭ, плотность тока УЭ, магнитное поле и скорость движения плазмы как целого, определить изменение кинетической энергии УЭ в общем случае. Единственным ограничивающим условием, используемым при выводе уравнения (13), является малость тока смещения по сравнению с плотностью полного тока плазмы $\mathbf{j}$. Интегрирование соотношения (13) по всему объему плазмы и по времени срыва даст приращение кинетической энергии всех УЭ.

Даже без знания указанных физических величин, из уравнения (13) можно сделать следующий вывод. Аксиально-симметричное магнитное поле может быть описано следующей формулой

$$\mathbf{H} = \frac{[\nabla \Psi, \mathbf{e}_{\zeta}]}{2\pi r \mu_0} + \frac{I}{2\pi r} \mathbf{e}_{\zeta}, \quad (14)$$

где Ψ — полоидальный магнитный поток, r — расстояние от центра токамака до рассматриваемой точки, I — полоидальный ток.

Подстановка соотношения (14) в уравнение (13) приводит к выражению

$$\begin{aligned} \frac{dE_{\text{kin}}}{dt} = & \frac{j_{\text{RE}}}{2\pi r n_{\text{RE}}} (\nabla \Psi, \mathbf{v}) - \frac{r \eta_p j_{\text{RE}}}{2\pi \mu_0 n_{\text{RE}}} \text{div} \frac{\nabla \Psi}{r^2} - \\ & - \frac{\eta_p}{n_{\text{RE}}} j_{\text{RE}}^2 - \frac{E_C}{n_{\text{RE}}} j_{\text{RE}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Из выражения (15) видно, что тороидальное или полоидальное вращение плазмы не будет влиять на изменение кинетической энергии УЭ. Только ее расширение или сжатие может внести некоторый вклад.

Тогда, предполагая, что движения плазмы по радиусу нет, а также выражая ротор магнитного поля через плотность полного тока плазмы, полу-

чаем следующее выражение для изменения кинетической энергии одного электрона

$$\frac{dE_{\text{kin}}}{dt} = \frac{j_{\text{RE}}}{n_{\text{RE}}} (\eta_p j_{\zeta} - \eta_p j_{\text{RE}} - E_C), \quad (16)$$

где j_{ζ} — тороидальная компонента плотности полного тока плазмы.

Это выражение квадратично по плотности тока УЭ. Оно обращается в нуль, если убегающих электронов нет ($j_{\text{RE}} = 0$) и если $j_{\text{RE}} = j_{\zeta} - E_C/\eta_p$. Его максимум достигается при

$$j_{\text{RE}} = \frac{\eta_p j_{\zeta} - E_C}{2\eta_p}, \quad (17)$$

и равен

$$\left(\frac{dE_{\text{kin}}}{dt} \right)_{\text{max}} = \frac{\eta_p j_{\text{RE}}^2}{n_{\text{RE}}}. \quad (18)$$

При нахождении максимума выражения (16) имелось в виду, что для всех возможных вариантов перераспределения полного тока между током УЭ и омическим током остаточной плазмы во время терминальной стадии срыва разряда выражение (16) достигает своего максимума при условии (17), связывающем плотность тока УЭ j_{RE} с плотностью полного тока j_{ζ} . В частности, если пренебречь торможением УЭ о частицы плазмы (как показывают оценки [1], величина E_C , как правило, много меньше величины индуцированного поля E), то изменение кинетической энергии УЭ максимально в случае равенства плотности тока УЭ и остаточной плазмы.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ УЭ

Определим максимальную энергию, которая может быть передана УЭ за время срыва. Для этого необходимо проинтегрировать соотношение (18) по всему объему плазмы и по времени. Для простоты возьмем плоский профиль плотности тока УЭ (как и в работе [1])

$$j_{\text{RE}} = \frac{I_{\text{RE}}}{\pi a^2} = \text{const}. \quad (19)$$

Здесь I_{RE} — полный ток УЭ.

Тогда для изменения кинетической энергии всех УЭ в объеме плазмы получаем соотношение

$$\frac{dW_{\text{kin}}}{dt} = \int_{V_p} n_{\text{RE}} \frac{dE_{\text{kin}}}{dt} dV = \int_{V_p} \eta_p j_{\text{RE}}^2 dV = R_p I_{\text{RE}}^2, \quad (20)$$

где $R_p = \frac{2R_0 \eta_p}{a^2}$ — сопротивление плазмы.

Здесь предполагалось, что резистивность плазмы η_p постоянна по полоидальному сечению плазмы.

Из соотношений (3) и (19) имеем

$$I_{\text{RE}}(t) = I_{\text{RE}}^0 f\left(\frac{t}{\tau_d}\right), \quad (21)$$

где I_{RE}^0 — начальный ток УЭ.

Временная зависимость спада тока УЭ может иметь разный характер. В классических работах ([1, 2, 5]) по исследованию конверсии энергии магнитного поля тока плазмы в кинетическую энергию УЭ при численном моделировании указанного процесса принято использовать показательную функцию $f\left(\frac{t}{\tau_d}\right) = e^{-t/\tau_d}$,

однако в работе [11] показано, что учет эволюции профиля плотности тока приводит к степенному закону $f\left(\frac{t}{\tau_d}\right) = 1 - \left(\frac{t}{\tau_d}\right)^v$, $0 < v \leq 1$.

Как показывает применение указанных зависимостей в дальнейших вычислениях, передаваемая от магнитного поля тока плазмы УЭ энергия в первую очередь определяется длительностью спада тока УЭ, а не его характером.

Полагая, что сопротивление плазмы мало меняется за время срыва [1], получаем оценку максимальной энергии, которая может быть передана от полоидального магнитного поля убегающим электронам

$$\Delta W_{\text{kin}} = \int \frac{dW_{\text{kin}}}{dt} dt = R_p (I_{\text{RE}}^0)^2 \tau_d C, \quad (22)$$

где параметр C порядка единицы определяется характером спада тока УЭ.

Из формулы (22) видно, что конвертируемая в УЭ энергия зависит от трех физических величин: сопротивления плазмы, начального тока УЭ и времени спада этого тока. Исходя из характерных для токамака ITER значений данных величин (согласно работе [1]), определим диапазон значений энергии, определяемой (22).

Согласно значениям резистивного времени плазмы и индуктивности [1], сопротивление плазмы лежит в диапазоне от 0.33 до 1.0 мОм. Максимальный ток УЭ оценивается величиной 10 МА (минимальная величина равна нулю), а характерное время ухода УЭ из плазмы $\tau_d = 0.1$ –10 мс. Исходя из этих значений максимальная энергия, которую могут набрать УЭ за время терминальной стадии срыва разряда, составляет примерно 500 МДж. Минимальное значение при максимальной силе тока УЭ (10 МА) составит примерно 1.67 МДж.

К сожалению, одного лишь значения переданной УЭ энергии за время срыва недостаточно для оценки последствий выноса этой энергии на стенку. Необходимо также знать время “депозиции”, площадь и глубину, на которые выносятся энергия. Однако все же можно отметить, что по-

следствия от выноса на стенку 1.67 МДж не будут существенны с учетом площади поверхности, на которую выносятся эта энергия, и времени депозиции [1]; вынос же 500 МДж может оказаться катастрофичным. Также заметим, что полученная оценка максимума энергии в 500 МДж соотносится с тем, что описано у других авторов [1, 2]. Так, из работы [1] следует, что для начального тока УЭ в 10 МА и времени спада тока 10 мс кинетическая энергия УЭ может составлять до 300 МДж. В работе же [2] для тех же значений начального тока УЭ и времени его спада приводится значение энергии УЭ в 90–95 МДж. Данные значения представляют собой результаты численных расчетов для токамака ITER, поскольку проведение реальных экспериментов на данной установке пока невозможно.

Кроме того, формулу (22) можно сравнить с формулой для аналогичной энергии, которую можно получить из работы [1]

$$\Delta W_{\text{kin}} = \frac{R_p I_0^2 \tau_d \tau_{\text{res}}}{2(\tau_d + \tau_{\text{res}})} - 2\pi R_0 E_C I_0 \tau_d. \quad (23)$$

Здесь τ_{res} — резистивное время плазмы.

Видно, что энергия (23) строго меньше максимальной энергии, определяемой формулой (22), как и должно быть.

При исследовании конверсии магнитной энергии тока плазмы в кинетическую энергию УЭ принято рассматривать отношение переданной электронам энергии к начальной магнитной энергии тока плазмы (долю конверсии), которая определяется формулой

$$W_{\text{mag}} = \frac{L_p (I_p^0)^2}{2}, \quad (24)$$

где L_p — индуктивность плазмы.

Для дополнительного сравнения полученного нами результата с результатами в других работах, получим выражение для доли конверсии. Исходя из выражения (17), при котором переданная электронам энергия максимальна, определяем полный ток плазмы I_p и после подставляем его в (24)

$$W_{\text{mag}} = \frac{L_p}{2} (2I_{\text{RE}}^0 + E_C \pi a^2 / \eta_p)^2. \quad (25)$$

Тогда для отношения переданной за время срыва энергии УЭ (максимальной) к начальной энергии полоидального магнитного поля тока плазмы имеем

$$\alpha = \frac{\Delta W_{\text{kin}}}{W_{\text{mag}}} = \frac{1}{4\delta \left(1 + \frac{\pi R_0 E_C}{R_p I_{\text{RE}}^0}\right)}. \quad (26)$$

Здесь $\delta = \frac{\tau_{\text{res}}}{\tau_d}$.

Если предположить, что критическое поле E_C мало ($\pi R_0 E_C \ll R_p I_{RE}^0$), то получаем выражение

$$\alpha = \frac{\Delta W_{kin}}{W_{mag}} = \frac{1}{4\delta} - \frac{\pi R_0 E_C}{4\delta R_p I_{RE}^0}, \quad (27)$$

которое аналогично соотношению (26) из работы [1], но не обязательно больше (26), в отличие от самой энергии,

$$\alpha = \frac{\Delta W_{kin}}{W_{mag}} = \frac{1}{1+\delta} - \frac{4\pi R_0 E_C}{\delta R_p I_{RE}^0}. \quad (28)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели, включающей в себя плазменный шнур, вакуумный зазор и стенку камеры токамака, исследуется процесс конверсии энергии полоидального магнитного поля тока плазмы в кинетическую энергию УЭ в терминальной фазе срыва разряда. Получено уравнение для изменения кинетической энергии УЭ, позволяющее по известным профилям плотности УЭ, плотности тока УЭ и магнитному полю определить изменение указанной энергии в общем случае. Для плоского профиля плотности тока плазмы получены оценки сверху для указанной энергии и доли конверсии, которые сравниваются с аналогичными выражениями в работе [1]. Для параметров разряда на токамаке ITER получены численные значения максимальной энергии, которая может передаваться УЭ за время срыва разряда.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор статьи искренне признателен д.ф.-м.н. Пуствитову Владимиру Дмитриевичу за ценные советы

и замечания по разработке данной модели, а также за оказанную помощь в написании работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Martín-Solís J.R., Loarte A., Hollmann E.M., Esposito B., Riccardo V.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. No. 8. P. 083027. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/8/083027>
2. *Riemann J., Smith H.M., Helander P.* // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. No. 1. P. 012507. <https://doi.org/10.1063/1.3671974>
3. *Dai A.J. et al.* // Plasma Phys. Control. Fusion. 2018. V. 60. No. 5. P. 055003. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aab16d>
4. *Pustovitov V.D.* // Plasma Phys. Reports. 2019. V. 45. No. 12. P. 1114–1127. <https://doi.org/10.1134/S1063780X19120079>
5. *Loarte A. et al.* // Nucl. Fusion. 2011. V. 51. No. 7. P. 073004. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/7/073004>
6. *Bandaru V. et al.* // Phys. Rev. E. 2019. V. 99. No. 6. P. 063317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.99.063317>
7. *Dreicer H.* // Phys. Rev. 1959. V. 115. No. 2. P. 238. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.115.238>
8. *Kulsrud R.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. No. 11. P. 690. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.31.690>
9. *Rosenbluth M.N., Putvinski S.V.* // Nucl. Fusion. 1997. V. 37. No. 10. P. 1355. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/37/10/103>
10. *Breizman B.N., Aleynikov P., Hollmann E.M., Lehnen M.* // Nucl. Fusion. 2019. V. 59. No. 8. P. 083001. <https://doi.org/10.1088/1741-4326/ab1822>
11. *Breizman B.N.* // Nucl. Fusion. 2014. V. 54. No. 7. P. 072002. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/54/7/072002>

Estimation of the Maximum of the Plasma Current Magnetic Energy Converted into Kinetic Energy of Runaway Electrons at Discharges in a Tokamak

V. Y. Savin*

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

*e-mail: svy29041994@mail.ru

Received April 7, 2022; revised April 14, 2022; accepted April 15, 2022

Within a model that includes a plasma, a vacuum gap and a wall of the tokamak chamber, the conversion of a plasma current poloidal magnetic field into the kinetic energy of runaway electrons (REs) in the termination phase of the discharge disruption is investigated. The equation for the change in the kinetic energy of REs is obtained, that allows to determine the change in the specified energy in the general case with the known REs density profile, REs current density and the magnetic field. For a flat plasma current density profile, an upper estimate for the REs kinetic energy and conversion was obtained.

Keywords: tokamak, discharge disruption, runaway electrons, energy conversion

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.126

ПОИСК ТЯЖЕЛОГО БОЗОНА ХИГГСА В КАНАЛЕ РАСПАДА $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ В СОБЫТИЯХ С ДВУМЯ ЭЛЕКТРОНАМИ ИЛИ ДВУМЯ МЮОНАМИ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА СТАТИСТИКЕ 139 фб⁻¹ ПРИ 13 ТэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА LHC

© 2021 г. А. А. Гаврилюк^а, *, Е. Н. Рамакоти^а, И. И. Цукерман^а

^аНИИЦ “Курчатовский институт”, пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия

*E-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru

Поступила в редакцию 27.02.2021 г.

После доработки 21.06.2021 г.

Принята к публикации 01.07.2021 г.

Авторами в составе рабочей группы по поиску и исследованию бозона Хиггса (HWW) проведено изучение событий с двумя электронами и двумя мюонами для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере при 13 ТэВ. В анализе используется полный набор данных протон-протонных столкновений, набранных в 2015–2018 гг., который соответствует интегральной светимости 139 фб⁻¹. На основании моделирования предложены критерии отбора полезных событий и выбрана контрольная кинематическая область основного фона от процессов Дрелла–Яна. Подсчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения тяжелого бозона Хиггса в рамках нескольких моделей. Оказалось, что они лишь ненамного хуже, чем получаются в анализе событий с электроном и мюоном в конечном состоянии для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$.

Ключевые слова: адронные струи, бозон Хиггса, Стандартная Модель, эксперимент ATLAS, Большой адронный коллайдер, LHC

DOI: 10.56304/S207956292006024X

ВВЕДЕНИЕ

Поиски тяжелого бозона Хиггса (H -бозона) ведутся преимущественно в бозонных каналах распада, например, в перспективном канале $H \rightarrow WW$. Ожидаемая относительная вероятность этого распада (BR) может составлять 60–70% при массе >200 ГэВ/ c^2 , если допустить, что H -бозон имеет те же свойства, что и бозон Хиггса Стандартной Модели (SM) (h -бозон) [1]. В нашей предыдущей работе [2] рассматривалось только конечное состояние с электроном и мюоном ($WW \rightarrow e\nu\mu\nu$); здесь мы сконцентрируемся на состояниях $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$, имеющих суммарный итоговый BR около 2.5% [3]. Из-за большого фона от процессов Дрелла–Яна (DY), эти два состояния более сложны для изучения, чем $e\nu\mu\nu$; общей проблемой является возможность восстановления лишь поперечной массы H -бозона. Поиск тяжелого бозона Хиггса в канале распада на WW проводился как при энергии 8 ТэВ на полной статистике [4], так и при энергии 13 ТэВ на данных 2015–2016 гг. [5] в экспериментах ATLAS [6] и CMS на LHC; также рассматривался канал распада на два Z -бозона [7]. Новая частица не была об-

наружена ни в одном из каналов распада и были поставлены жесткие верхние пределы на сечение его рождения в широком диапазоне сканируемых масс в рамках различных теоретических моделей.

Авторы в составе рабочей группы по поиску и изучению бозона Хиггса (HWW) внесли определяющий вклад в изучение событий с двумя электронами и двумя мюонами для канала распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в эксперименте ATLAS при 13 ТэВ. На основании моделирования методом Монте-Карло (MC) нами предложены и реализованы критерии отбора сигнала от тяжелого бозона Хиггса и выбор контрольной области основного DY-фона. Авторами подсчитаны экспериментальные систематические погрешности и получены результаты для ожидаемых верхних пределов на сечение рождения бозона в широком диапазоне масс тяжелого бозона Хиггса.

1. ИЗУЧЕНИЕ ОБЛАСТИ СИГНАЛА ДЛЯ ПОИСКА H -БОЗОНА ПРИ 13 ТэВ

Отбор событий несильно отличается от того, который был проведен для канала с разным ароматом

Таблица 1. Предсказанное число событий (в тыс.) с двумя электронами и двумя мюонами для полной статистики при 13 ТэВ, в областях сигнала от H -бозона, масса которого для примера предполагается равной 400 ГэВ/ c^2 , а свойства соответствуют СМ. Цифры 2 и 3 соответствуют этапам 2 и 3 (см. текст)

	ggF H	VBF H	VV	Топ	DY	$W + jets$	Полный фон
Инкл. 2	1.1	0.18	26.6	25.2	45.9	1.2	99.0
Инкл. 3	0.459(4)	0.076(1)	6.33(3)	8.00(2)	0.63(7)	0.13(2)	15.09(8)
VBF1J 2	0.07	0.06	0.79	0.7	1.56	0.06	3.07
VBF1J 3	0.027(1)	0.024(1)	0.171(7)	0.185(3)	0.049(16)	0.004(3)	0.409(19)
VBF2J 2	0.019	0.10	0.25	0.69	0.32	0.01	1.23
VBF2J 3	0.008(0)	0.048(1)	0.068(2)	0.191(3)	0.022(6)	0.000(2)	0.282(7)

лептонов конечного состояния $e\mu$ [2, 5], однако вводятся дополнительные ограничения для подавления DY-фона. В предварительном отборе дополнительно для увеличения скорости обработки вводились ограничения на т.н. значимость недостающей поперечной энергии, $S(E_T^{\text{miss}}) > 3$, на недостающий поперечный импульс, измеренный в треkere ($p_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ/ c) и поперечные импульсы первого и второго лептонов ($p_T^{\text{lead}} > 45$ ГэВ/ c , $p_T^{\text{sublead}} > 30$ ГэВ/ c), что позволило уменьшить в десять раз огромный объем входных данных. Напомним, что полное число распадов $Z^{(*)} \rightarrow e\bar{e}/\mu\bar{\mu}$ превышает сто миллионов событий на полной статистике при 13 ТэВ.

Образец событий был поделен на три сигнальных области в соответствии с числом адронных струй n_{jets} с $p_T > 30$ ГэВ/ c и $|\eta_{\text{jet}}| < 4.5$. Первая область инклюзивна по числу струй n_{jets} , и в ней H -бозон должен рождаться, в основном, путем слияния глюонов (ggF). Во второй (VBF1J, ограничения $n_{\text{jets}} = 1$, $|\eta_{\text{jet}}| > 2.4$, $\min(|\Delta\eta_{j\ell}|) > 1.75$, где $\Delta\eta_{j\ell}$ — разница псевдобыстрот лептона и струи) и третьей (VBF2J, ограничения $n_{\text{jets}} > 1$, $\Delta Y_{jj} > 4.0$ и $m_{jj} > 500$ ГэВ/ c^2 , где ΔY_{jj} и m_{jj} — разница псевдобыстрот струй и их инвариантная масса) областях рождение бозона Хиггса может происходить в значительной мере через слияние векторных бозонов (VBF) и сопровождается струями, летящими под малыми полярными углами. Эти области исключаются из инклюзивной. На этапе 2 для уменьшения фона от процессов Дрелла—Яна использовались ограничения $p_T^{\text{miss}} > 40$ ГэВ/ c и $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 25$ ГэВ/ c^2 , где $m_{\ell\ell}$ — инвариантная масса лептонов. На этапе 3 вводилось ограничение на $S(E_T^{\text{miss}}) > 7$ (6, 5) и на модуль векторной суммы импульсов струй, лептонов и E_T^{miss} : $|p_T^{\text{tot}}| < 50$ (30, 20) ГэВ/ c для инклюзивной (VBF1J, VBF2J) областей, соответственно. Эти ограничения позволяют сохранить приемлемую долю полезного сигнала, уменьшая фон в десятки и сотни раз. На последнем

этапе отборов вклад от процессов Дрелла—Яна, который трудно оценить с высокой точностью, становится существенно меньше, чем от фоновых процессов с парным рождением векторных бозонов и топ-кварками. Однако вклад неопределенности расчета фона от DY в точность определения суммарного фона весьма существенен и может быть уменьшен в будущем с использованием большей МС-статистики. Количество событий от $W + jets$ пренебрежимо мало. В табл. 1 показано предсказанное число событий для фонов и сигнала от H -бозона с массой 400 ГэВ/ c^2 в предположении, что его сечение рождения и кинематика соответствуют СМ. На окончательном этапе отбора указаны статистические погрешности расчетов в последних значащих цифрах. Во второй части представлены результаты исследования контрольных областей (CRs) DY-фона.

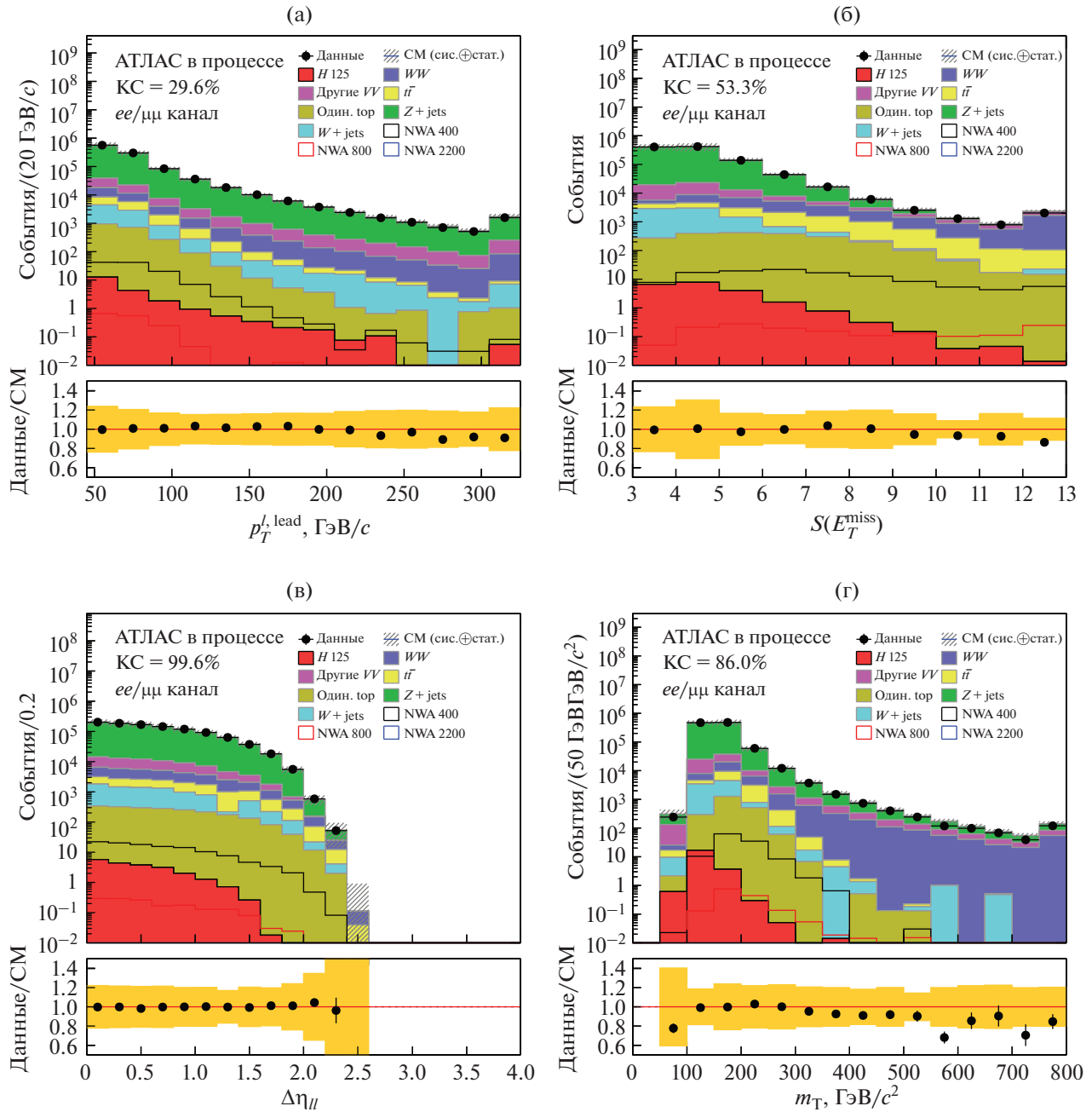
Проведена детальная оценка экспериментальных систематических неопределенностей в соответствии со стандартной процедурой, используемой в ATLAS [5]. Их вклад рассчитывается путем варьирования 4-вектора или весового коэффициента для каждого “объекта”, т. е. электрона, мюона, струи, b -струи, E_T^{miss} и т.д. на $\pm 1\sigma$ от номинальной величины. Они учтены на всех показанных ниже рисунках. Выполнена оценка совместимости данных и моделирования с помощью критерия Колмогорова—Смирнова (КС), учитывающая только статистические неопределенности.

2. ИЗУЧЕНИЕ КОНТРОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ФОНА ОТ ПРОЦЕССОВ ДРЕЛЛА—ЯНА

Отбор событий напоминает тот, что применяется в области сигнала, за исключением того, что используется ограничение $|m_{\ell\ell} - m_Z| < 25$ ГэВ/ c^2 и не используются отбор по переменным $S(E_T^{\text{miss}})$ и p_T^{tot} . Нормировочные коэффициенты, на которые домножается количество соответствующих событий в области сигнала, оказались равными $NF = 1.11 \pm 0.00$ (1.09 ± 0.02 , 0.88 ± 0.02) в инклюзивном

Таблица 2. Число событий (в тыс.) с двумя электронами и двумя мюонами, набранных при 13 ТэВ, в контрольных кинематических областях фона от процессов Дрелла–Яна (DY)

	VV	Топ	DY	$W + jets$	Полный фон	Данные	Данные/МС
Инкл.	56.6(2)	10.8	958(4)	6.6(5)	1032(4)	1031.850	1.00(0)
VBF1J	2.00(5)	0.283(4)	33.09(68)	0.13(10)	35.51(69)	35.538	1.00(2)
VBF2J	0.60(2)	0.265(3)	8.63(19)	0.018(28)	9.52(20)	9.512	1.00(2)


Рис. 1. Распределения в инклюзивной контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна: по переменным p_T^{lead} (а), $S(E_T^{\text{miss}})$ (б), $\Delta\eta_{II}$ (в) и m_T (г).

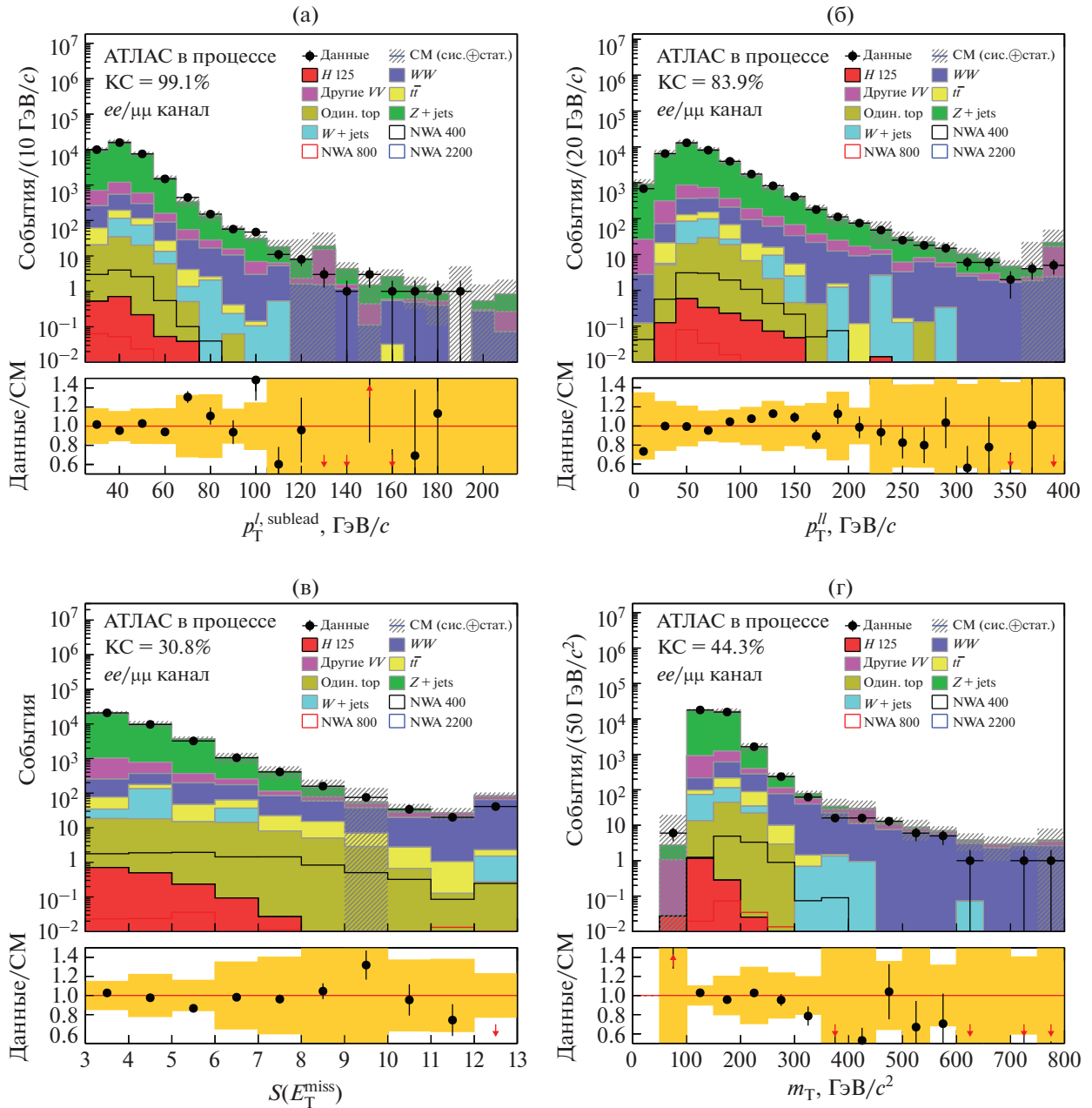


Рис. 2. Распределения в контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна VBF1J: по переменным p_T^{sublead} (а), p_T^{ll} (б), $S(E_T^{\text{miss}})$ (в) и m_T (г).

(VBF1J, VBF2J) случае соответственно. В табл. 2 показаны наблюдаемые и предсказанные числа событий в DY CRs. Видно, что доля событий от процессов Дрелла–Яна превышает 90%. Проведено сравнение измеренных распределений по кинематическим переменным с расчетными. В большинстве случаев наблюдается их удовлетворительное согласие. На рис. 1 для примера показаны

спектры по p_T^{lead} , $S(E_T^{\text{miss}})$, разнице псевдобыстрот лептонов $\Delta\eta_{\text{ll}}$ и m_T в инклюзивной области. На рис. 2 представлены распределения по p_T^{sublead} , суммарному поперечному импульсу двух лептонов $p_{T\text{ll}}$, $S(E_T^{\text{miss}})$ и m_T в области VBF1J, а на рис. 3 – спектры по m_{ll} , p_T^{miss} , ΔY_{jj} и m_T в области VBF2J.

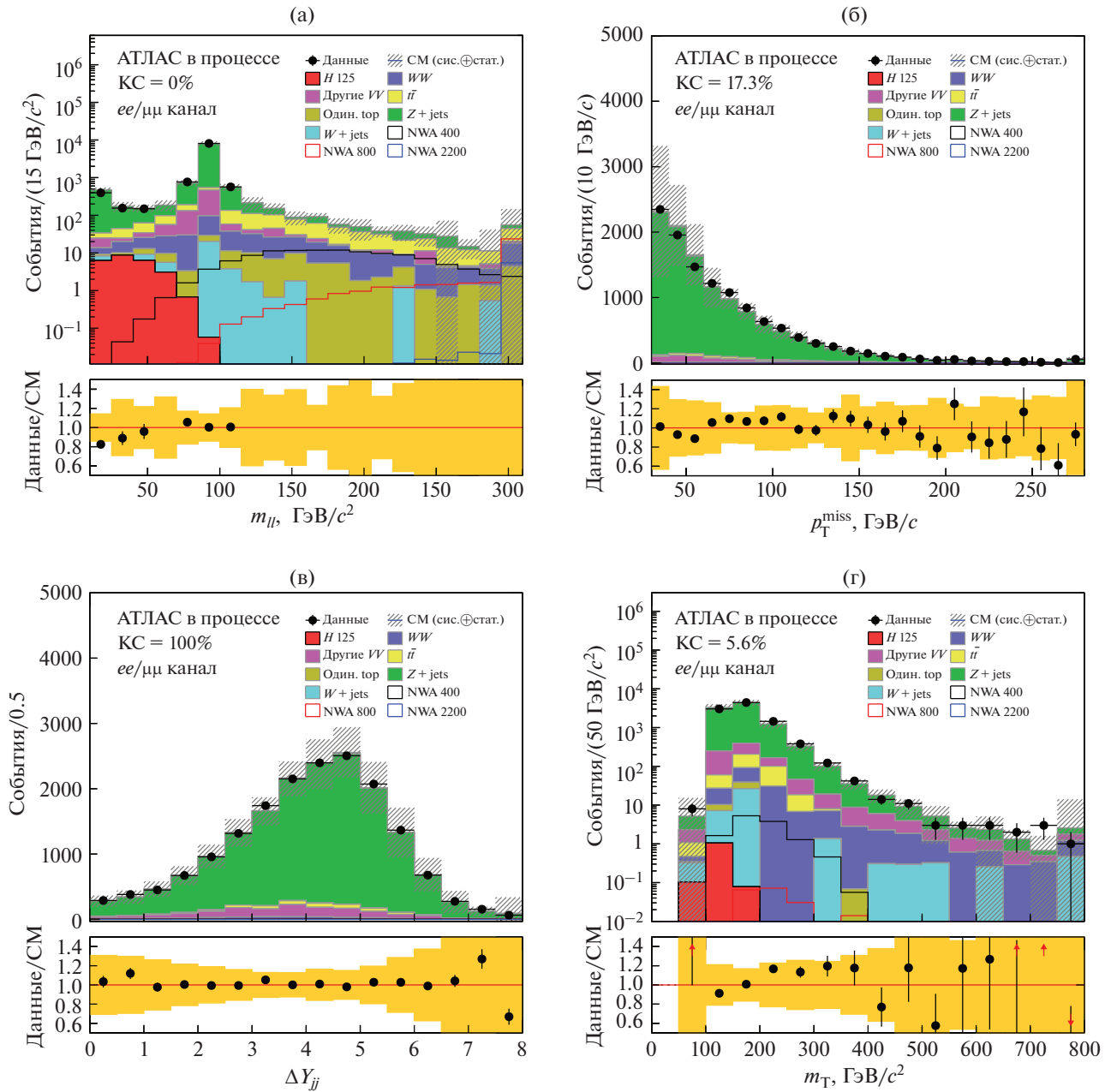


Рис. 3. Распределения в контрольной области фона от процессов Дрелла–Яна VBF2J: по переменным $m_{\mu\mu}$ (а), p_T^{miss} (б), ΔY_{jj} (в) и m_T (г).

Данные в части распределения $m_{\mu\mu}$ ослеплены ввиду её пересечения с сигнальной областью.

3. ОЖИДАЕМЫЕ ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ НА СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ ТЯЖЕЛОГО БОЗОНА ХИГГСА

Для вычисления ожидаемых верхних пределов на сечение рождения тяжелого бозона Хиггса, по-

множенное на $\text{BR}(H \rightarrow WW)$ использовалась методика, подробно описанная в работах ATLAS [4, 5]. Эти пределы рассчитывались отдельно в предположениях, что единственным механизмом рождения H -бозона является либо ggF, либо VBF. Для интерпретации использовались различные теоретические модели (NWA, GM, HVT, RS, см. [5]). На рис. 4 для примера приведены ожидаемые верхние пределы, ограниченные набором данных

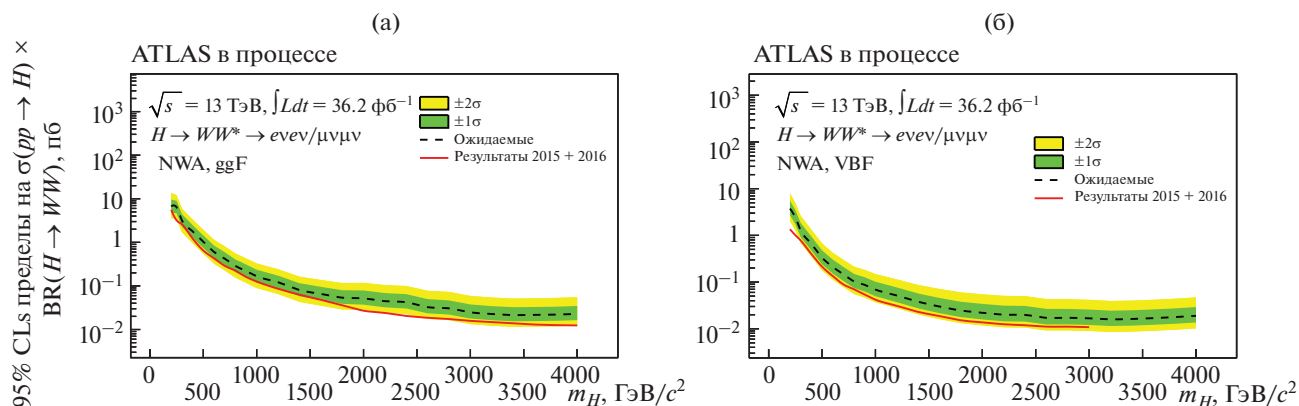


Рис. 4. Ожидаемые верхние пределы сечения рождения H -бозона, помноженного на $\text{BR}(H \rightarrow WW)$, для механизма рождения ggF (а) и VBF (б), в предположении, что он ведет себя как бозон Хиггса СМ, на статистике данных и МС, соответствующих 2015–2016 гг. Красной линией показан предыдущий результат анализа канала $e\mu$ за 2015–2016 гг [5].

и МС 2015–2016 гг. в модели Narrow Width Approximation (NWA), в которой тяжелый бозон Хиггса имеет свойства h -бозона с массой 125 ГэВ/ c^2 и его ширину. Они получаются одного порядка (менее, чем в два раза выше) с полученными ранее для событий с электроном и мюоном [5]. Поэтому благодаря включению каналов $H \rightarrow WW \rightarrow e\bar{\nu}e\nu$ и $H \rightarrow WW \rightarrow \mu\bar{\nu}\mu\nu$ можно будет улучшить существующие ограничения на сечение рождения H -бозона в канале $H \rightarrow WW$. Отметим, что основной вклад вносит статистическая неопределенность в данных (для примера она составляет 27% (40%) для бозона Хиггса с массой 800 ГэВ/ c^2 в механизмах рождения ggF (VBF)). Однако экспериментальные систематические погрешности довольно существенны, среди них преобладают те, которые связаны с мечением b -струй (7.5%/3.3%), с идентификацией мюонов (6.2%/8.3%), с калибровкой шкалы энергии струй (5.4%/12%) и E_T^{miss} (4.0%/12%). В дальнейшем предполагается увеличить МС-статистику для процессов DY и применить алгоритм мечения сторонних адронных струй, летящих под малыми углами. Ожидается, что так можно будет существенно уменьшить вклад от процессов DY [8].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа полного образца событий с двумя электронами и двумя мюонами авторами в составе рабочей группы HWW сотрудничества ATLAS по бозону Хиггса выбраны критерии отбора полезных событий сигнала в канале распада $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$, детально исследована контрольная область основного фона от процессов

Дрелла–Яна, рассчитаны ожидаемые верхние пределы на сечение рождения H -бозона с учетом систематических погрешностей в рамках нескольких моделей. Оказалось, что они лишь немногим хуже, чем получаются для событий с одним электроном и одним мюоном.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят своих коллег по рабочей группе сотрудничества ATLAS по изучению бозона Хиггса (HWW) в канале $H \rightarrow WW$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. de Florian D. et al. // Report CERN-2017-002-M; <https://arxiv.org/pdf/1610.07922>.
2. Gavriluk A.A., Ramakoti E.N., Tsukerman I.I. // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. P. 1660.
3. Zyla P.A. et al. (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. No. 08. P. 083C01. <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>
4. ATLAS Collab. // J. High Energy Phys. 2016. V. 2016. No. 1. P. 032. CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2015. V. 2015. No. 10. P. 144.
5. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 24. CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2020. V. 2020. No. 3. P. 034.
6. ATLAS Collab. // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003.
7. ATLAS Collab. // arXiv:2009.14791; CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018. No. 6. P. 127.
8. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 590.

**Search for a Heavy Higgs Boson in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ Decay Channel
in Events with Two Electrons or Two Muons in the Final State in Proton–Proton
Collisions Using 139-fb^{-1} Statistics at 13 TeV in the ATLAS Experiment at the LHC**

A. A. Gavrilyuk^{1,*}, E. N. Ramakoti¹, and I. I. Tsukerman¹

¹*National Research Centre “Kurchatov Institute”, Moscow, 123182 Russia*

**e-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru*

Received February 27, 2021; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

Within the ATLAS Higgs boson working group (HWW), a study of events with two electrons and two muons in the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel at 13 TeV in the ATLAS experiment at the LHC is performed. The analysis uses complete data sample accumulated during 2015–2018 exposures which corresponds to integrated luminosity 139 fb^{-1} . Based on MC simulations, selection criteria for signal events as well as for control kinematical region for main Drell–Yan background are suggested. Expected upper limits on the heavy Higgs boson production cross section are calculated in the framework of several models. It turned out that they are only a bit worse than those obtained from the analysis of events with one electron and one muon for the $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel.

Keywords: hadron jet, Higgs boson, Standard Model, ATLAS experiment, Large Hadron Collider (LHC)

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.07

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ В МЕЗОН- ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НА УСТАНОВКЕ ГИПЕРОН-М

© 2021 г. С. В. Евдокимов^а, *, В. И. Изучеев^а, Е. С. Кондратюк^а, Б. В. Полищук^а,
С. А. Садовский^а, А. А. Шангараев^а, Ю. В. Харлов^а

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

*E-mail: Sergey.Evdokimov@ihep.ru

Поступила в редакцию 10.06.2021 г.

После доработки 28.06.2021 г.

Принята к публикации 12.07.2021 г.

Согласно современным теоретическим представлениям параметры нейтральных мезонов, такие как их масса и ширина, тесно связаны со средой, в которой находятся мезоны. Экспериментальные данные по изучению мезонов в ядерной среде являются востребованными для развития теоретических моделей, описывающих процессы в области непертурбативной квантовой хромодинамики (КХД). В эксперименте Гиперон-М на ускорителе У70 проводятся измерения масс и ширин нейтральных мезонов, рождающихся в мезон-ядерных взаимодействиях на различных ядрах. В данной работе описана методика прецизионного измерения параметров нейтральных мезонов, представлены результаты по измерению массы и ширины $\omega(782)$ -мезона и предварительные результаты по измерению массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона. Измерения указывают на отсутствие зависимости изучаемых величин от ядерной среды.

Ключевые слова: модификация, масса, ширина, мезоны, мезон-ядерные взаимодействия, У70

DOI: 10.56304/S2079562920060202

ВВЕДЕНИЕ

Спонтанное нарушение киральной симметрии КХД с легкими кварками приводит к появлению Намбу-Голдстоуновских бозонов [1]. Их массы связаны с кварк-антикварковым конденсатом в вакууме $\langle q\bar{q} \rangle_0$ соотношениями Гелл-Манна—Оакса—Реннера [2]. Другие мезоны по сути своей являются возбуждениями КХД-вакуума, и их свойства также связаны с кварк-антикварковым конденсатом. В ядерной среде при ненулевой плотности происходит изменение величины $\langle q\bar{q} \rangle_N$ [3], приводящее к изменению свойств мезонов, таких как их масса и ширина. Процессы адронизации кварков описываются непертурбативной КХД. Таким образом, исследования свойств адронов в ядерной материи позволяют получить новые данные и лучше понять механизмы, работающие в этой области КХД. Теоретические модели предсказывают различные эффекты модификации свойств адронов в ядерной среде. Детальные обзоры по изучению модификации свойств адронов можно найти в работах [4–6].

Существующие экспериментальные исследования по этой тематике также весьма противоречивы. Например, эксперимент CBESLA/TAPS сообщил о наблюдении уширения ω -мезона, рождаю-

щегося на различных ядрах, до 130–150 МэВ/ c^2 [7]. В 2005 году эта же коллаборация сообщила об уменьшении массы ω -мезона, рождающегося в фотоядерных реакциях на ядре Nb, на 14% [8]. Повторный анализ данных не подтвердил этот результат [9]. Однако позднее в работе [10] пришли к заключению, что данные эксперимента не исключают возможность смещения массы ω -мезона на 16%, и для исключения этого эффекта требуются более статистически обеспеченные измерения с систематическими погрешностями много меньшими достигнутых коллаборацией CBESLA/TAPS значений. Разнообразие моделей и противоречие существующих экспериментальных данных делают данную тематику исследований чрезвычайно интересной и востребованной научным сообществом.

В данной работе изложены результаты исследований масс и ширин нейтральных мезонов, рождающихся в мезон-ядерных взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М на ускорителе У70 [11]. В разд. 1 представлено краткое описание эксперимента. В разд. 2 изложен метод оценки параметров и рассмотрены опубликованные результаты исследований для $\omega(782)$ мезона. В разд. 3 обсуждаются ранее опубликованные результаты исследований для $f_2(1270)$ мезона на статистике сеансов эксперимента Гиперон-М, проведенных в 2008–2009 гг.,

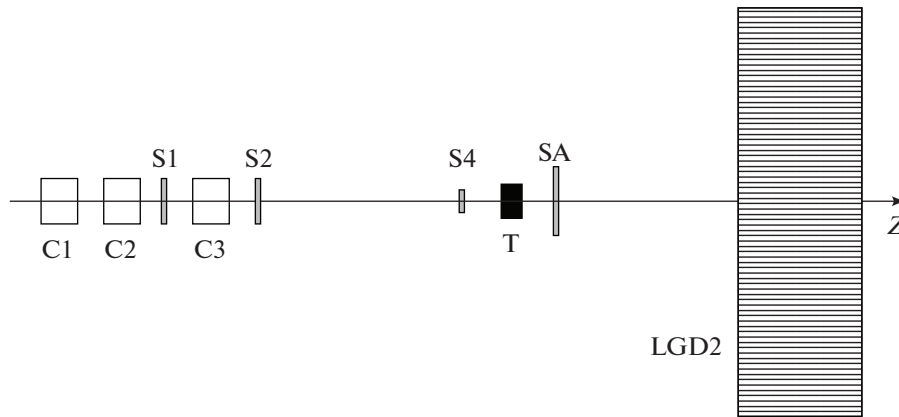


Рис. 1. Схема установки Гиперон-М.

и представлены предварительные результаты, полученные на полной статистике сеансов 2008–2018 гг. Результаты исследований суммированы в разд. 4.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ ГИПЕРОН-М

Экспериментальная установка Гиперон-М состоит из пучкового телескопа сцинтилляционных счетчиков S1, S2, S3, черенковских пороговых счетчиков C1, C2, C3, ядерной мишени Т, триггерного сцинтилляционного счетчика антисовпадений SA и электромагнитного калориметра LGD2. Схема установки изображена на рис. 1.

Пучок вторичных несепарированных положительно заряженных частиц с импульсом 7 ГэВ/с детектируется с помощью пучкового телескопа. Пучок имеет состав 53% π^+ , 7% K^+ , 40% p и интенсивность, варьируемую от сеанса к сеансу в пределах $\sim(0.2-1.5) \cdot 10^6$ част./с. Черенковские пороговые счетчики C1, C2, C3 используются для идентификации пионов, каонов и протонов. Частицы пучка взаимодействуют с ядерной мишенью Т, а с помощью сцинтилляционного счетчика SA, включенного в триггер в режиме антисовпадений и закрывающего собой апертуру электромагнитного калориметра LGD2, выделяются события полуклассического рождения нейтральных мезонов:

$$\pi^+(K^+, p) + {}^A_Z \rightarrow M_{\rightarrow n\gamma}^0 + X. \quad (1)$$

Фотоны от распада нейтральных мезонов $M^0 \rightarrow n\gamma$ детектируются калориметром LGD2, представляющим собой матрицу 24×24 из блоков свинцового стекла размером $85 \times 85 \times 350$ мм³ с приклеенными к их торцевой поверхности фотоумножителями. Передняя поверхность калориметра располагалась на расстоянии 370 см от ми-

шени Т. Использовались 7 различных мишеней: Be, C, СН(полистирол), Al, Cu, Sn, Pb. Мишени были выбраны таким образом, чтобы иметь возможность изучать эффекты модификации свойств мезонов в зависимости от радиуса ядра-мишени, который варьировался при этом от 2.3 до 7 фм.

Регистрируемые фотоны в калориметре использовались для дальнейшего физического анализа: для реконструкции 4-импульсов распавшихся нейтральных мезонов, получения спектров их инвариантных масс и других кинематических распределений. Более подробно установка, система сбора данных эксперимента, алгоритмы калибровки детектора LGD2 и реконструкции событий описаны в работах [12–17].

2. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ И ШИРИНЫ $\omega(782)$ МЕЗОНА

Нейтральные мезоны представляют собой резонансы в спектре инвариантных масс, описывающихся распределением Брейта–Вигнера [18]:

$$BW_l(m, m_R, \Gamma_R) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \frac{m_R \Gamma}{m_R^2 - m^2 - i m_R \Gamma} \right|^2, \quad (2)$$

$$\Gamma = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R} \right)^{2l+1} \frac{D_l(r q_R)}{D_l(r q)},$$

где m_R и Γ_R – масса и ширина резонанса, l – его спин, q – импульс вылетающей частицы в системе покоя резонанса, q_R – импульс вылетающей частицы в системе покоя резонанса при $m = m_R$, $r = 1$ фм – характерный радиус взаимодействия, $D_l(x)$ – факторы Блатта–Вайскопфа [19]. Истинное распределение искажается аппаратными эффектами, связанными с работой установки. Поэтому реконструированный спектр инвари-

антных масс резонанса представляет собой функцию, зависящую как от параметров резонанса — его массы и ширины, так и аппаратурной функции эксперимента. Для нахождения параметров резонанса с учетом аппаратурной функции был предложен, см. [20], следующий метод: вначале с помощью Монте-Карло (МК) моделирования находится параметризация формы реконструированного МК спектра как произведение функции Брейта-Вигнера ((2)) с табличными значениями параметров резонанса и аппаратурной функции эксперимента со свободными параметрами, что позволяет определить параметризацию аппаратурной функции. Затем полученная аппаратурная функция вместе с функцией Брейта-Вигнера, но со свободными параметрами резонанса используется уже для фитирования данных эксперимента, и таким образом находятся значения массы и ширины резонанса. Этот метод был применен для измерения параметров $f_2(1270)$ -мезона по данным сеансов 2008–2009 гг. на установке Гиперон-М в работе [20], и позднее — для измерения массы и ширины $\omega(782)$ -мезона по данным сеансов 2008–2018 гг. в работе [21]. В последней работе параметризация реконструированного экспериментального спектра масс $\pi^0\gamma$ -систем была выбрана в виде

$$F_{\omega}(m, m_{\omega}, \Gamma_{\omega}) = \left| \frac{m}{\sqrt{q} m_{\omega}^2 - m^2 - i m_{\omega}(\Gamma + \Gamma_a)} \right|^2 \times \sum_{i=0}^n a_i H_i \left(\frac{m - m_{\omega}}{m_0} \right), \quad (3)$$

где H_i — функции Эрмита, которые используются для параметризации аппаратурной функции; m_0 , Γ_a и a_i — параметры аппаратурной функции, значения которых были получены в результате МК моделирования эксперимента.

Для построения экспериментального спектра масс $\pi^0\gamma$ -систем в работе [21] отбирались события с тремя фотонами в конечном состоянии, и проводился их кинематический 1С фит. Все возможные комбинации фотонов проверялись при этом на совместимость с двумя конкурирующими гипотезами: $\pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$. События с $\chi^2_{\pi^0\gamma} < 5.0$ и $\chi^2_{\pi^0\gamma} > \chi^2_{\eta\gamma}$ использовались для построения реконструированного спектра инвариантных масс. На рис. 2 приведены полученные в результате спектры $\pi^0\gamma$ -масс в эксперименте и в результате МК моделирования на Ве мишени. Аналогичным образом были профитированы данные и по шести другим ядерным мишеням: С, СН(полистирол), Al, Cu, Sn, Pb. При этом измерение на СН мишени является

здесь контрольным: в силу малого сечения реакции ((1)) на водороде она происходит в основном на ядрах углерода. Поэтому разница между измерениями на углеродной и полистирольной мишенях показывает уровень систематических погрешностей проведенных измерений. Полученные значения массы и ширины $\omega(782)$ -мезона приведены на рис. 3, взятому из работы [21], из которого ясно видно, что измеренные масса и ширина $\omega(782)$ -мезона не зависят от радиуса ядра-мишени. Значения на разных мишенях согласуются друг с другом в пределах статистических погрешностей измерений. По совокупности данных со всех мишеней в указанной работе они были определены путем фитирования зависимостей, приведенных на рис. 3 константами:

$$m_{\omega} = 782.30 \pm 0.13 (\text{стат.}) \pm 0.26 (\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2, \quad (4)$$

$$\Gamma_{\omega} = 8.78 \pm 0.30 (\text{стат.}) \pm 0.35 (\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2,$$

что согласуется в пределах погрешности измерения с мировыми данными PDG-2020 [22]: $m_{\omega}^{\text{PDG}} = 782.66 \pm 0.13 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{\omega}^{\text{PDG}} = 8.68 \pm 0.13 \text{ МэВ}/c^2$.

3. ИЗМЕРЕНИЕ МАССЫ И ШИРИНЫ $f_2(1270)$ МЕЗОНА

Как уже отмечалось выше, в работе [20] были представлены измерения массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона в эксперименте Гиперон-М на ряде ядерных мишеней по данным сеансов 2008–2009 гг. Этот мезон регистрировался в канале распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$. Для выделения $2\pi^0$ -систем в эксперименте отбирались события с 4 фотонами в конечном состоянии. К ним применялась процедура кинематического 2С фита с двумя конкурирующими гипотезами: $2\pi^0$ и $\eta\pi^0$. Для анализа отбирались события, для которых $\chi^2_{2\pi^0} < 5.0$ и $\chi^2_{2\pi^0} > \chi^2_{\eta\pi^0}$. Параметризация полученного в результате указанного отбора спектра масс $2\pi^0$ -систем была выбрана в виде

$$F(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) = \text{BW}_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) P_{11}((m - m_{f_2})/m_0), \quad (5)$$

где m_{f_2}, Γ_{f_2} — масса и ширина $f_2(1270)$ мезона, а $P_{11}((m - m_{f_2})/m_0)$ — полином степени 11, коэффициенты которого были определены из МК моделирования путем фитирования реконструированного спектра $f_2(1270)$ мезона функцией (5) с фиксированными значениями параметров m_{f_2} и Γ_{f_2} . В результате были получены следующие значения параметров резонанса:

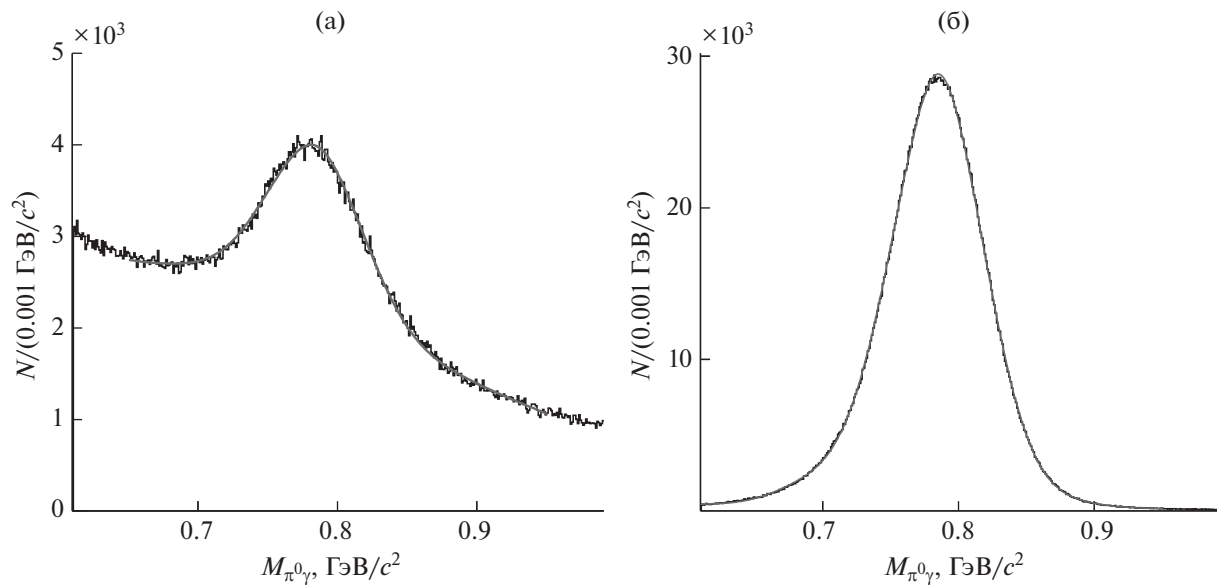


Рис. 2. Реконструированные спектры масс $\pi^0\gamma$ -событий в эксперименте (а) и МК моделировании (б) на Be мишени. Сплошными линиями показаны фитирования спектров параметризацией (3). Рисунок воспроизведен из работы [21].

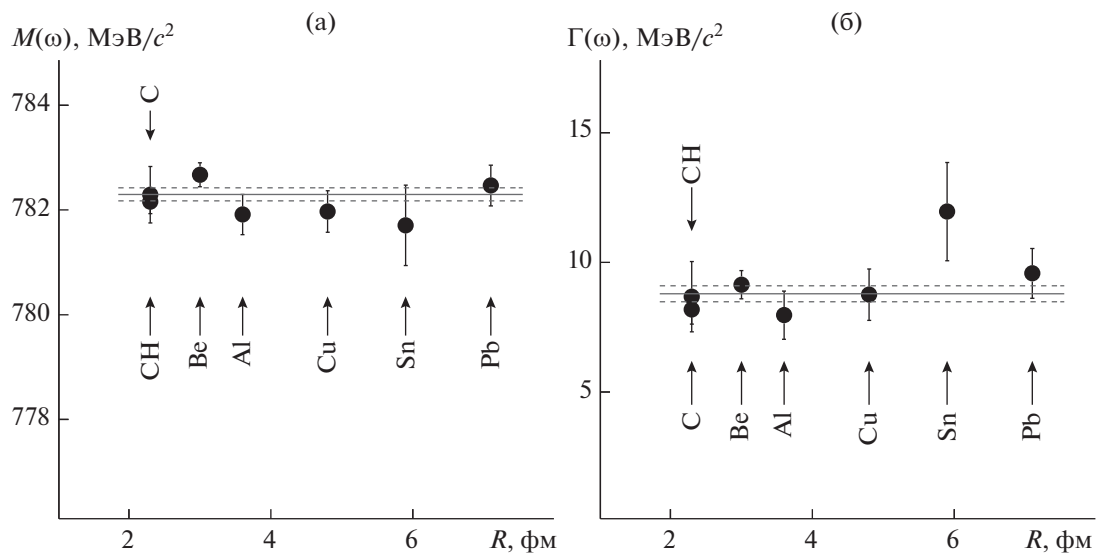


Рис. 3. Результаты измерений массы (а) и ширины (б) $\omega(782)$ мезона на различных ядерных мишенях по данным сеансов 2008–2018 гг. Сплошными линиями показаны результаты фитирования зависимостей константами, а штриховыми – погрешности измерения. Рисунок воспроизведен из работы [21].

$$m_{f_2} = 1275.8 \pm 1.0(\text{стат.}) \pm 0.4(\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2, \quad (6)$$

$$\Gamma_{f_2} = 190.3 \pm 1.9(\text{стат.}) \pm 1.8(\text{сист.}) \text{ МэВ}/c^2,$$

которые позволили уточнить мировые данные и были включены в PDG-2014 [23]. Измеренные в этой работе значения масс $f_2(1270)$ мезона приведены на рис. 4. Полученные зависимости не исключают наличия тенденции уменьшения массы

$f_2(1270)$ -мезона с увеличением радиуса ядра-мишени. Однако статистические погрешности измерений не позволяют сделать окончательный вывод. Набранная позднее статистика была увеличена в ~ 5 раз, что открывает дополнительные возможности по уточнению проведенных измерений. Это обстоятельство простимулировало дальнейший анализ данных на полной статистике

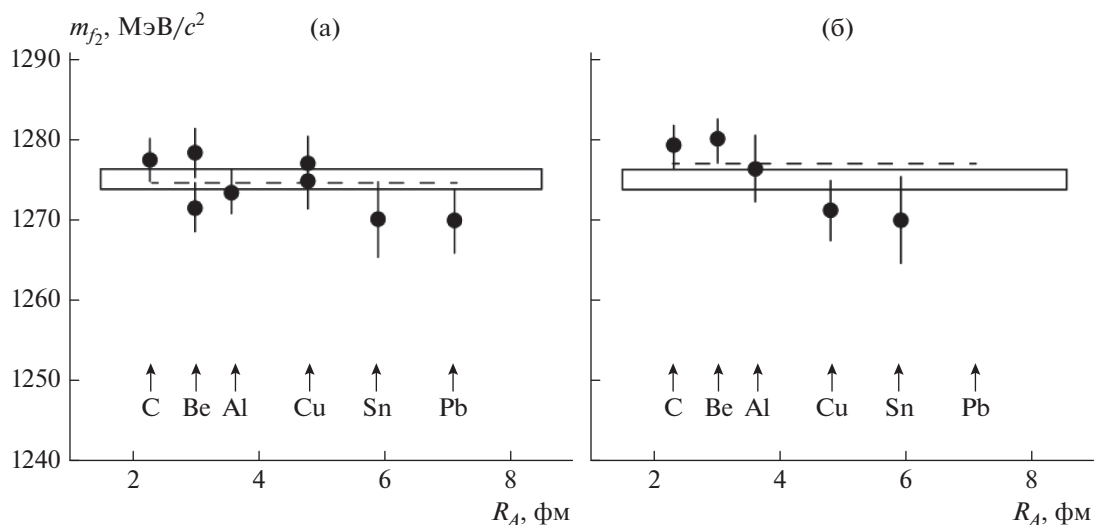


Рис. 4. Результаты измерения массы $f_2(1270)$ мезона в работе [20] на различных ядерных мишенях по данным сеансов 2008 (а) и 2009 (б) годов в эксперименте Гиперон-М. Штриховыми линиями показаны результаты фитирования полученных данных константами. Прямоугольной областью отмечено табличное значение массы $f_2(1270)$ мезона. Рисунок воспроизведен из работы [20].

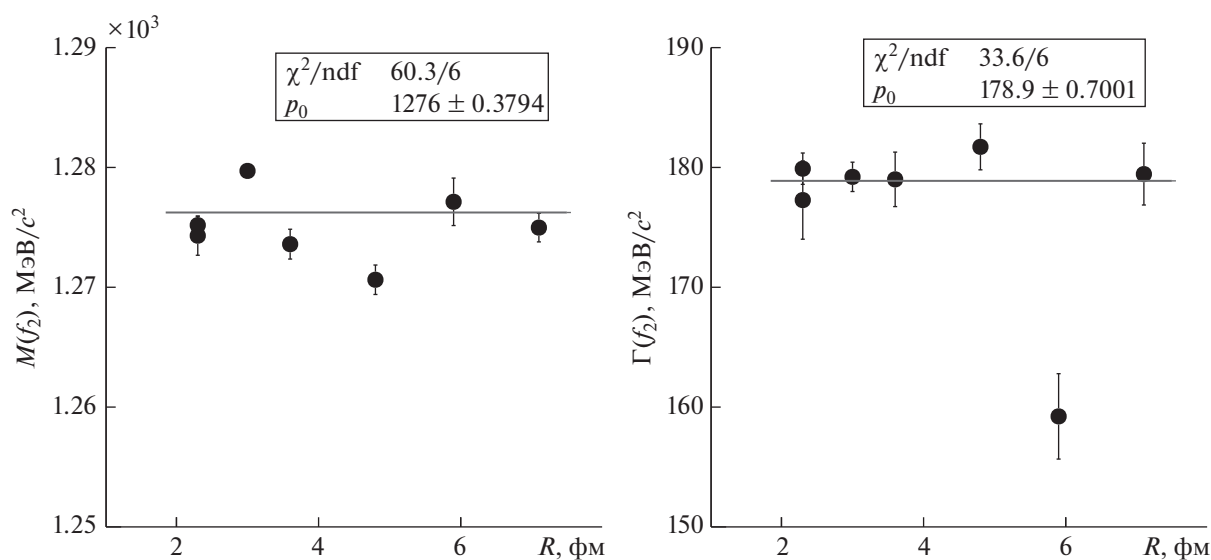


Рис. 5. Предварительные результаты измерений массы (слева) и ширины (справа) $f_2(1270)$ -мезона на различных ядерных мишенях по данным сеансов 2008–2018 гг. эксперимента Гиперон-М. Сплошными линиями показаны результаты фитирования R_A -зависимостей параметров резонанса константами.

сеансов 2008–2018 гг. с целью поиска возможной модификации массы $f_2(1270)$ -резонанса.

Статистика сенсов 2008–2018 гг. была просуммирована по каждой ядерной мишени отдельно. При этом использовалась аналогичная процедура анализа данных, как и в работе [20]. Полученные предварительные результаты представлены на

рис. 5. Результаты показывают отсутствие какой-либо зависимости параметров $f_2(1270)$ -мезона от радиуса ядра-мишени. Фитирование полученных спектров дает следующие результаты:

$$\begin{aligned} m_{f_2} &= 1276.0 \pm 0.3 (\text{стат.}) \text{ МэВ}/c^2, \\ \Gamma_{f_2} &= 184.6 \pm 0.5 (\text{стат.}) \text{ МэВ}/c^2. \end{aligned} \quad (7)$$

При этом статистические точности суммарных измерений массы ($0.3 \text{ МэВ}/c^2$) и ширины ($0.5 \text{ МэВ}/c^2$) допускают возможность уточнения мировых данных, которые в настоящее время равны

$m_{f_2} = 1275.5 \pm 0.8 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_{f_2} = 186.7^{+2.2}_{-2.5} \text{ МэВ}/c^2$, см. [22].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте Гиперон-М проводятся систематические измерения параметров нейтральных мезонов, рождающихся в ядерной материи различных атомных ядер. Полученные результаты измерения массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов на семи ядерных мишенях: Be, C, CH, Al, Cu, Sn, Pb, — свидетельствуют об отсутствии зависимости указанных параметров резонанса от радиуса ядра-мишени, на котором они образовались. Совокупные результаты измерений параметров по всем мишеням хорошо согласуются с мировыми данными PDG-2020 по $\omega(782)$ -мезону.

Проведенные в 2008–2009 гг. измерения массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона не исключают возможного эффекта модификации его параметров в зависимости от радиуса ядра-мишени. Для уточнения этих результатов в настоящее время проводятся прецизионные измерения указанных параметров на полной статистике эксперимента Гиперон-М по данным сеансов 2008–2018 гг. Представленные предварительные результаты указывают на отсутствие эффектов модификации параметров $f_2(1270)$ -мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени. Обработка данных продолжается.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00266.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Goldstone J., Salam A., Weinberg S. // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 965.
- Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. // Phys. Rev. 1968. V. 175. P. 2195.
- Cohen T.D., Furnstahl R.J., Griegel D.K. // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 1881.
- Post M., Leupold S., Mosel U. // Nucl. Phys. A. 2004. V. 741. P. 81.
- Hayano R.S., Hatsuda T. // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82. P. 2949.
- Bogner S.K., Furnstahl R.J., Schwenk A. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2010. V. 65. P. 94.
- Kotulla M., Trnka D., Muhlisch P., et al. (CBELSA/TAPS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 192302; Phys. Rev. Lett. . 2015. V. 114. P. 199903 (E).
- Trnka D., Anton G., Bacelar J.C.S., et al. (CBELSA/TAPS Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 192303.
- Nanova M., Metag V., Anton G., et al. (CBELSA/TAPS Collab.) // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 035209.
- Mosel U. // EPJ Web Conf. 2017. V. 134. P. 03004.
- Aseev A.A., Bogolyubskii M.Yu., Viktorov V.A., et al. (Hyperon-M Collab.) // IHEPh Preprint No. 2002-3. 2002. Protvino: Inst. High Energy Phys.
- Bogolyubskii M.Yu., Viktorov V.A., Petrov V.S., et al. (Hyperon-M Collab.) // Instrum. Exp. Tech. 2006. V. 49. P. 61.
- Bogolyubsky M.Yu., Viktorov V.A., Onuchin V.A., et al. (Hyperon-M Collab.) // Instrum. Exp. Tech. 2007. V. 50. P. 664.
- Akimenko S.A., Bannikov A.V., Belousov V.I., Blik A.M., Kolosov V.N., Kut'in V.M., Krumshstein Z.V., Pavlinov A.I., Solov'ev A.S. // IHEPh Preprint No. 82-149. 1982. Serpukhov: Inst. High Energy Phys.
- Akimenko S.A., Bannikov A.V., Belousov V.I., Blik A.M., Kolosov V.N., Kut'in V.M., Krumshstein Z.V., Pavlinov A.I., Solov'ev A.S. // Prib. Tekh. Eksp. . 1984. No. 1. P. 66.
- Batusov V.Yu., Rusakov N.L. // JINR Preprint R1-95-423. 1995. Dubna: JINR.
- Bogolyubskii M.Yu., Patalakha D.I., Polishchuk B.V., Sadovsky S.A., Solov'ev A.S., Stolpovsky M.V., Kharlov Yu.V. // Instrum. Exp. Tech. 2011. V. 54. P. 682.
- Alde D., Binon F.G., Boutemour M. et al. (GAMS Collab.) // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 3. P. 361.
- Blatt J., Weisskopf W. Theoretical Nuclear Physics. 1952. New York: John Wiley & Sons. P. 359.
- Bogolyubskii M.Yu., Evdokimov S.V., Izucheev V.I., Patalakha D.I., Polishchuk B.V., Sadovsky S.A., Soloviev A.S., Stolpovsky M.V., Kharlov Yu.V., Kuzmin N.A., Obudovsky V.P., Petukhov Yu.P., Sychkov S.Ya. // Phys. At. Nucl. 2013. V. 76. P. 1324.
- Evdokimov S.V., Izucheev V.I., Kondratyuk E.S., Polishchuk B.V., Sadovsky S.A., Kharlov Y.V., Shangaraev A.A. // JETP Lett. 2021. V. 113. P. 289.
- Zyla P.A. et al. (Particle Data Group) // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020. P. 083C01.
- Olive K.A. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.

Measurement of Parameters of Neutral Mesons Produced in Meson-Nucleus Interactions in Hyperon-M Experiment

S. V. Evdokimov¹, *, V. I. Izucheev¹, E. S. Kondratyuk¹, B. V. Polishchuk¹,
S. A. Sadosky¹, A. A. Shangaraev¹, and Yu. V. Kharlov¹

¹*Logunov Institute of High Energy Physics, National Research Centre “Kurchatov Institute”,
Protvino, Moscow oblast, 142281 Russia*

**e-mail: Sergey.Edokimov@ihep.ru*

Received June 10, 2021; revised June 28, 2021; accepted July 12, 2021

According to modern theories parameters of neutral mesons such as their mass and width are tightly related to medium in which mesons are present. Experimental data on the study of mesons in a nuclear medium are in demand for the development of theoretical models describing processes in the field of nonperturbative quantum chromodynamics (QCD). In the Hyperon-M experiment at the U70 accelerator, measurements are made of the masses and widths of neutral mesons produced in meson-nuclear interactions on various nuclei. This paper describes a technique for precision measurement of the parameters of neutral mesons, presents the results on the measurement of the mass and width of the $\omega(782)$ -meson and preliminary results on the measurement of the mass and width of the $f_2(1270)$ -meson. The measurements indicate that there is no dependence of the quantities under study on the nuclear environment.

Keywords: modification, mass, width, mesons, meson-nucleus interactions, U70

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.07

РЕКОНСТРУКЦИЯ МНОГОЧАСТИЧНЫХ СОБЫТИЙ В КООРДИНАТНО-ТРЕКОВОЙ УСТАНОВКЕ НА ДРЕЙФОВЫХ КАМЕРАХ МЕТОДАМИ ГЛУБОКОГО ОБУЧЕНИЯ

© 2021 г. В. С. Воробьев^{а, *}, Е. А. Задеба^а, Р. В. Николаенко^а, А. А. Петрухин^а, И. Ю. Трошин^а

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

*E-mail: VSVorobev@mephi.ru

Поступила в редакцию 11.06.2021 г.

После доработки 13.07.2021 г.

Принята к публикации 14.07.2021 г.

В НИЯУ МИФИ для исследования мюонной компоненты наклонных широких атмосферных ливней создается координатно-трековый детектор ТРЕК на основе многопроволочных дрейфовых камер. Создан прототип детектора, называемый координатно-трековой установкой на дрейфовых камерах (КТУДК). Исследование многочастичных событий, зарегистрированных установкой, показало всю сложность их реконструкции, с которой применяемые ранее аналитические методы справляются плохо. Для решения этой проблемы разрабатывается подход на основе методов глубокого обучения. В работе представлены результаты применения искусственных нейронных сетей к экспериментальным данным, полученным на установке КТУДК.

Ключевые слова: космические лучи, дрейфовая камера, мюоны, машинное обучение, глубокое обучение

DOI: 10.56304/S2079562920060615

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде экспериментов по исследованию космических лучей сверхвысоких энергий наблюдается избыток мюонов по сравнению с ожидаемыми результатами [1]. Среди этих экспериментов выделяется комплекс НЕВОД-ДЕКОР [2] (рис. 1), предназначенный для исследования мюонной компоненты наклонных ШАЛ, вплоть до горизонта, что позволяет при относительной малой эффективной площади ($\sim 70 \text{ м}^2$) исследовать группы мюонов, генерируемые первичными ядрами в широком диапазоне энергий, методом спектра локальной плотности мюонов [3].

Однако координатно-трековый детектор ДЕКОР не лишён важных недостатков. Установка не является непрерывной, что ухудшает точность оценки числа мюонов, прошедших через черенковский водный калориметр НЕВОД. Другая проблема заключается в том, что разрешение соседних треков в супермодулях ДЕКОР — 3 см. Такое разрешение ограничивает возможность исследования групп мюонов с плотностями выше $\sim 1 \text{ част./м}^2$. Поэтому разрабатывается новый крупномасштабный координатно-трековый детектор ТРЕК [4] (рис. 2) на основе многопроволочных дрейфовых камер.

В 2017 г. был запущен на длительную экспозицию прототип детектора ТРЕК, названный координатно-трековой установкой на дрейфовых камерах (КТУДК) [5]. Установка состоит из двух плоскостей по восемь камер на каждой. Плоскости расположены вдоль коротких сторон калориметра.

Для обработки данных, получаемых с помощью дрейфовых камер, были реализованы три метода [6]. Основным считался метод гистограммирования, так как его задача — поиск и реконструкция параллельных треков, а треки мюонов являются квазипараллельными. Тем не менее, из-за наличия в экспериментальных данных послепулсов и вторичных треков метод гистограммирования приводит к ложным реконструкциям. В силу сложности реконструкции многочастичных событий по данным отдельной дрейфовой камеры разрабатывается новый подход для обработки данных на основе машинного обучения.

Ранее были разработаны фильтр послепулсов на основе сверточных нейронных сетей и новый метод реконструкции на основе рекуррентных нейронных сетей [7]. Нейронные сети были обучены на моделированных данных и показали на тестовой выборке отличные результаты. Однако, применение сетей, обученных на моделированных данных, к эксперименту оказалось не столь качественным. Это связано с тем, что хоть моделиро-

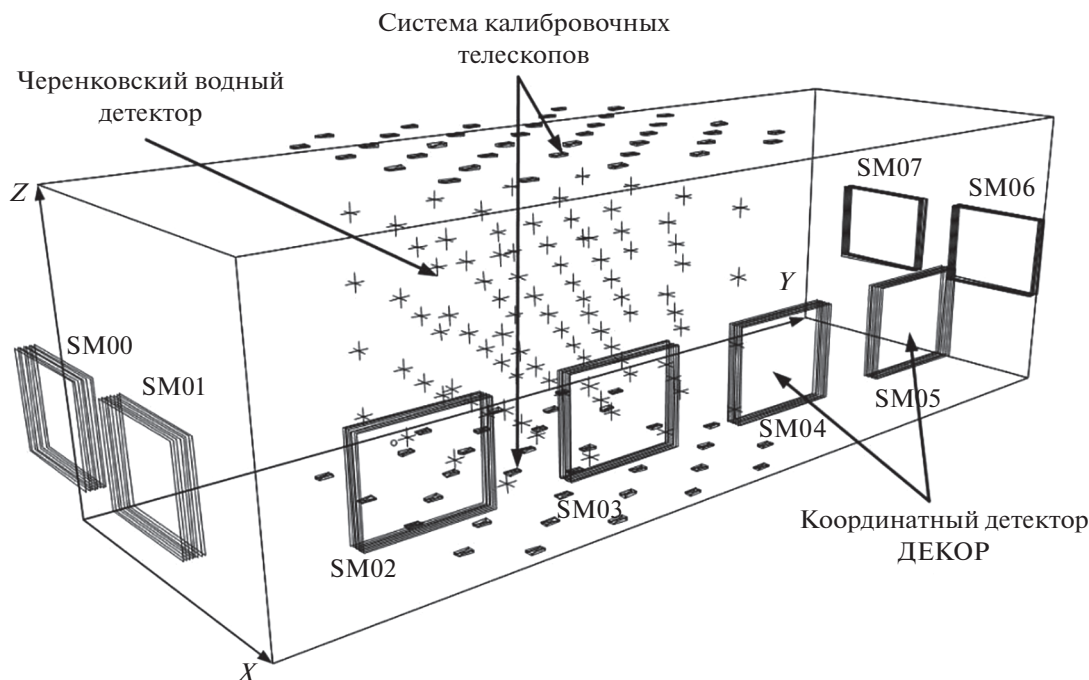


Рис. 1. Экспериментальный комплекс НЕВОД-ДЕКОР.

ванные данные выглядят правдоподобно, наблюдаются некоторые отличия от эксперимента. Например, на рис. 3 показано сравнение сигналов от наклонных треков в эксперименте и в моделировании. Видно, что в моделировании плотность послеимпульсов выше. Такое отличие может объясняться особенностями работы усилителя-формирователя, учета которых пока не удается добиться в моделировании.

Для того чтобы применить новый подход на основе методов глубокого обучения к эксперименту, были использованы экспериментальные данные в качестве обучающей выборки.

2. ПОДГОТОВКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ К ОБУЧЕНИЮ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

Используемые многопроволочные дрейфовые камеры разработаны в ИФВЭ для нейтринного эксперимента на ускорителе У-70 [8]. Размер отдельной камеры $4000 \times 508 \times 112 \text{ мм}^3$. На рис. 4 представлена схема поперечного сечения. Сигнальные проволоки находятся в середине камеры и смещены относительно центра в шахматном порядке для того, чтобы определить, с какой стороны прошла заряженная частица. Максимальное время дрейфа электронов $\sim 6 \text{ мкс}$.

Обычно при применении методов машинного обучения для координатно-трековых детекторов

работают с координатами. В случае с дрейфовыми камерами работать с координатами трека неудобно: мы не знаем, с какой стороны от сигнальных проволок прошла частица, то есть одному сигналу на проволочке соответствуют две точки, симметрично расположенные относительно сигнальной проволоки (рис. 5). Поэтому целесообразнее рассматривать сами сигналы.

Временную развертку можно представить в виде матрицы 4×600 (рис. 6), где 4 — количество сигнальных каналов, 600 — число столбцов, каждый из которых представляет собой 10-наносекундный интервал (максимальное время дрейфа электронов в камере 6 мкс). Нули в такой матрице означают отсутствие сигнала, единицы — его наличие. Такого формата изображение является входным как для фильтра, так и для метода реконструкции.

Использовать экспериментальные многочастичные события в качестве обучающей выборки довольно затруднительно, так как каждое такое событие необходимо визуально анализировать, а для обучения нужно довольно много событий. Поэтому предлагается использовать одночастичные события, из которых потом можно сформировать многочастичные. Алгоритм отбора треков выглядит следующим образом:

- 1) Рассматриваются события, в которых в камере имеются сигналы на всех каналах.
- 2) По первым сигналам проводится реконструкция трека с использованием метода наименьших

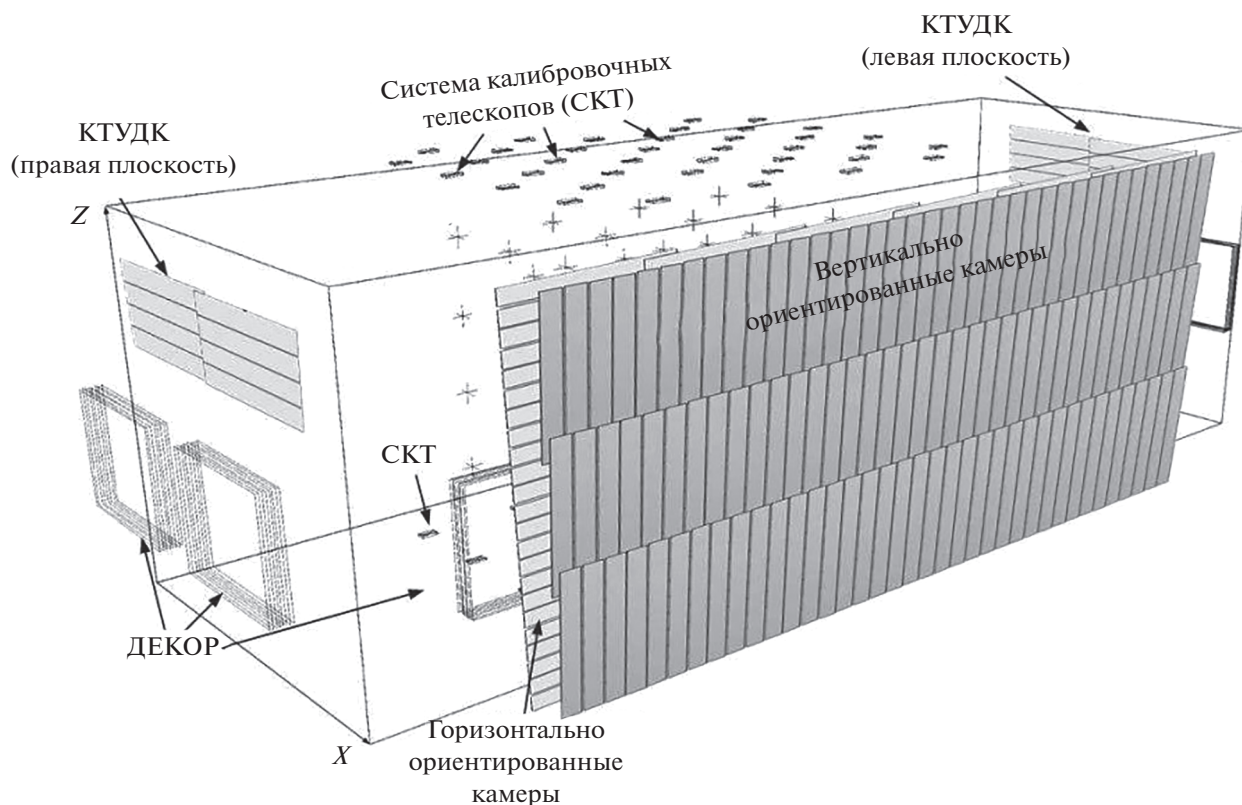


Рис. 2. Проект координатно-трекового детектора ТРЕК.

квадратов. Если сумма квадратов отклонений имеет оптимальные значения (в нашем случае не более 5 мм^2), то реконструкция считается удовлетворительной.

3) Определяется угол трека. Исходя из значения угла, определяется ширина дрейфующего электронного облака.

4) Если все оставшиеся сигналы лежат в пределах ширины облака, то это событие отбирается, а эти сигналы считать послеимпульсами.

После отбора одиночных треков из них составляются многочастичные события путем сложения временных разверток (рис. 7). В таких событиях мы заранее знаем, какие сигналы являются оригинальными и какому треку они относятся, а какие сигналы являются послеимпульсами.

Для обучения были отобраны 3 млн. треков, из которых случайным образом сформировано 500 тыс. многочастичных событий с множественностью от двух до пяти треков на камеру. Построение архитектур нейронных сетей и обучение проводилось с использованием библиотек Keras [9] и Tensorflow [10] с GPU Nvidia GTX 1060 [11].

3. ПРИМЕНЕНИЕ НОВОГО ПОДХОДА К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ КТУДК

Прежде всего был проведен визуальный анализ реконструкции 538 экспериментальных событий с использованием методов глубокого обучения с целью выявления критериев отбора и оценки

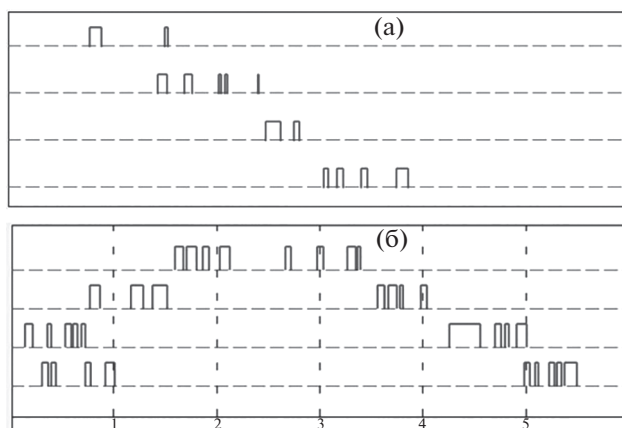


Рис. 3. (а) Типичная временная развертка сигналов от наклонного трека в эксперименте. (б) Временная развертка моделированного события.

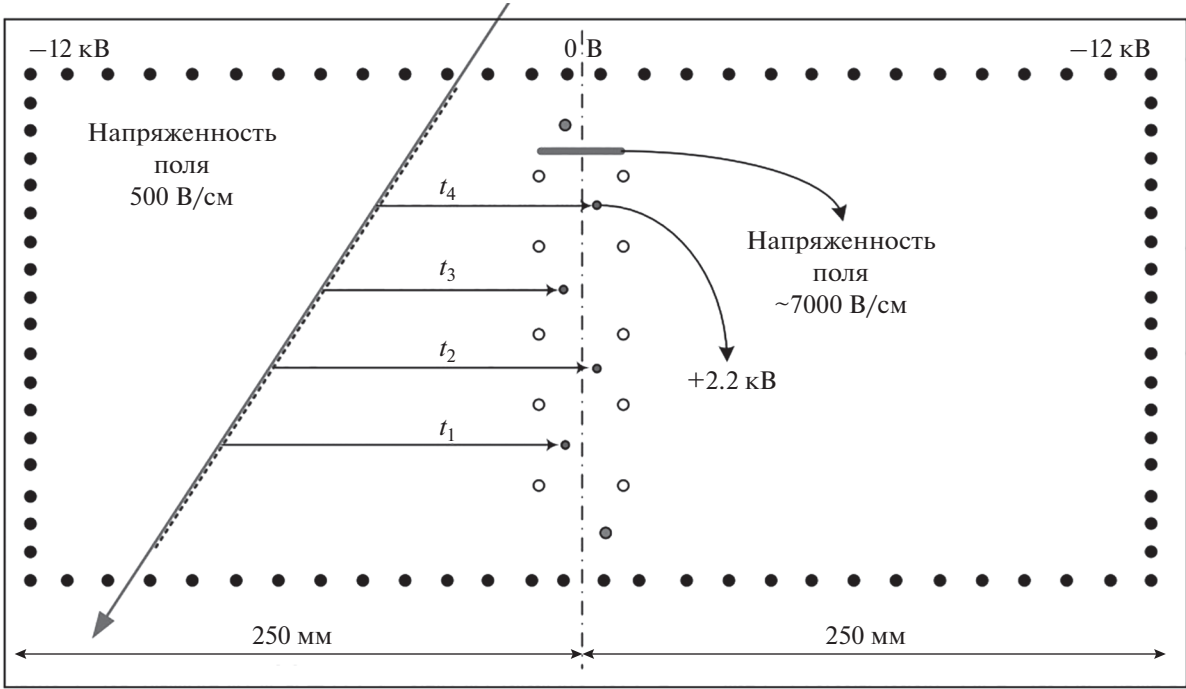


Рис. 4. Схема поперечного сечения дрейфовой камеры ИФВЭ.

работы нового подхода. В первую очередь был определен диапазон проекционного угла группы $30^\circ \leq \theta_{pr} < 85^\circ$. При углах выше 85° наблюдается большое количество околорезонансных треков от каскадов, вызванных взаимодействием высокоэнергичных частиц со стенами здания. Тем не менее выбранный диапазон почти в два раза превышает рассматриваемый ранее [6].

Другие критерии отбора событий:

1) Наличие трех параллельных треков на экранированной плоскости КТУДК черенковским водным калориметром НЕВОД.

2) Наличие параллельных треков минимум в двух камерах.

3) Наличие минимум одного параллельного трека на неэкранированной плоскости.

4) Число вторичных частиц (непараллельных) на экранированной плоскости не должно превышать число параллельных.

Исходя из данных критериев, в ходе визуального анализа было выяснено, что новый подход отобрал 95.8% полезных событий. Для сравнения метод гистограммирования отбирал 61.9% полезных событий. При этом разница между числом визуально обнаруженных и реконструированных новым подходом треков даже в самых плотных событиях (более 20 треков на экранированной плоскости) не превышала двух, что соответствует ошибке метода $\leq 10\%$. В случае с методом гистограммирования из-за послеимпульсов и вторичных треков такая разница могла превышать 10 треков.

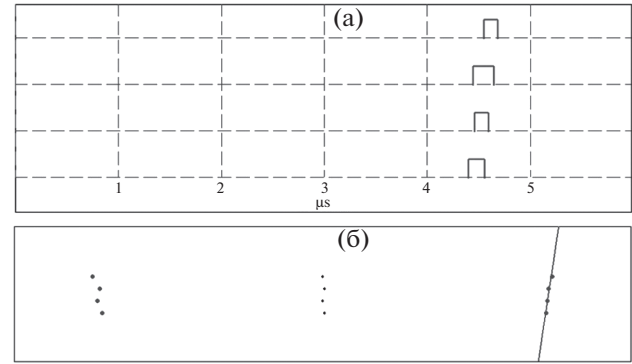


Рис. 5. Сигналы от трека (а). Точки и реконструкция трека (б).

0	0	0	1	1	1	0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0

Рис. 6. Представление данных с дрейфовой камеры в виде бинарной матрицы.

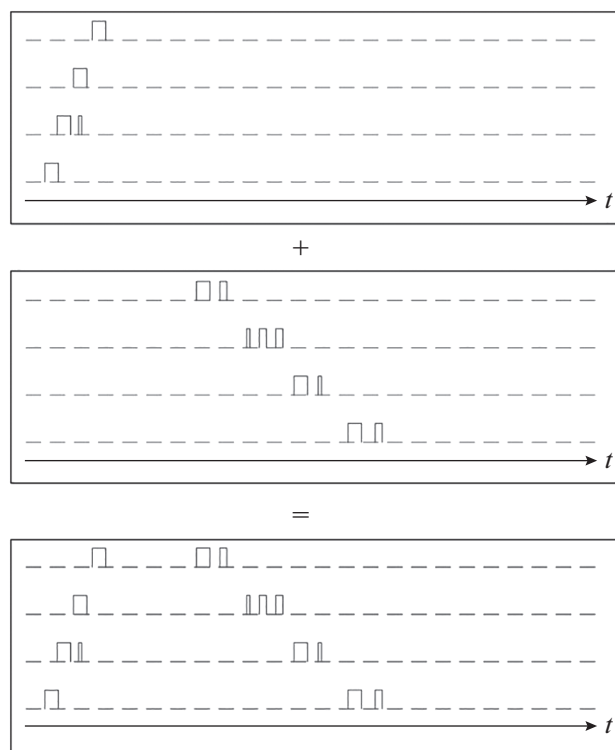


Рис. 7. Формирование многочастичных событий для обучающей выборки из одиночных треков.

В силу устройства дрейфовых камер в многочастичных событиях может наблюдаться явление, когда один из реконструированных треков имеет значение проекционного угла равного по абсолютному значению углу группе, но противоположного знака. Так, например, на рис. 8 показано событие, зарегистрированное КТУДК, с группой параллельных мюонов. Как видно, один из треков зеркально наклонен по отношению к группе. Из-за лево-пра-

вой неоднозначности мы приписываем такой трек к группе. Чаще всего такая зеркальная реконструкция наблюдается, когда несколько треков имеют общие сигналы, как на рис. 8. Стоит упомянуть, что ранее треки, у которых имеются общие сигналы, не реконструировались вовсе. Новый подход на основе методов глубокого обучения позволяет реконструировать треки, у которых имеется даже два общих сигнала (рис. 9). На достоверность такой реконструкции указывает как наличие сигналов за пределами возможной ширины электронного облака, так и параллельность треков.

Новый подход был применен к данным КТУДК, полученным с 22.03.2017 по 17.04.2019. В результате отобраны и реконструированы 47163 события. На рис. 10 представлены результаты применения нового подхода. Множественность мюонов в группе рассматривается только на экранированной плоскости. Аналитические расчеты [3] указывают на то, что распределение событий по множественности должно иметь вид

$$\frac{dN}{dm} = C \frac{\Gamma(m - \beta)}{\Gamma(m + 1)},$$

где C — нормировочный коэффициент, m — множественность мюонов, β — показатель степенного распределения по плотности мюонов. Учет триггерных условий и условий отбора изменяет это распределение. В силу сложности аналитического учета всех условий получить ожидаемое распределение становится довольно затруднительно. Поэтому рассмотрим случай с высокой множественностью мюонов и с проекционным углом более 50° , в котором предполагается, что все условия выполняются всегда.

На рис. 11 представлено распределение этих событий по множественности. Экспериментальные точки фитированы ожидаемым распределе-

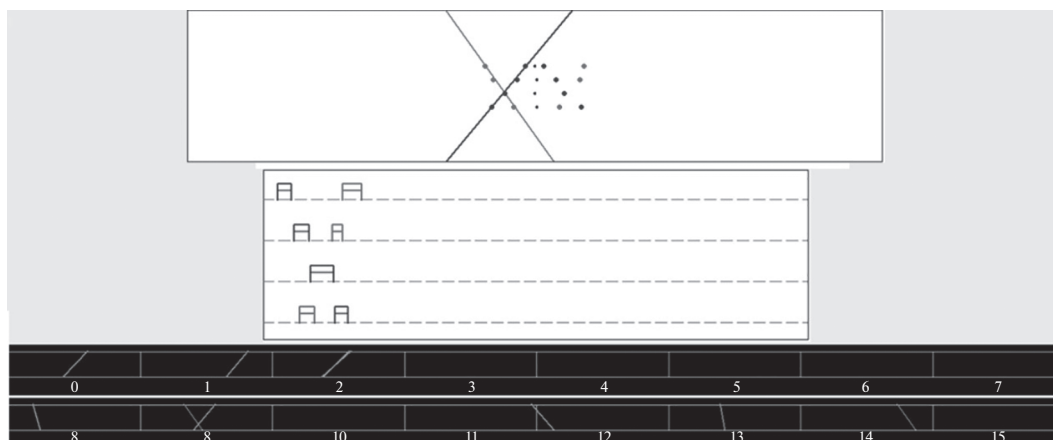


Рис. 8. Реконструкция события с группой мюонов. Зеркально реконструированный трек по отношению к группе так же приписывается к параллельным.

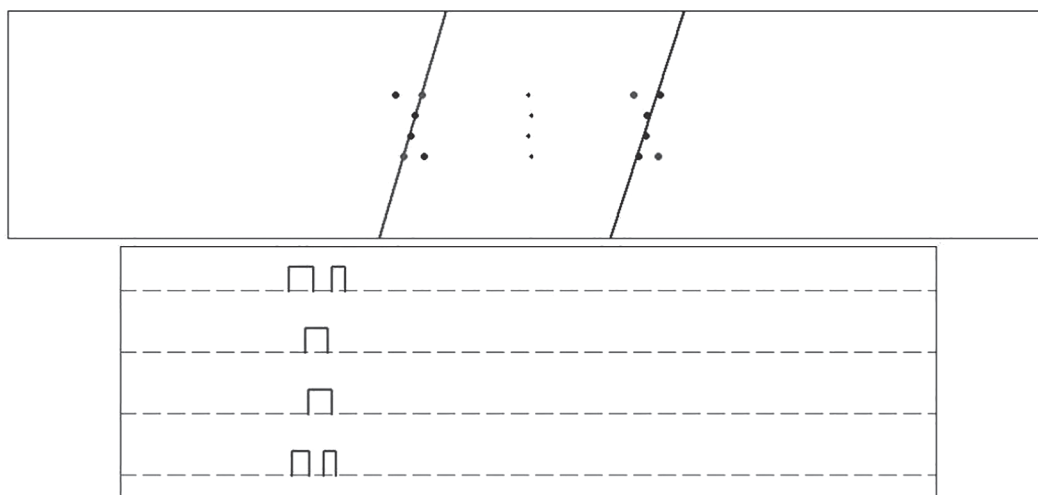


Рис. 9. Реконструкция двух треков с двумя общими сигналами.

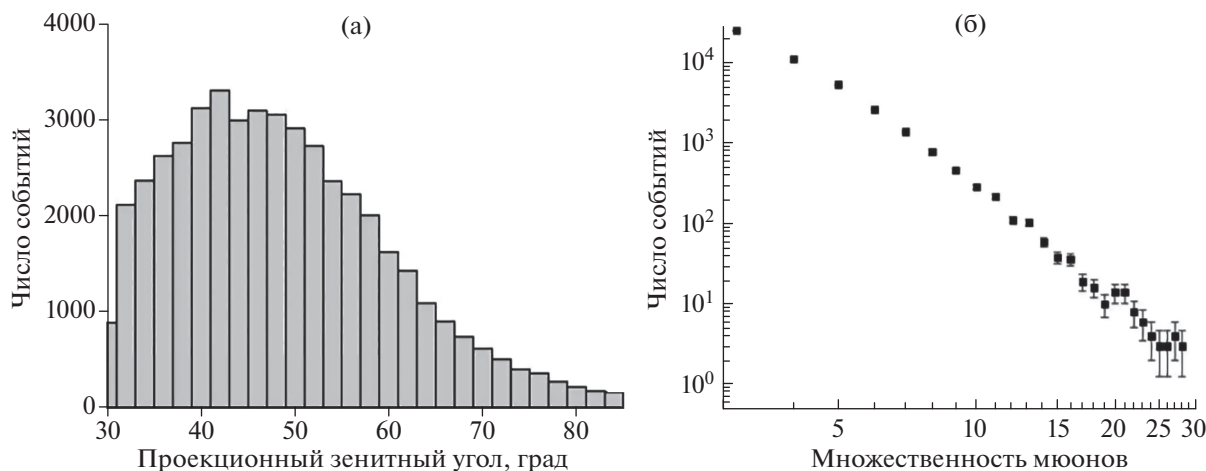


Рис. 10. Результаты обработки данных КТУДК. (а) Угловое распределение групп мюонов. (б) Распределение по множественности мюонов на экранированной плоскости.

нием с $\beta = 2.3$. Как видно, эксперимент хорошо описывается таким фитом. Исходя из анализа, представленного в работе [3], события с $\beta = 2.3$ соответствуют первичным космическим лучам с энергиями $E_0 \geq 10^{17}$ эВ.

4. СРАВНЕНИЕ СОВМЕСТНЫХ СОБЫТИЙ КТУДК И ДЕКОР

Рассматривая совместные события необходимо учитывать, что все камеры КТУДК лежат в одной плоскости и позволяют получить информацию только о проекционном угле. Поэтому при расчете плотности мюонов зенитный и азимутальный углы определяются по данным ДЕКОР. На рис. 12а показано распределение по разности в плотностях групп мюонов, определенных в сов-

местных событиях по данным ДЕКОР и КТУДК. На рис. 12б показано аналогичное распределение по разнице в значении проекционных зенитных углов. Положение пика в разности плотностей соответствует значению -0.12 м^{-2} . В распределении по разнице углов пик соответствует значению 1.7° .

На рис. 13 и 14 показана реконструкция одного события по данным ДЕКОР и КТУДК соответственно. По данным ДЕКОР плотность мюонов 2.8 м^{-2} , проекционный угол 50.2° . По данным КТУДК плотность 2.4 м^{-2} , проекционный угол 50.4° . Можно выделить две причины наблюдения такой разницы плотностей в событиях с высокой множественностью. Во-первых, в событиях, которые не анализировались операторами, в данных ДЕКОР может насчитываться существенное количество ложных реконструкций из-за вторич-

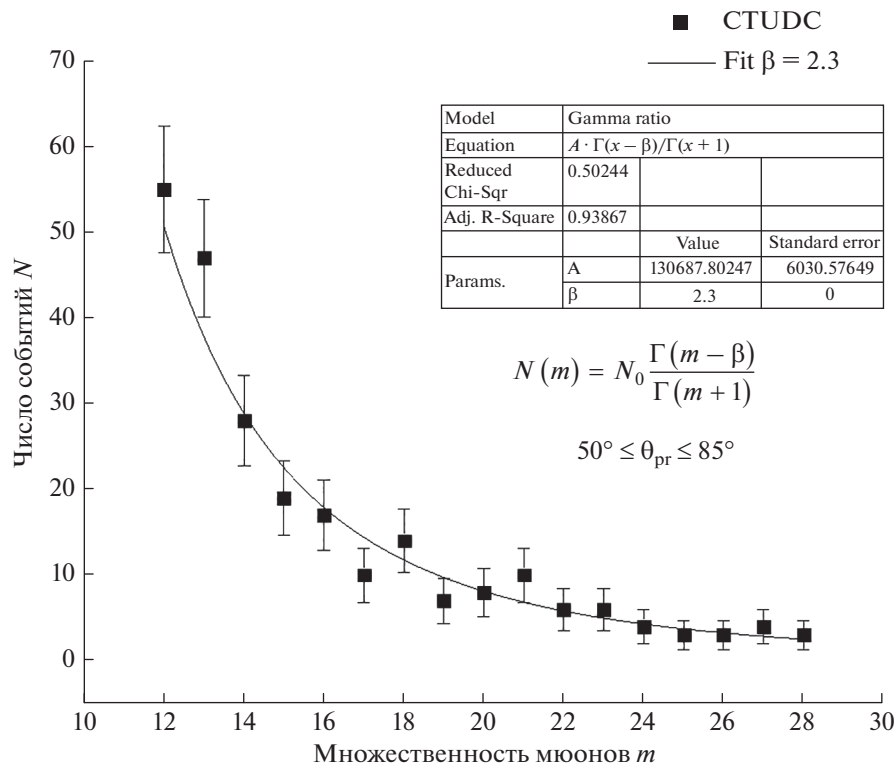


Рис. 11. Распределение по множественности мюонов в событиях с высокой плотностью частиц.

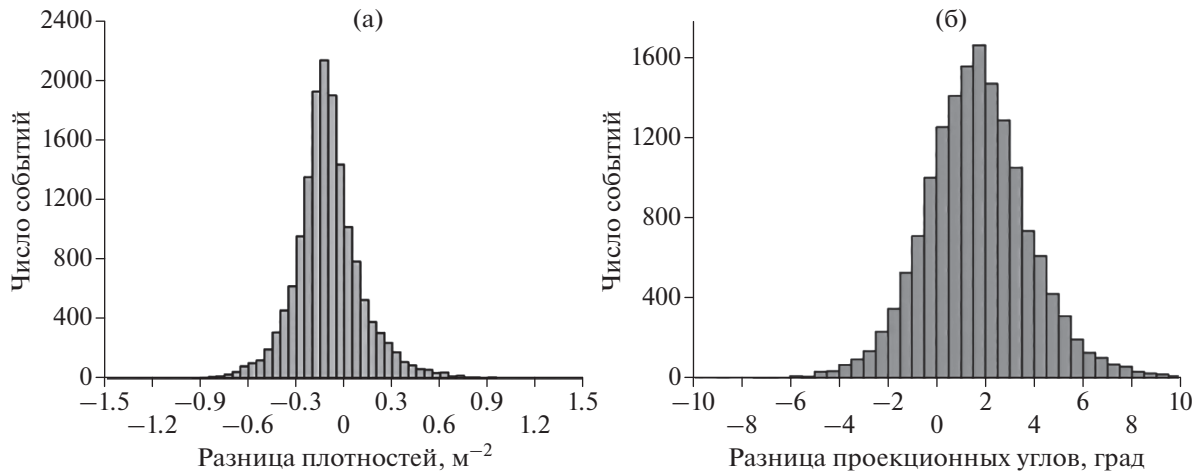


Рис. 12. (а) Разница между плотностями по данным ДЕКОР и КТУДК соответственно. (б) Разница по проекционному зенитному углу на плоскости дрейфовых камер.

ных частиц. Также на рис. 13 в отклике детектора ДЕКОР можно увидеть, что для столь больших плотностей частиц анализ события довольно затруднителен, так как часть сигналов от близлежащих треков сливается. Во-вторых, используемый на КТУДК время-цифровой преобразователь не справляется с высокой плотностью сигналов в таких событиях, из-за чего часть сигналов пропада-

ет. Для решения последней проблемы уже разработан новый ВЦП [12], который будет использоваться на установке ТРЕК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые удалось адаптировать новый подход обработки данных многопроводочных дрейфо-

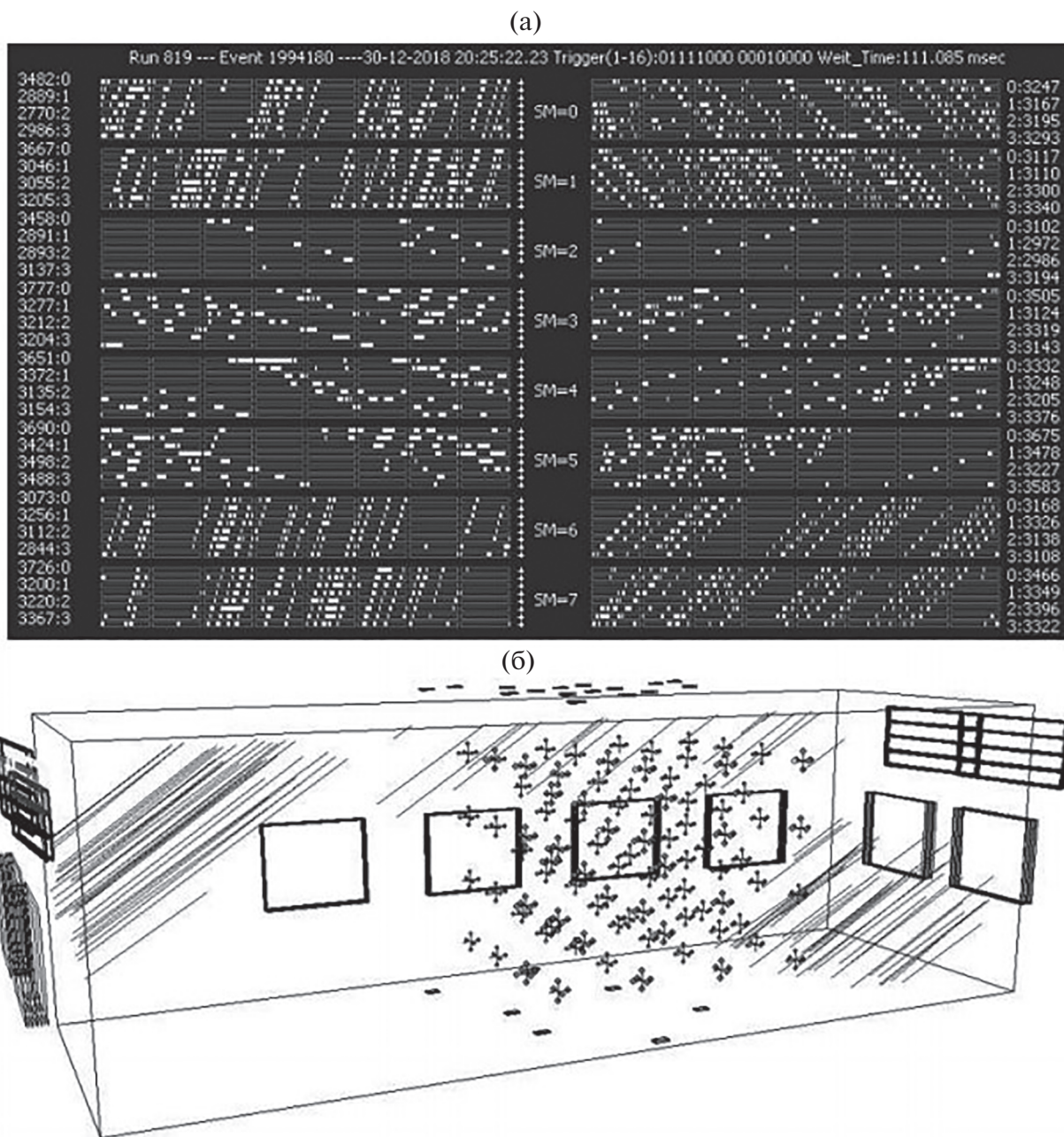


Рис. 13. (а) Отклик ДЕКОР в событии с высокой плотностью мюонов. (б) Реконструкция события.

вых камер с помощью методов глубокого обучения к эксперименту за счет выделения одиночных треков и использования сигналов от них в обучении нейронных сетей.

Визуальный анализ показал, что новый подход отбирает более 95% полезных событий с систематической ошибкой определения множественности менее 10%, что значительно лучше предыдущих результатов на основе стандартных аналитических методов. Также с новым подходом удалось

увеличить угловой диапазон исследуемых событий почти в два раза.

Сравнение результатов обработки совместных событий КТУДК и ДЕКОР дало удовлетворительные результаты, что указывает на корректность работы нового подхода.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90155.

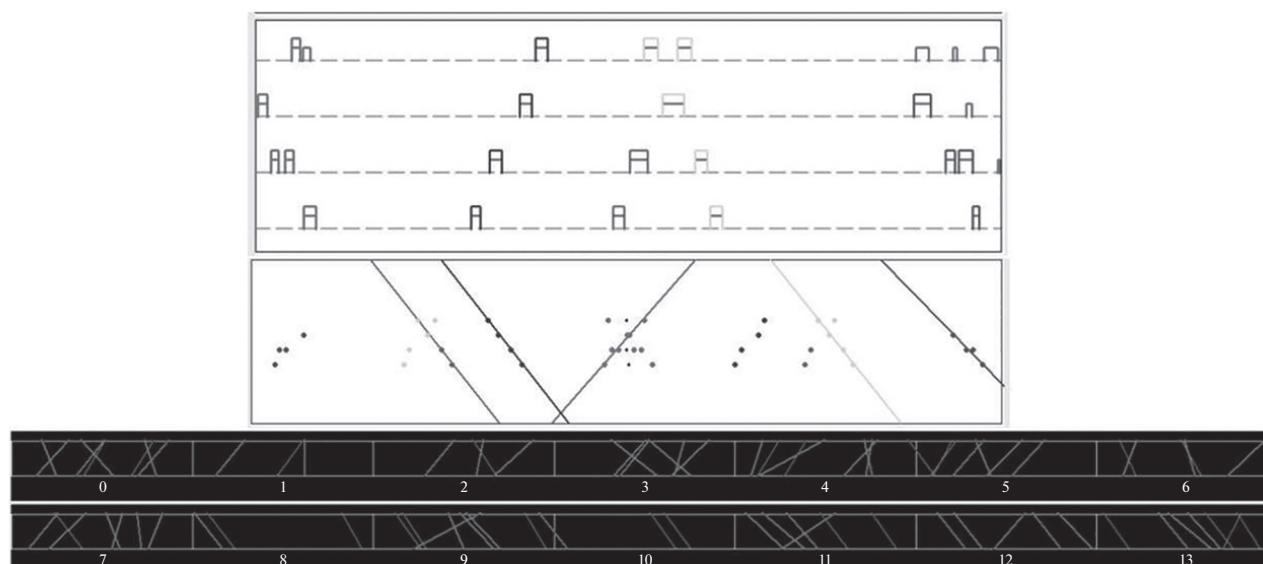


Рис. 14. Реконструкция события с высокой плотностью по данным КТУДК.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Dembinski H.P. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. P. 02004.
2. Saavedra O. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2013. V. 409. P. 012009.
3. Bogdanov A.G. et al. // Phys. At. Nucl. 2010. V. 73. P. 1852.
4. Zadeba E.A. et al. // J. Instrum. 2014. V. 9. P. C08018.
5. Vorobyev V.S. et al. // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81. P. 1325.
6. Vorobyev V.S. et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 945. P. 012027.
7. Vorobyev V.S. et al. // Phys. At. Nucl. 2021. V. 84. P. 1567.
8. Barabash L.S. et al. // Proc. Intl. Conf. Neutrino-82. 1982. V. 2. P. 249.
9. Keras. <https://keras.io/>. 2021.
10. Tensorflow. <https://www.tensorflow.org/>. 2021.
11. Nvidia. <https://www.nvidia.com/>. 2021.
12. Vorobev V.S. et al. // J. Instrum. 2020. V. 15. P. C08007.

Multiparticle Event Reconstruction Using Deep Learning Methods for Coordinate-Tracking Unit Based on Drift Chambers

V. S. Vorob'ev¹ *, E. A. Zadeba¹, R. V. Nikolaenko¹, A. A. Petrukhin¹, and I. Yu. Troshin¹

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

*e-mail: VSVorobev@mephi.ru

Received June 11, 2021; revised July 13, 2021; accepted July 14, 2021

The new coordinate-tracking detector TREK based on multiwire drift chambers is being developed in the National Research Nuclear University MEPhI to study the muon component of extensive air showers. Its prototype named the coordinate-tracking unit based on drift chambers (CTUDC) has been designed. Investigation of the multiparticle events registered by the unit has shown all the complexity of reconstruction of such events. The analytical reconstruction methods applied earlier demonstrate their inefficacy in dealing with these events. A new approach based on deep learning methods is being developed to solve this problem. The paper presents the results of application of artificial neural networks to experimental data obtained by the CTUDC.

Keywords: cosmic rays, drift chamber, muons, machine learning, deep learning

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 524.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И МАССОВЫЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ АСТРОФИЗИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА TAIGA

© 2021 г. В. В. Просин^{a, *}, И. И. Астапов^b, П. А. Безъязыков^c, А. Н. Бородин^d, М. Брюкнер^e, Н. М. Буднев^c, А. Булан^a, А. Вайдянатан^e, Р. Вишневецкий^e, П. Волчугин^a, Д. Воронин^f, А. Р. Гафаров^c, А. Ю. Гармаш^{f, g}, В. М. Гребенюк^{d, h}, О. А. Гресс^c, Т. И. Гресс^c, А. А. Гринюк^d, О. Г. Гришин^c, А. Н. Дячок^c, Д. П. Журов^c, А. В. Загородников^c, А. Л. Иванова^c, Н. Н. Калмыков^a, В. В. Киндин^b, С. Н. Кирюхин^c, В. А. Кожин^a, Р. П. Кокоулин^b, К. Г. Компаниец^b, Е. Е. Коростелева^a, Е. А. Кравченко^{f, g}, А. П. Крюков^a, Л. А. Кузьмичев^a, А. Кьявассаⁱ, М. Лаврова^c, А. А. Лагутин^k, Ю. Лемешев^c, Б. К. Лубсандоржиев^l, Н. Б. Лубсандоржиев^a, Р. Р. Миргазов^c, Р. Мирзоян^{c, m}, Р. Д. Монхоев^c, Э. А. Осипова^a, А. Пан^c, Л. В. Паньков^c, А. Л. Пахоруков^c, А. А. Петрухин^b, В. А. Полещук^c, М. Попескуⁿ, Е. Г. Попова^a, А. Порелли^e, Е. Б. Постников^a, В. С. Птускин^o, А. А. Пушкин^c, Р. И. Райкин^k, Г. И. Рубцов^a, Е. В. Рябов^c, Я. И. Сагань^{d, h}, В. С. Самолига^c, Л. Г. Свешникова^a, А. Ю. Сидоренков^l, А. А. Силаев^a, А. А. Силаев (мл.)^a, А. В. Скурихин^a, М. Слунечка^d, А. В. Соколов^{f, g}, Я. Суворкин^b, В. А. Таболенко^c, А. Танаев^b, Б. А. Тарашанский^c, М. Терновой^b, Л. Г. Ткачев^{d, h}, М. Тлужиконтⁱ, Н. Ушаков^f, Д. Хорнсⁱ, И. И. Яшин^b

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

^b Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

^c Научно-исследовательский институт прикладной физики, Иркутский государственный университет, Иркутск, 664003 Россия

^d Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., 141980 Россия

^e ДЭЗИ, Цойтен, D-15738 Германия

^f Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, 630090 Россия

^g Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения РАН, Новосибирск, 630090 Россия

^h Университет “Дубна”, Дубна, Московская обл., 141982 Россия

ⁱ Институт экспериментальной физики университета Гамбурга, Гамбург, D-20148 Германия

^j Физический факультет университета Турина и Национальный институт ядерной физики, Турин, 10125 Италия

^k Алтайский государственный университет, Барнаул, 656049 Россия

^l Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия

^m Институт физики им. М. Планка, Мюнхен, D-80805 Германия

ⁿ Институт космических наук, Илфов, 077125 Румыния

^o Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Московская обл., 108840 Россия

*E-mail: v-prosin@yandex.ru

Поступила в редакцию 19.06.2021 г.

После доработки 23.06.2021 г.

Принята к публикации 05.07.2021 г.

По данным установки Тунка-133 за 7 лет работы (2009–2017 гг.) и установки TAIGA-HiSCORE за сезон 2019–2020 гг. получены дифференциальный энергетический спектр первичных космических лучей в диапазоне энергий $3 \cdot 10^{14}$ – $3 \cdot 10^{18}$ эВ и уточненная зависимость средней глубины максимума ($X_{\max}$) широкого атмосферного ливня (ШАЛ) от энергии в диапазоне энергий 10^{15} – $3 \cdot 10^{17}$ эВ. На предельно больших энергиях наши результаты совпадают с результатами обсерватории имени Пьера Ожэ, полученными прямым методом измерения глубины максимума путем наблюдения флюоресцентного света от ШАЛ. Приводится пересчет от $\langle X_{\max} \rangle$ к параметру $\langle \ln A \rangle$, характеризующему средний состав первичных космических лучей (ПКЛ).

Ключевые слова: первичные космические лучи, энергетический спектр, массовый состав, широкие атмосферные ливни, черенковский свет

DOI: 10.56304/S2079562920060457

1. ВВЕДЕНИЕ

Энергетический спектр и массовый состав первичных космических лучей являются основными характеристиками, которые возможно получить путем регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ), создаваемых частицами высоких и сверхвысоких энергий, бомбардирующих Землю практически изотропно. Электроны и позитроны ливня, двигаясь со скоростью выше скорости света в воздухе, генерируют черенковский свет, который можно зарегистрировать в ясные безлунные ночи. Полный поток черенковского света пропорционален полной энергии, рассеянной ливнем в атмосфере, а расстояние от регистрирующей установки до максимума развития ливня определяет пространственно-временное распределение света на уровне наблюдения, которое в свою очередь характеризует массу первичной частицы.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВОК

Для экспериментальной реализации указанных возможностей в Тункинской долине на расстоянии 50 км к западу от берега озера Байкал были последовательно созданы несколько установок, регистрирующих черенковский свет ШАЛ. Наиболее результативными из них были установки Тунка-25 [1] (2000–2005 гг.), состоявшая из 25 детекторов с чувствительной площадью 0.1 м² каждый, расположенных на площади около 0.1 км² (рис. 1) и Тунка-133 [2] (2006–2017 гг.), состоявшая из 175 детекторов с чувствительной площадью

0.03 м², расположенных на площади около 3 км² (рис. 1).

В настоящее время эстафету продолжает установка TAIGA-HiSCORE [3], входящая в экспериментальный комплекс TAIGA [4], который в настоящее время находится в стадии непрерывного расширения и модернизации. По состоянию на начало 2021 г. установка TAIGA-HiSCORE состоит из трех кластеров в среднем по 30 станций с чувствительной площадью по 0.5 м² в каждой и занимает площадь 0.85 км² (рис. 2). Наиболее чувствительную часть комплекса составляют три атмосферных черенковских телескопов (АЧТ) с анализом изображения — TAIGA-IACT. Площадь зеркал каждого телескопа 10 м². К концу 2021 г. в комплексе TAIGA будет 120 станций TAIGA-HiSCORE, сгруппированных в четыре кластера на площади около 1 км², и три АЧТ, расположение которых показано на рис. 2.

В том же сезоне в составе комплекса прошел успешные испытания прототип малого широкоугольного телескопа SIT (Small Imaging Telescope) с регистрирующей камерой на основе новых фоточувствительных приборов — кремниевых фотоумножителей (SIPM). На основе этого опыта в дальнейшем планируется создание серии телескопов с чувствительной площадью порядка 1 м² апертурой около 20° и с анализом формы изображения [5].

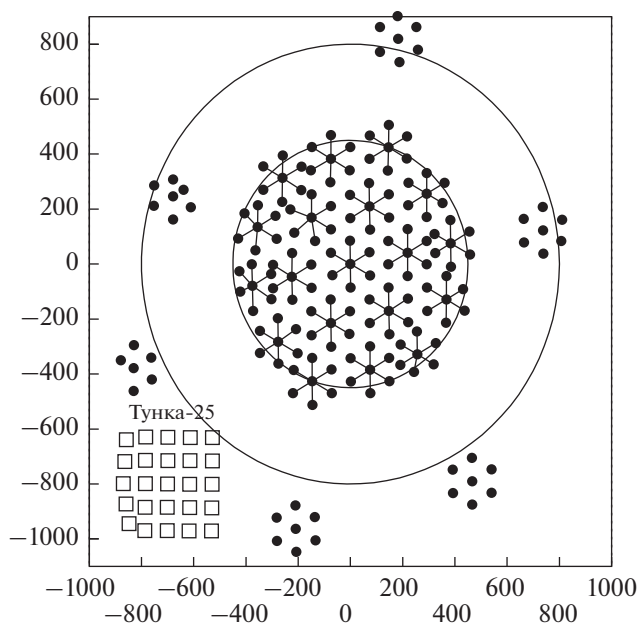


Рис. 1. План установки Тунка-133 в сравнении с установкой Тунка-25. Окружности ограничивают эффективные площади.

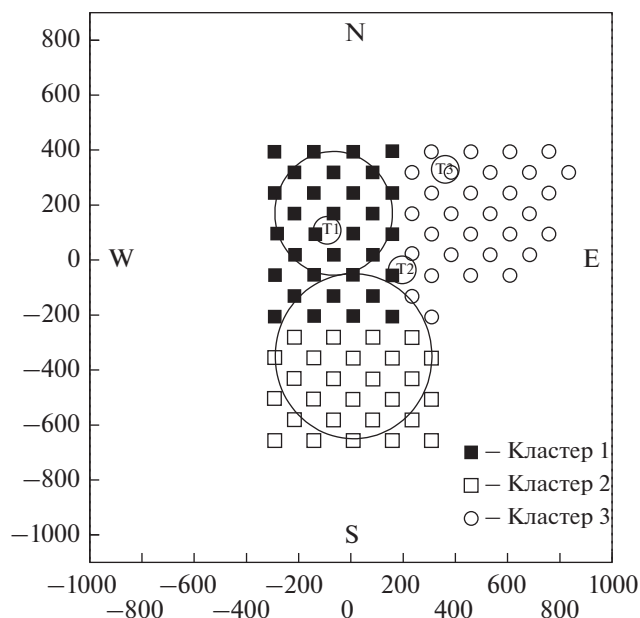


Рис. 2. План комплекса TAIGA в сезоне 2019–2020 гг.: кластеры установки TAIGA-HiSCORE и три телескопа TAIGA-IACT. Окружности ограничивают эффективные площади для отбора событий в настоящей работе.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Установка Тунка-133 [2], набирала данные широких атмосферных ливней (ШАЛ) по черенковскому свету в течение семи зимних сезонов 2009–2014 и 2015–2017 гг. Накоплена информация за 350 ясных безлунных ночей. Полное время набора данных 2175 ч. Регистрировались события в случае совпадения импульсов в трех и более станциях. Средний темп счета был около 2 Гц. В результате полный банк данных составил около $1.7 \cdot 10^7$ событий.

В настоящей работе для установки TAIGA-HiSCORE приводятся данные, полученные с помощью 67 станций (двухкластеров) первой очереди за 69 ясных безлунных ночей 2019–2020 гг. Полное время набора данных 327 ч. Темп счета импульсов на каждой станции устанавливался около 10 Гц. Совпадения импульсов в трех и более станциях находились при обработке данных. Их темп составляет около 20 Гц, и изменения этого темпа отражают изменение состояния атмосферы над установкой. Полный банк данных за указанное время составляет около $2.3 \cdot 10^7$ ливней.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШАЛ

Обработка экспериментальных данных проводится с помощью программ, в которых все аппроксимирующие и пересчетные функции получены из анализа искусственных событий, сгенерированных по программе CORSIKA для диапазона энергий от $3 \cdot 10^{14}$ до 10^{18} эВ [2]. Для каждого ливня восстанавливаются направление прихода, координаты оси на плоскости наблюдения, энергия первичной частицы и крутизна функции пространственного распределения (ФПР) черенковского света. Обработка данных для установки Тунка-133 описана в работе [2]. Для восстановления положения оси используется не ФПР, а функция зависимости амплитуды импульса от расстояния до оси ШАЛ (ФАР), описанная также в работе [2] и обеспечивающая лучшую точность. Энергия ШАЛ определяется по плотности потока черенковского света на расстоянии 200 м от оси. Согласно расчетам, приведенным в [2],

$$\begin{aligned} \lg(E_0) &= C_A + 0.94Q(200), \\ &\text{для } 10^{15} < E_0 < 10^{17} \text{ эВ,} \\ \lg(E_0) &= C_B + 0.95Q(200), \\ &\text{для } 10^{17} < E_0 < 10^{18} \text{ эВ.} \end{aligned} \quad (1)$$

Нормировочная константа C_A находится экспериментально путем сравнения интегрального энергетического спектра, полученного за данную ночь, с эталонным спектром, полученным в эксперименте QUEST [6, 7]. Нормировочная константа C_B связана с C_A очевидным соотношением: $C_B = (0.95C_A - 0.0117)/0.94$.

Основные параметры ШАЛ по данным установки TAIGA-HiSCORE восстанавливаются с использованием тех же алгоритмов и фитирующих функций, что и для установки Тунка-133. Однако, методика определения энергии первичной частицы требует измерения плотности потока света на расстоянии 200 м от оси ШАЛ. Для установки TAIGA-HiSCORE это требование выполняется для 100% случаев лишь при энергии выше 10^{15} эВ. Для меньших энергий пришлось разработать другой алгоритм. Используется плотность потока света в центре или на минимально возможном расстоянии от центра ливня. Положение оси определяется по центру тяжести амплитуд импульсов при числе станций не более пяти. Плотность потока света в центре рассчитывается как среднее значение для двух станций, ближайших к оси. Расчет по программе CORSIKA показал, что из-за больших флуктуаций плотности потока света в центре ошибка измерения энергии существенно больше, чем для 200 м, но в среднем пересчет к энергии возможен по формуле: $\lg(E_0) = C + 0.87Q(200)$. Нормировка этой ветви спектра проводится путем сравнения плотностей, измеренных двумя методами в диапазоне $10^{15} - 2 \cdot 10^{15}$ эВ.

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР В ДИАПАЗОНЕ $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{18}$ эВ

Спектр, полученный описанным выше образом по данным двух установок, приведен на рис. 3 в сравнении с полученным ранее спектром по данным установки Тунка-25. Спектр до классического излома (или “колена”) при энергии $3 \cdot 10^{15}$ эВ может быть описан степенным законом с показателем $\gamma_1 = 2.70 \pm 0.01$. Вид, подобный степенному, в достаточно большом диапазоне энергий наблюдается при $2 \cdot 10^{16} < E_0 < 3 \cdot 10^{17}$ эВ. Показатель в этом диапазоне $\gamma_2 = 2.99 \pm 0.01$. Выше энергии $3 \cdot 10^{17}$ эВ (второго “колена”) показатель увеличивается до $\gamma_3 = 3.29 \pm 0.09$. В целом можно констатировать, что с помощью единой методики восстановления энергии первичных частиц по черенковскому свету от широких атмосферных ливней получен энергетический спектр всех частиц в широком диапазоне от $3 \cdot 10^{14}$ до $3 \cdot 10^{18}$ эВ (четыре порядка).

На рис. 4 наш спектр сравнивается с результатами некоторых других экспериментов. Хорошая стыковка как с прямыми баллонными [8] и спутниковыми [9], так и горными [10] измерениями на низких энергиях, так и с измерениями гигантских установок на сверхвысоких энергиях (Pierre Auger Observatory [11], Telescope Array [12]) свидетельствует о достигнутом правильном измерении энергий во всем доступном диапазоне.

Спектр имеет сложную структуру с несколькими особенностями, отражающими происхождение космических лучей от многих источников.

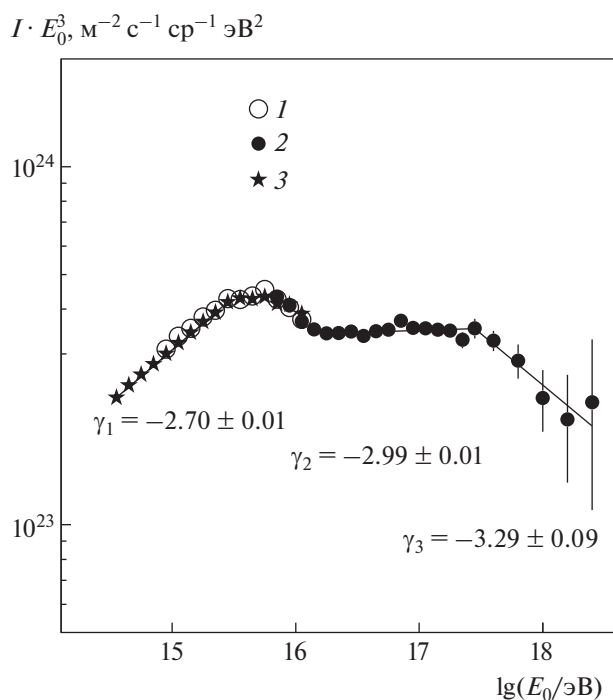


Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр: 1 – Тунка-25 [1], 2 – Тунка-133 [2], 3 – TAIGA-HiSCORE.

6. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ГЛУБИНЫ МАКСИМУМА

Восстановление положения оси ливней для задачи измерения глубины максимума ШАЛ несколько отличается от описанного выше тем, что на заключительном этапе исключаются из обработки станции, расположенные на расстоянии более 300 м от оси. После этого положение оси и крутизна ФПР (параметр P) определяются по ограниченному таким образом набору станций. В этом случае диапазон расстояний используемых станций от оси ШАЛ оказывается практически одинаковым для всего энергетического диапазона.

Новое моделирование по программе CORSIKA для большего диапазона энергий подтвердило, что крутизна функции пространственного распределения однозначно определяется только толщиной атмосферы между экспериментальной установкой и глубиной максимума ШАЛ ($\Delta X_{\max} = 965/\cos\theta - X_{\max}$ [г/см²]) независимо от энергии, зенитного угла ливня и сорта первичного ядра. Здесь 965 г/см² – полная глубина атмосферы в месте расположения установок.

Выбор параметра крутизны ФПР, с одной стороны, измеряемого в каждом событии на наших установках в широком диапазоне энергий, а с другой стороны, дающего линейную связь с $\Delta X_{\max}$ в достаточно широком диапазоне изменения этого параметра привел к параметру $P = Q(80)/Q(200)$.

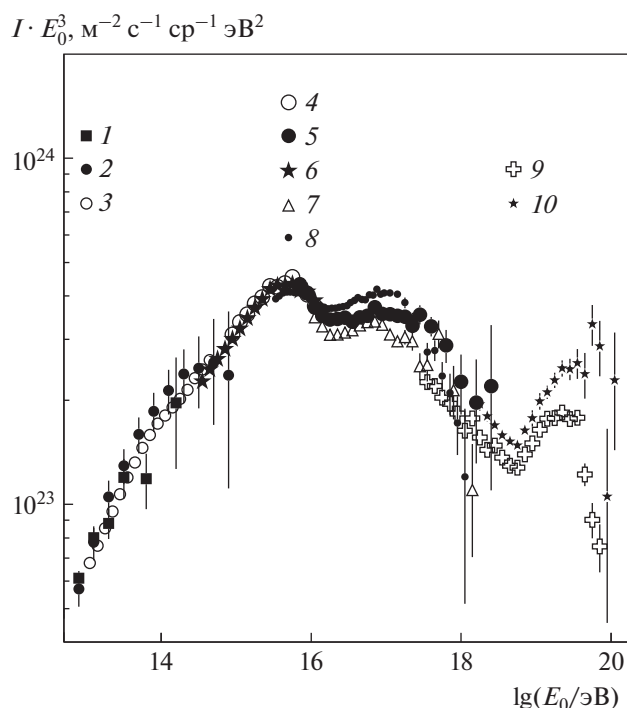


Рис. 4. Сравнение энергетических спектров, полученных в различных работах в широком диапазоне энергий: 1 – ATIC-2 [8], 2 – НУКЛОН [9], 3 – HAWC [10], 4 – Тунка-25, 5 – TAIGA-HiSCORE, 6 – Тунка-133, 7 – KASCADE-Grande [13], 8 – Ice-Top [14], 9 – PAO [11], 10 – TA [12].

Здесь $Q(R)$ – плотность потока черенковского света на расстоянии R в метрах. Расчетная связь параметра P с толщиной атмосферы между положением максимума и установкой приведена на рис. 5. На рисунок нанесены точки для протонов (модели QGSjetII-04 и Sybill2.3) и гелия (модель QGSjetII-04) с энергиями 10^{15} , $3 \cdot 10^{15}$, 10^{16} , $3 \cdot 10^{16}$, 10^{17} эВ и зенитными углами 0° и 30° . Точки могут быть аппроксимированы зависимостью:

$$\begin{aligned} \Delta X_{\max} &= 929 - 103P, \text{ [г/см}^2\text{]} \text{ для } P \leq 3.9 \\ \Delta X_{\max} &= 882 - 91P, \text{ [г/см}^2\text{]} \text{ для } P > 3.9. \end{aligned} \quad (2)$$

Расчетная зависимость близка к линейной для диапазона по параметру P от 2.5 до 9. Стандартное отклонение точек от фитирующей линии для этого диапазона около 15 г/см².

Расчетные точки для более тяжелых ядер или зенитных углов более 30° лежат в значительной степени на значениях параметра P менее 2.5, т.е. относятся к событиям с ФПР, практически плоскими вблизи оси ШАЛ, для которых описываемый метод практически не работает.

Глубина максимума находится по формуле:

$$X_{\max} = 965/\cos\theta - \Delta X_{\max} \text{ [г/см}^2\text{]}, \quad (3)$$

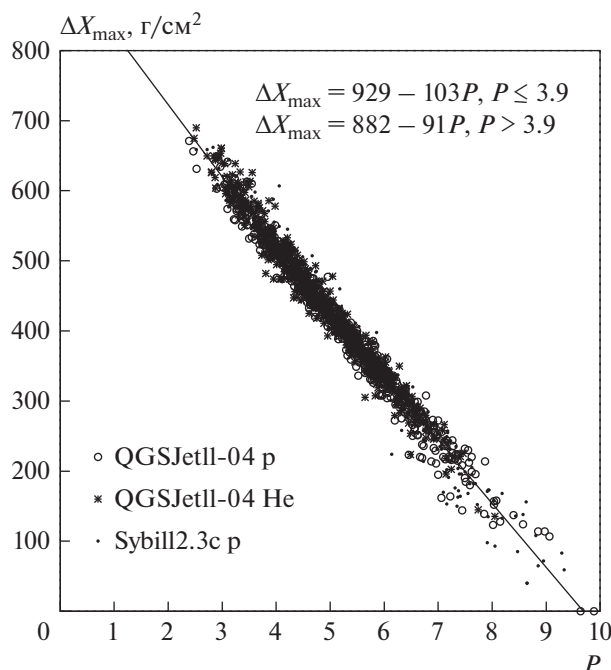


Рис. 5. CORSIKA: модельная зависимость для пересчета от параметра крутизны ФПР P к относительно-му положению максимума $\Delta X_{\max}$.

где 965 г/см^2 — полная глубина атмосферы в месте расположения установок.

7. СРЕДНЯЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ГЛУБИНА МАКСИМУМА ШАЛ

Новый параметр крутизны ФПР применен для анализа данных обеих установок Тунка-133 и TAIGA-HiSCORE. Для получения неискаженных оценок глубины максимума ливни отбираются по зенитному углу $\theta \leq 30^\circ$ и энергии, обеспечивающей эффективность отбора ливней около 100%, для установки Тунка-133 более $1.25 \cdot 10^{16} \text{ эВ}$, а для установки TAIGA-HiSCORE более $1.25 \cdot 10^{15} \text{ эВ}$. Полученные распределения экспериментальных событий по параметру P с указанными выше ограничениями приведены на рис. 6. Видно, что более 99% событий попадают в указанный выше диапазон параметров, пригодный для определения глубины максимума.

Полученные для двух установок средние глубины максимума ШАЛ в зависимости от энергии первичной частицы приведены на рис. 7. Данные обеих установок, несмотря на разницу в их геометрии, хорошо стыкуются между собой, обеспечивая широкий энергетический диапазон от 10^{15} до $3 \cdot 10^{17} \text{ эВ}$. Наши экспериментальные данные сравниваются с результатами прямых измерений глубины максимума, полученными с помощью наблюдения флуоресцентного света ШАЛ на уста-

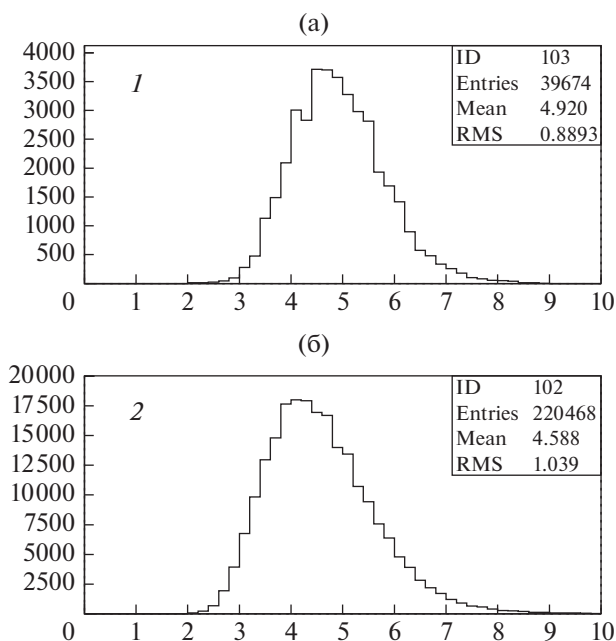


Рис. 6. Распределение экспериментальных событий по параметру P : (а) Тунка-133, (б) TAIGA-HiSCORE.

новках РАО [15] и Telescope Array (TA) [12]. Наблюдается хорошая стыковка наших данных с данными РАО при энергии $\sim 3 \cdot 10^{17} \text{ эВ}$.

Все экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими кривыми, рассчитанными по модели QGSJET-II-04 [16] для первичных протонов и ядер железа. Следует отметить, что указанная модель дает самое высокое положение максимума среди всех используемых в настоящее время. Модель EPOS-LHC [17] дает при энергии 10^{17} эВ глубину максимума на $\sim 10 \text{ г/см}^2$ больше, а модель SIBYLL 2.3c [17] — на $\sim 25 \text{ г/см}^2$ больше, чем QGSJET-II-04.

8. СРЕДНИЙ СОСТАВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Средний состав первичных космических лучей для наземных установок, регистрирующих ШАЛ и имеющих плохое зарядовое разрешение, характеризуется традиционно параметром $\langle \ln A \rangle$ — средним логарифмом атомного номера первичных ядер. Этот параметр линейно связан со средней глубиной максимума ШАЛ, поэтому пересчет к среднему составу для всех установок, включая Auger, производится методом линейной интерполяции между расчетами глубины максимума для протонов и железа. На рис. 8 показаны результаты пересчета от средней глубины максимума к среднему составу по модели QGSJET-II-04. Качественно поведение среднего массового состава повторяет то, что было опубликовано в наших прежних рабо-

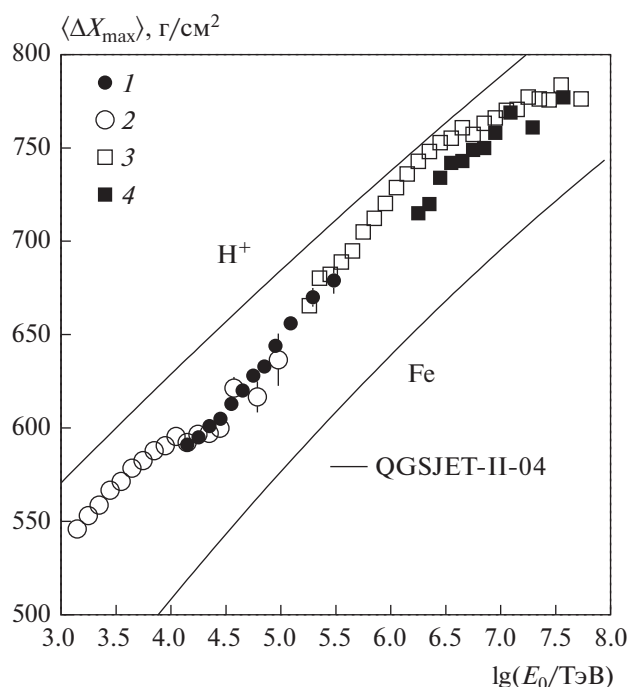


Рис. 7. Зависимость средней глубины максимума ШАЛ $\langle X_{\max} \rangle$ от энергии максимума ШАЛ $\langle X_{\max} \rangle$ от энергии первичной частицы: 1 – Тунка-133, 2 – TAIGA-HiSCORE, 3 – PAO [12], 4 – TA [11].

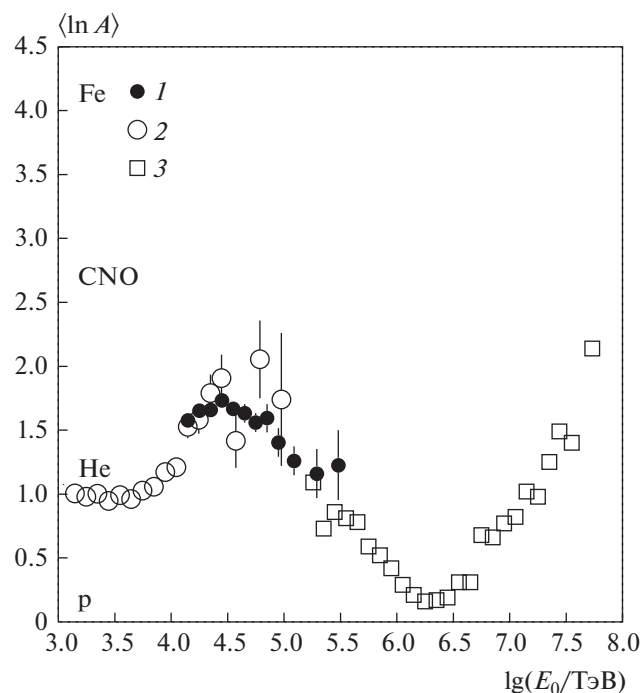


Рис. 8. Зависимость среднего логарифма массы $\langle \ln A \rangle$ от энергии первичной частицы: 1 – Тунка-133, 2 – TAIGA-HiSCORE, 3 – PAO [12].

тах [18]. Состав утяжеляется в диапазоне энергий $3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16}$ эВ и становится более легким при дальнейшем росте энергии. Но средний состав во всем рассматриваемом диапазоне энергий оценивается как существенно более легкий, чем в работе [18]. Если раньше в максимуме он был ближе к группе ядер CNO, то теперь максимум более соответствует ядрам гелия (He). Новые оценки среднего состава космических лучей существенно лучше, чем прежние, стыкуются с результатами прямых измерений глубины максимума в PAO.

Следует отметить, что модель EPOS-LHC дает одновременное увеличение как наших оценок $\langle \ln A \rangle$ (при $5 \cdot 10^{16}$ эВ на 0.35), так и оценок этого параметра в PAO. Модель Sibill2.3c увеличивает оценку $\langle \ln A \rangle$ при $5 \cdot 10^{16}$ эВ на 0.60 также с одновременным увеличением оценки этого параметра в PAO.

9. ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА ДЛЯ ЭНЕРГИЙ МЕНЕЕ 10^{15} ЭВ.

Одно из новых направлений исследования массового состава, возможных на астрофизическом комплексе TAIGA, это анализ данных, полученных при совместной работе широкоугольных АЧТ на основе кремниевых фотоумножителей (SIPM) и установки TAIGA-HiSCORE.

Для анализа массового состава предполагается использовать параметры, восстанавливаемые как по данным HiSCORE (E_0 – энергия первичной

частицы и параметр P , характеризующий крутизну функции пространственного распределения), так и параметры, восстанавливаемые по данным телескопа (полное число фотоэлектронов в имидже (size), ширина (width) и длина (length) имиджа, отношение длины к ширине и расстояние от центра тяжести имиджа до положения источника на камере). Разработка методики определения массового состава по совместному анализу перечисленных параметров пока не завершена. На данный момент наиболее перспективным представляется двухпараметрический анализ (длина/ширина и P), позволяющий выделить легкую компоненту космических лучей (протоны и гелий).

10. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена на УНУ “Астрофизический комплекс МГУ-ИГУ” (соглашение 13.УНУ.21.0007), поддержана министерством науки высшего образования (проекты FZZE-2020-0017, FZZE-2020-0024), грантом РНФ 19-72-20230 (раздел 2,8), грантом РНФ 19-72-20067 (раздел 5,7) и грантами РФФИ (19-52-44002, 19-32-60003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Budnev N. et al. // Astropart. Phys. 2013. V. 50. P. 18.
2. Budnev N.M. et al. // Astropart. Phys. 2020. V. 117. P. 102406.
3. Prosin V. et al. // EPJ Web Conf. 2019. V. 210. P. 01003.

4. Kuzmichev L. et al. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 1375.
5. Chernov D. et al. // J. Instrum. 2020. V. 15. P. 09062.
6. Korosteleva E. et al. // Int. J. Mod. Phys. A. 2005. V. 20. P. 6837.
7. Korosteleva E.E. et al. // Nucl. Phys. B (Proc. Supp.) 2007. V. 165. P. 74.
8. Panov A.D. et al. // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. 2009. V. 73. No. 5. P. 564.
9. Turundaevskiy A.N. et al. // Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. 2021. V. 85. No. 4. P. 353.
10. Alfaro R. et al. (HAWC Collab.) // Phys. Rev. D. 2017. V. 96. P. 122001.
11. Schulz A. (for P. A. Collab.) // Proc. 33rd ICRC, Rio de Janeiro. 2013. P. 769.
12. Abbasi R.U. et al. (T. A. Collab.) // Astrophys. J. 2018. V. 858. P. 76.
13. Apel W.D. et al. // Astropart. Phys. 2012. V. 36. P. 183.
14. Aartsen M.G. et al. // Phys. Rev. Lett. D. 2013. V. 88. P. 042004.
15. Yushkov A. (for P. A. Collab.) // Proc. 36th ICRC, Madison. USA. 2019. PoS(ICRC2019). P. 482.
16. Ostapchenko S., Bleicher M. // Phys. Rev. D. 2016. V. 93. P. 051501; arXiv: 1601.06567.
17. Tanguy P. // EPJ Web Conf. 2019. V. 208. P. 02002.
18. Prosin V.V. et al. // EPJ Web Conf. 2016. V. 121. P. 03004.

Energy Spectrum and Mass Composition of Cosmic Rays from the Data of the Astrophysical Complex Taiga

V. Prosin^{1,*}, I. Astapov², P. Bezyazeekov³, A. Borodin⁴, M. Brückner⁵, N. Budnev³, A. Bulan¹,
A. Vaidyanathan⁵, R. Wischnewski⁵, P. Volchugov¹, D. Voronin⁶, A. Gafarov³, A. Garmash^{6,7},
V. Grebenyuk^{4,9}, O. Gress³, T. Gress³, A. Grinyuk⁴, O. Grishin³, A. Dyachok³, D. Zhurov³,
A. Zagorodnikov³, A. Ivanova³, N. Kalmykov¹, V. Kindin², S. Kiryuhin³, V. Kozhin¹,
R. Kokoulin², K. Kompaniets², E. Korosteleva¹, E. Kravchenko^{6,7}, A. Kryukov¹,
L. Kuzmichev¹, A. Chiavassa¹⁰, M. Lavrova³, A. Lagutin¹¹, Yu. Lemeshev³, B. Lubsandorzhiev¹²,
N. Lubsandorzhiev¹, R. Mirgazov³, R. Mirzoyan^{3,13}, R. Monkhoev³, E. Osipova¹, A. Pan³, L. Pankov³,
A. Pakhorukov³, A. Petrukhin², V. Poleschuk³, M. Popescu¹⁴, E. Popova¹, A. Porelli⁵, E. Postnikov¹,
V. Ptuskin¹⁵, A. Pushnin³, R. Raikin¹¹, G. Rubtsov¹², E. Rjabov³, Y. Sagan^{4,8}, V. Samoliga³,
L. Sveshnikova¹, A. Sidorenkov¹², A. Silaev¹, A. Silaev (junior)¹, A. Skurikhin¹, M. Slunicka⁴,
A. Sokolov^{6,7}, Y. Suvorkin², V. Tabolenko³, A. Tanaev², B. Tarashansky³, M. Ternovoy², L. Tkachev^{4,8},
M. Tluczykont⁹, N. Ushakov⁶, D. Horns⁹, and I. Yashin².

¹Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

²National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

³Institute of Applied Physics, Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

⁴Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia

⁵Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Zeuthen, D-15738 Deutschland

⁶Dipartimento di Fisica Generale Università di Torino e Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Torino, 10125 Italy

⁷Novosibirsk State University (NSU), Novosibirsk, 630090 Russia

⁸Budker Institute of Nuclear Physics (BINP), Siberian Branch, Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia

⁹Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141982 Russia

¹⁰Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Hamburg, D-20148 Deutschland

¹¹Altai State University, Barnaul, 656049 Russia

¹²Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

¹³Max-Planck-Institut für Physik, München, D-80805 Deutschland

¹⁴Institute of Space Science, Magurele, Ilfov, 077125 Romania

¹⁵Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation (IZMIRAN),
Troitsk, Moscow oblast, 108840 Russia

*e-mail: v-prosin@yandex.ru

Received June 19, 2021; revised June 23, 2021; accepted July 5, 2021

The differential energy spectrum of cosmic rays in the energy range of $3 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{18}$ eV and the corrected dependence of the mean depth of the maximum $\langle X_{\max} \rangle$ of an extensive air shower (EAS) inside the wide energy range of $10^{15} - 3 \cdot 10^{17}$ eV have been obtained by the data of the Tunka-133 array for 7 years of operation (2009–2017) and the TAIGA-HiSCORE array for the 2019–2020 season of operation. At the extremely high energy our results agree with the results of the Pierre Auger observatory based on direct measurements of the maximum depth by the observation of fluorescent light from EAS. The recalculation from the $\langle X_{\max} \rangle$ to the parameter $\langle \ln A \rangle$, which characterizes the average composition of the primary cosmic rays is presented.

Keywords: primary cosmic rays, energy spectrum, mass composition, extensive air showers, Cherenkov light