Том 12, номер 6, 2021

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

Пироэлектрические технологии, их применения и перспективы развития	
О. О. Иващук, А. В. Щагин, А. С. Кубанкин, И. А. Кищин, А. Н. Олейник, Ю. В. Григорьев, М. Э. Гильц, В. И. Алексеев, А. Н. Елисеев	307
Глубоководный нейтринный телескоп в озере Байкал	
А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, В. А. Аллахвердян, П. Банаш, З. Бардачова, И. А. Белолаптиков, И. В. Борина, В. Б. Бруданин, Н. М. Буднев, А. Р. Гафаров, К. В. Голубков, Н. С. Горшков, Т. И. Гресь, Р. Дворницки, ЖА. М. Джилкибаев, В. Я. Дик, Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, А. Н. Дячок, Т. В. Елжов, Д. Н. Заборов, М. С. Катулин, К. Г. Кебкал, О. Г. Кебкал, В. А. Кожин, М. М. Колбин, К. В. Конищев, К. А. Копански, А. В. Коробченко, А. П. Кошечкин, М. В. Круглов, М. К. Крюков, В. Ф. Кулепов, Па. Малецки, Ю. М. Малышкин, М. Б. Миленин, Р. Р. Миргазов, В. Назари, Д. В. Наумов, В. Нога, Д. П. Петухов, Е. Н. Плисковский, М. И. Розанов, В. Д. Рушай, Е. В. Рябов, Г. Б. Сафронов, А. Э. Сиренко, А. В. Скурихин, А. Г. Соловьев, М. Н. Сороковиков, А. П. Стромаков, О. В. Суворова, Е. О. Сушенок, В. А. Таболенко, Б. А. Таращанский, Л. Файт, С. В. Фиалковский, Е. В. Храмов, Б. А. Шайбонов, М. Д. Шелепов, Ф. Шимковиц, И. Штекл, Э. Эцкерова, Ю. В. Яблокова, С. А. Яковлев	315
ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ	
и излучения с веществом	
Усиление в образовании нестабильного ядра 8 Ве с множественностью α -частиц при фрагментации релятивистских ядер	
А. А. Зайцев, П. И. Зарубин, Н. Г. Пересадько	326
Поиск электрического дипольного момента дейтрона с использованием накопительного кольца	
А. Е. Аксентьев	333
Поиск тяжелых нейтральных калибровочных бозонов в дилептонном канале в эксперименте CMS на LHC	
И. А. Жижин, А. В. Ланёв, С. В. Шматов	337
Изучение событий с двумя лептонами в конечном состоянии для исследования стандартного и поиска тяжелого бозона хиггса в канале распада $h/H \to WW^{(*)} \to h/h$ в протон-протонных столкновениях при 13 ТэВ в эксперименте атлас на БАК	
А. А. Гаврилюк, Е. Н. Рамакоти, И. И. Цукерман	342
Измерения тепловой релаксации подземной установки ОГРАН	
Ю. М. Гаврилюк, А. В. Гусев, Н. Л. Квашнин, А. А. Луговой, С. И. Орешкин,	347

Contents

Vol. 12, No. 6, 2021

Engineering Design of Nuclear Physics Equipment	
Pyroelectric Technologies, Their Applications and Prospects for the Development	
O. O. Ivashchuk, A. V. Shchagin, A. S. Kubankin, I. A. Kishin, A. N. Oleinik, Yu. V. Grigor'ev, M. E. Gilts, V. I. Alekseev, and A. N. Eliseev	307
Deep-Water Neutrino Telescope in Lake Baikal	
A. D. Avrorin, A. V. Avrorin, V. M. Aynutdinov, V. A. Allakhverdyan, R. Bannasch, Z. Bardačová, I. A. Belolaptikov, I. V. Borina, V. B. Brudanin, N. M. Budnev, A. R. Gafarov, K. V. Golubkov, N. S. Gorshkov, T. I. Gress, R. Dvornický, ZhA. M. Dzhilkibaev, V. Y. Dik, G. V. Domogatsky, A. A. Doroshenko, A. N. Dyachok, T. V. Elzhov, D. N. Zaborov, M. S. Katulin, K. G. Kebkal, O.G. Kebkal, V. A. Kozhin, M. M. Kolbin, K. V. Konischev, K. A. Kopański, A. V. Korobchenko, A. P. Koshechkin, M. V. Kruglov, M. K. Kryukov, V. F. Kulepov, Pa. Malecki, Y. M. Malyshkin, M. B. Milenin, R. R. Mirgazov, V. Nazari, D. V. Naumov, W. Noga, D. P. Petukhov, E. N. Pliskovsky, M. I. Rozanov, V. D. Rushay, E. V. Ryabov, G. B. Safronov, A. E. Sirenko, A. V. Skurikhin, A. G. Solovjev, M. N. Sorokovikov, A. P. Stromakov, O. V. Suvorova, E. O. Sushenok, V. A. Tabolenko, B. A. Tarashansky, L. Fajt, S. V. Fialkovsky, E. V. Khramov, B. A. Shaybonov, M. D. Shelepov, F. Šimkovic, I. Štekl, E. Eckerová,	
Y. V. Yablokova, and S. A. Yakovlev	315
Interaction of Plasmas, Particle Beams, and Radiation with Matter	
Enhancement in Formation of Unstable 8 Be Nucleus with α -Particle Multiplicity in Fragmentation of Relativistic Nuclei	
A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, and N. G. Peresadko	326
Search for the Electric Dipole Moment of a Deuteron Using a Storage Ring	
A. E. Aksentev	333
Search for Heavy Neutral Gauge Bosons in Dilepton Final State with the CMS Experiment at the LHC	
I. A. Zhizhin, A. V. Lanyov, and S. V. Shmatov	337
Study of Events with Two Leptons in the Final State to Investigate Properties of the Standard Model Higgs Boson and to Search for a Heavy Higgs Boson in the $h/H \to WW^{(*)} \to h/h$ Decay Channel in pp-Collisions at 13 TeV with the ATLAS Detector at the LHC	
A. A. Gavrilyuk, E. N. Ramakoti, and I. I. Tsukerman	342
Measurements of Thermal Relaxation of the OGRAN Underground Setup	
Y. M. Gavrilyuk, A. V. Gusev, N. L. Kvashnin, A. A. Lugovoy, S. I. Oreshkin, S. M. Popov, V. N. Rudenko, V. V. Semenov, and I. A. Syrovatsky	347

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯЛЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УДК 537.533.79

ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ, ИХ ПРИМЕНЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ

© 2021 г. О. О. Иващук^{а, b, *}, А. В. Щагин^{а, c}, А. С. Кубанкин^{а, b}, И. А. Кищин^{а, b}, А. Н. Олейник^{а, d}, Ю. В. Григорьев^e, М. Э. Гильц^а, В. И. Алексеев^b, А. Н. Елисеев^b

 a Международная научно-образовательная лаборатория радиационной физики НИУ БелГУ, Белгород, 308015 Россия b Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

^cНациональный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Харьков, 61000 Украина

^dКолледж Ройял Холлоуэй, Лондонский университет, Эгам, Суррей, ТW20 0EX, Великобритания

^eИнститут кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН, Москва, 119333 Россия

*E-mail: ooleg.ivashuk@gmail.com Поступила в редакцию 02.06.2021 г. После доработки 15.06.2021 г. Принята к публикации 16.06.2021 г.

В работе представлено описание современных пироэлектрических технологий. Приведены различные схемы генерации рентгеновского излучения. Продемонстрирована возможность управления пучками заряженных частиц с помощью пироэлектрического дефлектора. Обсуждаются перспективы развития пироэлектрических технологий и их применения.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, пироэлектрический источник, пироэлектрический дефлектор

DOI: 10.56304/S2079562920060287

1. СХЕМА РАБОТЫ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Впервые возможность генерации рентгеновского излучения с использованием пироэлектрического эффекта в вакууме обнаружил Д. Браунридж в 1992 г. [1]. Основываясь на результатах многочисленных экспериментальных исследований [2-5], фирма Amptek разработала коммерческий пироэлектрический источник рентгеновского излучения [6]. На рис. 1 представлена схема работы такого источника. Пироэлектрический кристалл расположен в миниатюрной вакуумной камере на изолирующей подложке, которая может нагреваться и охлаждаться. Напротив его рабочей поверхности установлена мишень из медной фольги. В случае нагрева подложки пироэлектрического кристалла на его свободной поверхности образуется высокий отрицательный потенциал, порядка -30 кВ, что приводит к возникновению электронной эмиссии. Свободные электроны ускоряются от рабочей поверхности пироэлектрического кристалла к медной мишени. При взаимодействии ускоренных электронов с атомами мишени генерируется рентгеновское излучение. В случае охлаждения пироэлектрический кристалл переполяризовывается, что приводит к возникновению свободных электронов в облаке ионизированного газа вокруг его рабочей поверхности. В этом случае мишенью становится сам кристалл.

Такой источник работает в квазинепрервыном режиме генерации рентгеновского излучения. Продолжительность одного цикла нагрев-охлаждение пироэлектрического кристалла составляет около 3 мин (рис. 2). Контролировать и изменять спектральные характеристики рентгеновского

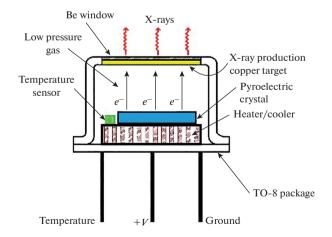


Рис. 1. Схема работы пироэлектрического источника рентгеновского излучения Amptek COOL-X [6].

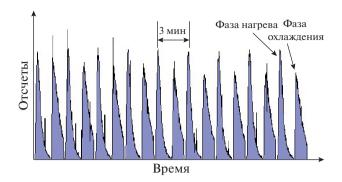


Рис. 2. Зависимость выхода рентгеновского излучения в источнике Amptek COOL-X от времени при циклическом изменении температуры кристалла [6].

излучения в таком источнике не представляется возможным.

2. ИМПУЛЬСНЫЙ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В лаборатории радиационной физики НИУ "БелГУ" был разработан импульсный пироэлектрический источник рентгеновского излучения [7]. На рис. 3 представлена схема работы такого источника (рис. 3а) и спектры рентгеновского излучения в квазинепрерывном режиме генерации по

схеме рис. 1 (рис. 36) и импульсном режиме генерации по схеме рис. 3а (рис. 3в).

Импульсный пироэлектрический источник рентгеновского излучения солержит лополнительный эмиттер электронов – вольфрамовая нить накаливания (5). В условиях высокого вакуума пироэлектрический кристалл (1) предварительно нагревался с помощью полупроводникового [8] диода (3), что приводило к образованию высокого положительного электрического потенциала на его свободной поверхности. Затем, через нить накаливания (5) пропускался ток около 0.3 А, что провоцировало процесс электронной эмиссии. Свободные электроны, ускоренные в электрическом поле, достигнув рабочей поверхности пироэлектрического кристалла (1), компенсируют положительный заряд. Данный процесс сопровождался интенсивной генерацией рентгеновского излучения в течение 1 с.

На рис. Зб и Зв продемонстрированы спектры рентгеновского излучения, измеренные в процессе предварительного нагрева кристалла, и при его последующей разрядки. Количество зарегистрированных квантов рентгеновского излучения за 1 с в случае работы источника в импульсном режиме превышает значение аналогичной характеристики излучения, генерирующегося при квазинепрерывном режиме работы более чем на два порядка.

Стоит отметить, также, что импульсный пироэлектрический источник потенциально обладает

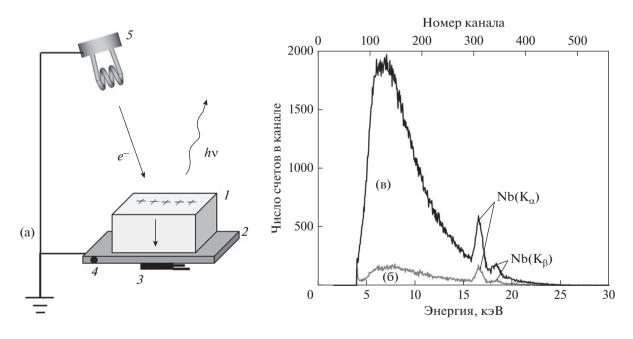


Рис. 3. Импульсный пироэлектрический источник рентгеновского излучения: (a) схема работы источника (1 — пироэлектрический кристалл, 2 — алюминиевый теплопроводник, 3 — кремниевый диод, 4 — термопара, 5 — эмиттер электронов); (б) спектр рентгеновского излучения, генерирующегося при квазинепрерывном режиме работы пироэлектрического источника по схеме рис. 1; (в) спектр рентгеновского излучения, генерирующегося в импульсном режиме работы источника.

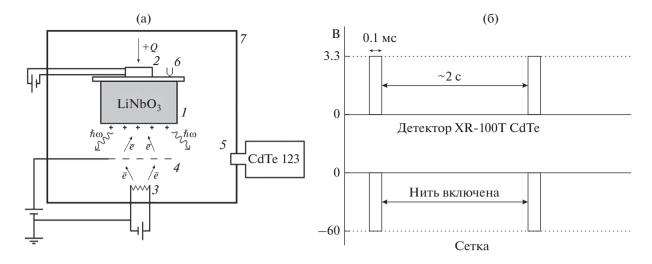


Рис. 4. Импульсный пироэлектрический источник рентгеновского излучения с регулируемой продолжительностью генерации: (а) схема работы источника (1 — пироэлектрический кристалл, 2 — кремниевый диод, 3 — дополнительный эмиттер электронов, 4 — сеточный электрод, 5 — полупроводниковый детектор рентгеновского излучения, 6 — термопара, 7 — вакуумная камера); (б) режим работы детектора рентгеновского излучения и сеточного электрода по схеме совпадений.

возможностью изменения величины интенсивности генерируемого им излучения за счет варьирования напряжения питания дополнительного эмиттера электронов. Однако, увеличение граничной энергии рентгеновского излучения, генерирующегося при работе пироэлектрического источника в импульсном режиме, не наблюдается.

3. ПУТИ ДАЛЬНЕЙШЕГО РАЗВИТИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Существенным недостатком, предложенной в главе 2, конфигурации пироэлектрического источника является отсутсвие возможности контролируемого изменения продолжительности генерации рентгеновского излучения. Данная проблема может быть решена путем внедрения в конструкцию импульсного источника дополнительного сеточного электрода [9]. На рис. 4а представлена схема работы такого источника. Сеточный электрод (4), расположен между эмиттером электронов (3) и свободной поверхностью пироэлектрического кристалла (1). Сеточный электрод в такой конфигурации источника является неким подобием "крана", который в открытом состоянии (пропускающее напряжение) пропускает поток электронов, ускоренных от нити накаливания к пироэлектрическому кристаллу, а в закрытом (запирающее напряжение) полностью его блокирует. Принцип работы такого устройства сравним с принципом работы триодной вакуумной лампы. Таким образом, периодическое изменение полярности напряжения на сеточном электроде (рис. 46) позволит наблюдать рентгеновское излучение, продолжительность генерации которого зависит от ширины импульса пропускающего напряжения.

Другой интересной возможностью касательно генерации коротких импульсов рентгеновского излучения является использование наносекундного лазера. В этом случае конструкция пироэлектрического источника претерпит значительные изменения: вместо системы контролирования продолжительности генерации излучения (нить накаливания и сеточный электрод) планируется использовать заземленный фотокатод и короткоимпульсный лазер. В такой конфигурации источник будет способен генерировать сверхкороткие импульсы рентгеновского излучения длительностью несколько наносекунд.

4. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВУХ КРИСТАЛЛАХ

Схему работы пироэлектрического источника рентгеновского излучения на двух кристаллах впервые предложил Данон [10]. При проведении первых тестовых экспериментов он обнаружил генерацию рентгеновских лучей с рекордным на тот момент значением граничной энергии порядка 160 кэВ. Отметим, что от величины граничной энергии рентгеновского излучения напрямую зависит его проникающая способность.

Рассмотрим принцип работы источника (рис. 5). Два пироэлектрических кристалла (1), располо-

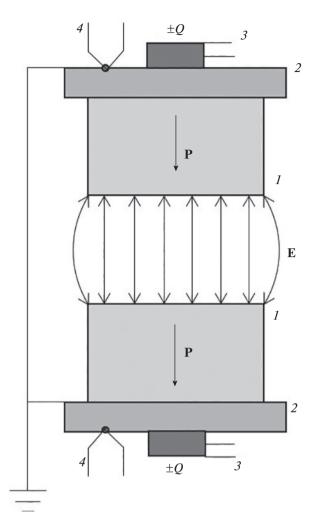


Рис. 5. Схема работы пироэлектрического источника рентгеновского излучения на двух кристаллах (1- пироэлектрический кристалл ниобата лития, 2- металлическая подложка, 3- нагревательный элемент, 4- термопара).

жены на одной оси параллельно друг другу. Вектора спонтанной поляризации каждого пироэлектрика сонаправлены и коллинеарны. Одновременный нагрев обоих кристаллов приводит к образованию противоположного заряда на свободных поверхностях каждого из них. Охлаждение сопровождается переполяризацией каждого кристалла. В такой схеме разность потенциалов между кристаллами в два раза превышает аналогичную характеристику поля между кристаллом и мишенью в однокристальном пироэлектрическом источнике. Генерация рентгеновского излучения происходит вследствие бомбардировки, ускоренными свободными электронами от отрицательной поверхности одного кристалла, положительно заряженной поверхности другого кристалла.

5. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ ОТКЛОНЯЮЩИЕ И ФОКУСИРУЮЩИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

Данон, предложивший в 2005 г. схему пироэлектрического источника рентгеновского излучения на двух кристаллах, даже не подозревал, что своим техническим решением, он породил новое научное направление — электростатические отклоняющие и фокусирующие системы на основе пироэлектрического эффекта. Сотрудниками лаборатории радиационной физики НИУ "БелГУ" в 2015 г. было положено начало развития данного направления.

5.1. Пироэлектрический дефлектор пучка нерелятивистских электронов

В лаборатории радиационной физики НИУ "БелГУ" был разработан пироэлектрический генератор сильного электрического поля. В 2016 году запатентована идея создания пироэлектрического дефлектора пучка заряженных частиц [11]. В работе [12] исследовалась возможность отклонения пучка нерялитивистских электронов с помощью пироэлектрического дефлектора. Для исследования была разработана экспериментальная установка, представленная на рис. ба. Пучок электронов (1) проходил через диафрагму (2) и между пироэлектрическими кристаллами ниобата лития (3), которые предварительно были нагреты элементами Пельтье (4). На люминофорном экране (5) с помощью веб камеры (6) было зафиксировано отклонение пучка электронов с энергией 30 кэВ в поперечном электрическом поле пироэлектрического дефлектора на угол 10.6° относительного его первоначального направления (рис. 6б) при изменении температуры пироэлектрических кристаллов в вакууме на 1.5°C.

Предложенный вариант исполнения пироэлектрического дефлектора заряженных частиц имеет такие конструктивные несовершенства как: слабые нагреватели, малые размеры пироэлектрика от которых напрямую зависит величина электрического заряда, образующегося на их поверхности. Для реализации отклонения пучка релятивистских электронов требуется существенная модернизация пироэлектрического дефлектора первого поколения.

5.2. Пироэлектрический дефлектор пучка релятивистских электронов

В лаборатории радиационной физики НИУ "БелГУ" был разработан и изготовлен новый тип дефлектора пучка релятивистских электронов второго поколения. В качестве нагревателя пироэлектрического кристалла служил полупроводниковый диод, обеспечивающий изменение температу-

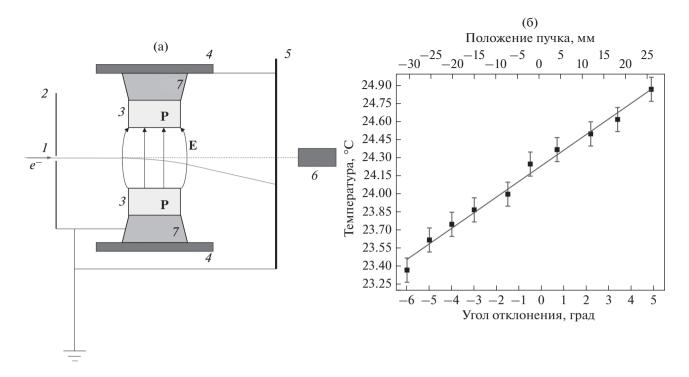


Рис. 6. Исследование возможности отклонения пучка электронов пироэлектрическим дефлектором: (а) схема экспериментальной установки; (б) результаты экспериментальных исследований.

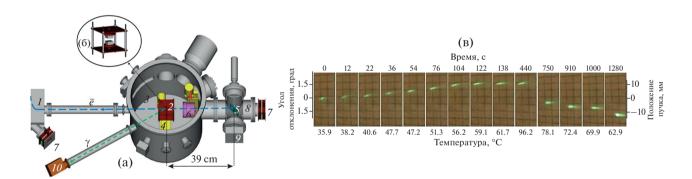


Рис. 7. Испытания пироэлектрического дефлектора пучка релятивистских электронов с энергией 7 МэВ на установке "Рентген 1": (а) экспериментальная установка; (б) пироэлектрический дефлектор; (в) результаты экспериментальных исследований.

ры в широком диапазоне температур (несколько десятков °C). Первые экспериментальные исследования возможности отклонения пучка релятивистских электронов с помощью пироэлектрического дефлектора второго поколения были выполнены на установке "Рентген 1" (рис. 7а) [13]. Пучок электронов с энергией 7 МэВ транспортируется по электронопроводу в вакуумную камеру (3), на центральной оси которой расположен пироэлектрический дефлектор (рис. 7б) второго поколения (2). При работе пироэлектрического дефлектора пучок релятивистских электронов с энергией 7 МэВ, пройдя через промежуток между пироэлектрическими кристаллами, претерпевал

отклонение относительно направления его начальной траектории. Результаты экспериментальных исследований (рис. 7в), подтверждают возможность отклонения пучка релятивистских электронов с энергией 7 МэВ в электрическом поле пироэлектрического дефлектора напряженностью порядка 100 кВ/см, на угол 1.45° при изменении температуры пироэлектрических кристаллов в вакууме на 20°С [14].

Любопытным экспериментальным фактом в этом эксперименте является длительная стабилизация электрического поля при последующем нагреве пироэлектрических кристаллов после достижения их температуры 56.2°С. Выяснение природы

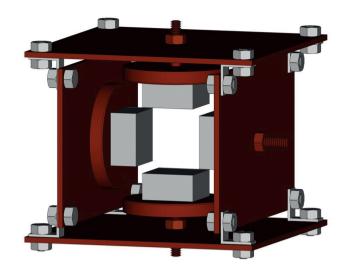


Рис. 8. Квадрупольная пироэлектрическая линза.

данного физического явления требует дальней-ших экспериментальных исследований.

5.3. Дальнейшие пути развития пироэлектрического дефлектора

Экспериментально продемонстрированная возможность отклонения пучков заряженных частиц с помощью пироэлектрического дефлектора позволяет говорить о больших перспективах его применения в ускорительной технике.

В современном мире электронная оптика базируется преимущественно на магнитных системах [15—17]. Однако такие системы не лишены недостатков: необходимость в обеспечении системы охлаждения и стабилизации тока для их работы, большие массогабаритные характеристики. В 2017 г. в лаборатории радиационной физики

НИУ "БелГУ" была предложена идея о создании квадрупольной электростатической линзы на основе пироэлектрического дефлектора (рис. 8) [18]. Она представляет собой два расположенных перпендикулярно друг другу пироэлектрических дефлектора. Для полноценной фокусировки пучка электронов требуется пара квадрупольных пироэлектрических линз, развернутых друг относительно друга на 90° вокруг оси, проходящей через их центры.

Пик развития пироэлектрического дефлектора придется на тот момент, когда на его основе будет создан пироэлектрический источник ондуляторного излучения рис. 9 [19]. Пироэлектрический онлулятор представляет собой серию расположенных последовательно пироэлектрических дефлекторов. Направление силовых линий электрических полей в соседних дефлекторах противоположно. Пучок электронов движется по синусоидальной траектории в пироэлектрическом ондуляторе. Потеря энергии электронов при изменении его траектории сопровождается когерентным излучением, распространяющегося в виде узкого конуса вдоль оси пучка. По предварительным теоретическим оценкам в электрическом поле напряженностью около 100 кВ/см ожидается генерация ондулятроного излучения в рентгеновском диапазоне энергии электронов несколько мегаэлектронвольт.

6. ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК НЕЙТРОНОВ ДЛЯ СВЕРХНИЗКОФОНОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

На сегодняшний день существует острая необходимость в экологически чистых, миниатюрных, безопасных и легкоэкплуатируемых источниках быстрых нейтронов для калибровки сверхнизкофоновых детекторов [20].

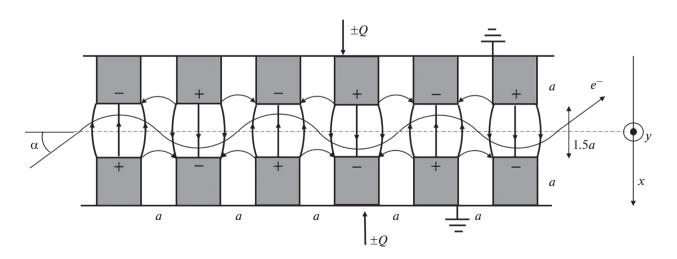


Рис. 9. Пироэлектрический источник ондуляторного излучения.

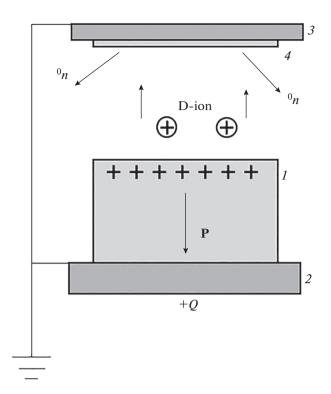


Рис. 10. Пироэлектрический генератор быстрых нейтронов.

В работе [21] исследовалась возможность генерации быстрых нейтронов с энергией 2.5 МэВ при работе двухкристального пироэлектрического источника заряженных частиц. С 2015 г. лаборатория радиационной физики НИУ "БелГУ" активно участвует в развитии направления разработки и создания миниатюрных источников быстрых нейтронов на основе пироэлектрического эффекта. В 2016 г. в работе [22] наблюдалась генерация быстрых нейтронов с энергией 2.45 МэВ и интенсивностью несколько десятков нейтронов в секунду при работе единственного кристалла в вакууме. Пироэлектрический нейтронный генератор, разработанный в лаборатории радиационной физики НИУ "БелГУ", представлен на рис. 10. Пироэлектрический генератор быстрых нейтронов, включающий пироэлектрический кристалл (1), металлическую подложку (2), заземленную дейтерированную мишень (4) на титаниевой подложке (3), располагается в вакуумной камере. Кристалл ориентирован таким образом, что при его нагреве в вакууме на его свободной поверхности возникает положительный потенциал порядка +50 кВ. В сильном электрическом поле, образованном между поверхностью пирокристалла и дейтерированной мишенью, происходит ионизация атомов остаточного газа, в роли которого выступает дейтерий. Генерация нейтронов происходит вследствие D-D реакции при взаимодействии ускоренных ионов дейтерия до энергий порядка 50 кэВ с дейтерированной заземленной мишенью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный обзор пироэлектрических технологий подтверждает возможность применения кристаллов, обладающих пироэлектрическим эффектом, в качестве основного элемента в конструкции генераторов рентгеновского излучения, ондулятроного излучения и быстрых нейтронов, а также позволяет говорить о больших перспективах развития направления создания и разработки пироэлектрических элементов для электронной и ионной оптики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке конкурсной части госзадания по созданию и развитию лабораторий, проект № FZWG-2020-0032 (2019-1569) и с использованием оборудования ЦКП ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" при поддержке Минобрнауки РФ (проект RFMEFI62119X0035).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Brownridge J.D. // Nature (London, U.K.). 1992.
 V. 358, P. 287.
- Brownridge J.D., Raboy S. // J. Appl. Phys. 1999. V. 86. P. 640.
- 3. Brownridge J.D., Shafroth S.M. // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. P. 3364.
- 4. Brownridge J.D., Shafroth S.M. // Appl. Phys. Lett. V. 85. P. 1298.
- 5. Shafroth S.M., Kruger W., Brownridge J.D. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 1999. V. 422. P. 1.
- https://www.amptek.com/internal-products/obsoleteproducts/cool-x-pyroelectric-x-ray-generator.
- 7. Ivashchuk O.O., Shchagin A.V., Kubankin A.S., Ionidi V.Y., Chepurnov A.S., Miroshnik V.S., Volkovb V.I., Lepeshkoe D.A. // // J. Instrum. 2020. V. 15. P. C02002.
- 8. Ivashchuk O.O., Shchagin A.V., Kubankin A.S., Ionidi V.Y., Chepurnov A.S. // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Yad. Issled. 2019. V. 6. P. 81.
- 9. *Ivashchuk O.O.* Proc. 14th Cherenkov's Readings. 2021 (in Russian).
- Geuther J.A., Danon Y. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. P. 104916.
- 11. Kubankin A.S., Oleinik A.N., Shchagin A.V. RF Patent No. RU156716U1. 2015.
- 12. Oleinik A.N., Kubankin A.S., Nazhmudinov R.M., Vokhmyanina K.A., Shchagina A.V., Karataevd P.V. // J. Instrum. 2016. V. 11. P. 08007.
- 13. Alexeyev V.I., Astapenko V.A., Eliseyev A.N., Irribarra E.F., Karpov V.A., Kishchin I.A., Krotov Yu. A., Kubankin A.S., Nazhmudinov R.M., Al-Omari M., Sakhno S.V. // J. Surf. Invest.: X-Ray, Synchrotr. Neutron Tech. 2017. V. 7. P. 13.

- 14. Ivashchuk O.O., Shchagin A.V., Kubankin A.S., Kishin I.A., Alekseev V.I., Oleinik A.N., Eleseev A.N. // Channeling. 2018. V. 2018. P. 212.
- 15. Lim J.K., Frigola P., Travish G., Rosenzweig J.B. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2005. V. 8. P. 072401.
- 16. Oku T., Suzuki J., Sasao H., Yamada S., Furusaka M., Adachi T., Shinohara T., Ikeda K., Shimizu H.M. // Phys. B. (Amsterdam, Neth.). 2005. V. 356. P. 126.
- Oku T., Kira H., Shinohara T., Takata S., Arai M., Suzuki J., Shimizu H.M. // J. Phys.: Conf. Ser. 2010.
 V. 251. P. 012078.

- 18. Oleinik A.N., Kubankin A.S., Shchagin A.V., Kaplii A.A. RF Patent No. RU175484U1. 2017.
- 19. Kaplii A.A., Oleinik A.N., Kubankin A.S., Shchagin A.V. RF Patent No. RU168703U1. 2016.
- Bondar A.E. // Vestn. NGU. Ser.: Fiz. 2013. No. 8. P. 27.
- Geuther J.A., Danon Y., Saglime F. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 054803.
- Chepurnov A.S., Ionidi V.Y., Gromov M.B., Kirsanov M.A., Klyuyev A.S., Kubankin A.S., Oleinik A.N., Shchagin A.V., Vokhmyanina K.A. // J. Phys.: Conf. Ser. 2017. V. 798. P. 012119.

Pyroelectric Technologies, Their Applications and Prospects for the Development

O. O. Ivashchuk^{1, 2, *}, A. V. Shchagin^{1, 3}, A. S. Kubankin^{1, 2}, I. A. Kishin^{1, 2}, A. N. Oleinik^{1, 4}, Yu. V. Grigor'ev⁵, M. E. Gilts¹, V. I. Alekseev², and A. N. Eliseev²

¹Laboratory of Radiation Physics, Belgorod National Research University, Pobedy str. 85, Belgorod, 308015 Russia
 ²Department of High Energy Physics, Lebedev Physical Institute, Leninskiy ave. 53, Moscow, 119991 Russia
 ³Institute of Plasma Electronics and New Methods of Acceleration, Kharkov Institute of Physics and Technology, Akademicheskaya str. 1, Kharkov, 61000 Ukraine
 ⁴John Adams Institute at Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey, TW20 0EX United Kingdom
 ⁵Shubnikov Institute of Crystallography, Federal Scientific Research Centre "Crystallography and Photonics", Russian Academy of Sciences, Leninskiy ave. 59, Moscow, 119333 Russia

*e-mail: ooleg.ivashuk@gmail.com
Received June 2, 2021; revised June 15, 2021; accepted June 16, 2021

Description of modern pyroelectric technologies is presented in this article. Various schemes for generating X-ray radiation are presented. The possibility of controlling charged particle beams by means of a pyroelectric deflector is demonstrated. The prospects for the development of pyroelectric technologies and their application are discussed.

Keywords: X-ray radiation, pyroelectric source, pyroelectric deflector

ИНЖЕНЕРНОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ЯЛЕРНО-ФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ

УЛК 539.123

ГЛУБОКОВОДНЫЙ НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП В ОЗЕРЕ БАЙКАЛ

© 2021 г. А. В. Аврорин^а, А. Д. Аврорин^а, В. М. Айнутдинов^а, *, В. А. Аллахвердян^b, П. Банаш^c, 3. Бардачова^d, И. А. Белолаптиков^b, И. В. Борина^b, В. Б. Бруданин h, Н. М. Буднев^e, А. Р. Гафаров^e, К. В. Голубков^a, Н. С. Горшков^b, Т. И. Гресь^e, Р. Дворницки^{b, d}, Ж.-А. М. Джилкибаев^a, В. Я. Дик^b, Г. В. Домогацкий^a, А. А. Дорошенко^a, А. Н. Дячок^e, Т. В. Елжов^b, Д. Н. Заборов^a, М. С. Катулин^b, К. Г. Кебкал^c, О. Г. Кебкал^c, В. А. Кожин^f, М. М. Колбин^b, К. В. Конищев^b, К. А. Копански^g, А. В. Коробченко^b, А. П. Кошечкин^a, М. В. Круглов^b, М. К. Крюков^a, В. Ф. Кулепов^b, Па. Малецки^g, Ю. М. Малышкин^b, М. Б. Миленин^a, Р. Р. Миргазов^e, В. Назари^b, Д. В. Наумов^b, В. Нога^g, Д. П. Петухов^a, Е. Н. Плисковский^b, М. И. Розановⁱ, В. Д. Рушай^b, Е. В. Рябов^e, Г. Б. Сафронов^a, А. Э. Сиренко^b, А. В. Скурихин^f, А. Г. Соловьев^b, М. Н. Сороковиков^b, А. П. Стромаков^a, О. В. Суворова^a, Е. О. Сушенок^b, В. А. Таболенко^e, Б. А. Таращанский^e, Л. Файт^f, С. В. Фиалковский h, Е. В. Храмов^b, Б. А. Шайбонов^b, М. Д. Шелепов^a, Ф. Шимковиц^{b, d, j}, И. Штекл^f, Э. Эцкерова^d, Ю. В. Яблокова^b, С. А. Яковлев^c

^аИнститут ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия ^bОбъединенный институт ядерных исследований. Лубна. Московская обл.. 141980 Россия

^cEvoLogics GmbH, Берлин, 13355 Германия

^dComenius University, Братислава, 81499 Словакия

^еИркутский государственный университет, Иркутск, 664003 Россия

^fНаучно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Москва, 119991 Россия ^gInstitute of Nuclear Physics of Polish Academy of Sciences (IFJ PAN), Krakow, 60179 Poland

gInstitute of Nuclear Physics of Polish Academy of Sciences (IFJ PAN), Krakow, 60179 Poland hНижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, 603950 Россия

ⁱСанкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, 190008 Россия ^jCzech Technical University, Prague, 16000 Czech Republic

> *E-mail: aynutdin@yandex.ru Поступила в редакцию 10.06.2021 г. После доработки 14.07.2021 г. Принята к публикации 15.07.2021 г.

В озере Байкал строится глубоководный нейтринный телескоп Baikal-GVD масштаба кубического километра, ориентированный на исследования в области астрофизики и физики элементарных частиц. На этапе развертывания установки $2021\,\mathrm{r}$. Эффективный объем детектора составил $0.4\,\mathrm{km}^3$ в задаче регистрации каскадов, генерированных астрофизическими нейтрино высокой энергии. В статье описаны конструкция и основные характеристики системы сбора данных телескопа, рассматриваются вопросы глубоководной инженерии, связанные с развертыванием детектора, и представлен ряд физических результатов, полученных на установке.

Ключевые слова: нейтрино, мюоны, нейтринные телескопы, система сбора данных, глубоководная инженерия, Байкал

DOI: 10.56304/S2079562920060081

ВВЕДЕНИЕ

Глубоководные нейтринные телескопы предназначены для исследований высокоэнергичных процессов в астрофизических объектах и во Вселенной в целом с помощью нейтрино высоких энергий. Принцип работы нейтринных телескопов основан на регистрации черенковского излучения вторичных мюонов и каскадных ливней,

образующихся в нейтринных взаимодействиях, пространственной решеткой фотодетекторов — оптических модулей. Мишенью для нейтрино является прозрачная природная среда (вода или лед), что позволяет создавать детекторы масштаба нескольких кубических километров. История Байкальского нейтринного эксперимента начинается в 90-х гг. прошлого века, когда в оз. Байкал было начато строительство глубоководного те-

лескопа НТ200, на котором были зарегистрированы первые нейтринные события из нижней полусферы Земли [1]. Успешная работа НТ200 на протяжении более 10 лет во многом была обусловлена уникальными разработками в области глубоководной инженерии, которые обеспечили эффективное развертывание и эксплуатацию установки. На основе опыта создания НТ200 в 2011 г. было начато проектирование крупномасштабного нейтринного телескопа Baikal-GVD [2]. Телескоп расположен в южной части оз. Байкал. Глубина озера в месте дислокации установки составляет 1366 м. Принципиальным требованием к конструкции телескопа являлась его модульная структура, которая обеспечивает возможность проведения физических исследований уже на ранних стадиях развертывания установки. Первый полномасштабный модуль телескопа (кластер фотодетекторов) был включен в режиме постоянной экспозиции в 2016 г., а весной 2021 г. было введено в эксплуатацию восемь аналогичных кластеров с суммарным эффективным объемом 0.4 км³ в задаче регистрации каскадов, генерируемых астрофизическими нейтрино высокой энергии. В настоящее время Baikal-GVD вместе с IceCube [3], KM3NeT [4] и Antares [5] формируют мировую сеть нейтринных телескопов GNN (Global Neutrino Network). Совместная работа Baikal-GVD с другими нейтринными телескопами позволяет осуществлять непрерывный мониторинг нейтринного потока по всей небесной сфере.

Время строительства крупномасштабных нейтринных телескопов в целом, и Baikal-GVD в частности, составляет несколько лет. На основании первого опыта эксплуатации установок на этапе их строительства проводится частичная модернизация конструкционных элементов и электронных систем в целях повышения надежности и эффективности работы детектора. Целью данной статьи является описание окончательного варианта конструкции и результатов реализации основных систем детектора. В статье также рассматриваются инженерные решения, связанные с технологией развертывания и эксплуатации установки и представлен ряд полученных к настоящему времени физических результатов.

1. СИСТЕМА РЕГИСТРАЦИИ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Регистрация черенковского излучения в установке Baikal-GVD осуществляется оптическими модулями (ОМ). Такое название фотодетекторов стало общепринятым для нейтринных телескопов. Конструкция оптического модуля Baikal-GVD [6] представлена на рис. 1. В качестве светочувствительного элемента используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) R7081-100 с диаметром фотокатода 10 дюймов. Область спектральной чув-

ствительности фотокатода 300-650 нм, максимальная квантовая эффективность около 35%. ФЭУ размещается в сферическом стеклянном глубоководном корпусе VITROVEX из боросиликатного стекла диаметром 42 см. Оптический контакт между фотокатодом и стеклянным корпусом обеспечивается при помощи силиконового двухкомпонентного геля SilGel 612A/B. Для уменьшения влияния магнитного поля Земли на работу фотоэлектронного умножителя используется защитный экран (сетка) из отожженного пермаллоя. Блок электроники оптического модуля монтируется непосредственно на цоколь ФЭУ. В состав электроники ОМ входят источник высоковольтного напряжения TRACO POWER PHV12-2.0K2500P. делитель напряжения с сопротивлением 18 МОм, усилитель сигналов ФЭУ, модуль управления (контроллер ОМ) и светодиодная калибровочная система.

Методика развертывания телескопа со льда озера Байкал в значительной степени определяет конфигурацию системы регистрации черенковского излучения установки. Оптические модули крепятся на несущие конструкции (буйрепы), закрепленные якорями на дне озера, формируя гирлянды. Гирлянды сгруппированы в кластеры. Оптимизация конфигурации кластеров оптических модулей с точки зрения обеспечения максимальной эффективной площади регистрации астрофизических нейтрино была выполнена для длины поглощения байкальской воды 22 м [7]. Оптимизированный кластер включает в свой состав центральную гирлянду и семь гирлянд, равномерно расположенных по окружности радиусом 60 м (см. рис. 1). Каждая гирлянда состоит из 36 оптических модулей размещенных с шагом 15 м на глубинах от 750 до 1275 м. ОМ ориентированы фотокатодами вниз, что повышает эффективность регистрации событий из нижней полусферы и предотвращает потери излучения из-за накопления слоя осадков в верхней части стеклянного корпуса. В период с 2016 по 2021 г. в оз. Байкал введено в эксплуатацию восемь таких кластеров, содержащих в общей сложности 2304 ОМ.

На рис. 1 также показано размещение станций с калибровочными лазерными источниками света (см. разд. 2.2) и экспериментальных гирлянд, на базе которых проводятся испытания модернизированных узлов детектора перед их включением в рабочую конфигурацию телескопа.

2. СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ

Работы по полномасштабному развертыванию телескопа начались в 2015 г. С этого момента конфигурация системы сбора данных в целом оставалась неизменной. Однако, опыт эксплуатации установки показал необходимость частичной модернизации отдельных узлов детектора. В частности, в целях повышения надежности и эффектив-

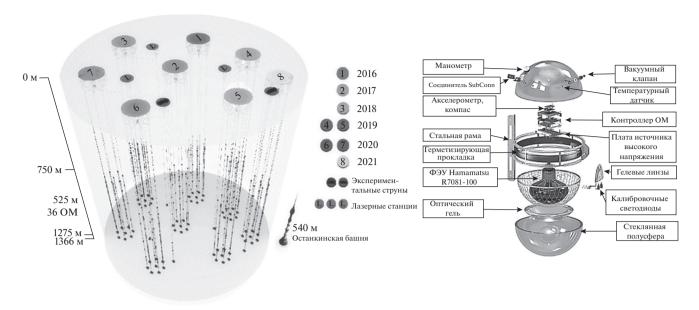


Рис. 1. Восемь кластеров Baikal-GVD в конфигурации 2021 г. (слева) и схема конструкции оптического модуля Baikal-GVD (справа).

ности его работы, были внесены изменения в систему управления электропитанием установки, модернизированы системы калибровки и позиционирования, оптимизированы глубоководные кабельные коммуникации. В данной работе представлена актуальный вариант системы сбора данных, принятый в настоящее время за основу при развертывании телескопа.

2.1. Организация системы сбора данных

Организация системы сбора данных (ССД) определяется конфигурацией телескопа и формируется из электронных модулей управления кластерами, гирляндами и секциями оптических модулей [8]. Модули управления размещаются в таких же глубоководных корпусах, как и ОМ. Секция является базовым блоком ССД, в состав которого входит 12 ОМ, 2 акустических модема (АМ) системы позиционирования и модуль управления секцией (см. рис. 2). Оптические модули и акустические модемы подключаются к центральному электронному модулю, функциями которого являются управление, сбор и первичная обработка данных секции. Подключение осуществляется индивидуальными кабелями длинной около 90 метров. Электропитание ОМ и АМ обеспечивает 16-канальный блок коммутации постоянного напряжения: 12 каналов обслуживают оптические модули (12 В), два канала — акустические модемы (24 В), два канала зарезервированы для расширения системы. Помимо электропитания ОМ, функцией блока коммутации является управление режимами работы оптических модулей и мониторинг их параметров. Управление осуществляется по шести переключаемым каналам шины RS-485: каждый канал обслуживает два ОМ. Для управление работой акустических модемов используется преобразователь Ethernet: COM Server NPort IA 5250.

Обработка аналоговых сигналов, поступающих с ФЭУ оптических модулей, осуществляется в блоке сбора данных *Master*. В состав блока входит 12-канальный АЦП с частотой дискретизации 200 МГц, который обеспечивает непрерывное сканирование сигналов и запись информации в циклический буфер (временную дорожку АЦП длительностью 30 мкс). Обработка данных — формирование запроса (локального триггера) секции и кадра события производится на уровне ПЛИС (Xilinx Spartan 6). Условием формирования запроса секции может являться либо совпадение сигналов с двух соседних ОМ (базовый режим работы), либо мажоритарные совпадения сигналов ОМ (используется в тестовых целях). Формирование кадра события длительностью 5 мкс инициирует общий триггер кластера. Положение кадра на дорожке выбирается таким образом, чтобы импульсы, инициировавшие запрос секции, находились в середине кадра. Передача временного кадра осуществляется по каналу Ethernet. Для увеличения пропускной способности канала данные фильтруются – передаются только те части временного кадра, которые содержат сигналы, превышающие заданный порог. Передача данных из модуля секции осуществляется через IEX-402-SHDSL Ethernet Extender, позволяющий удлинять канал передачи

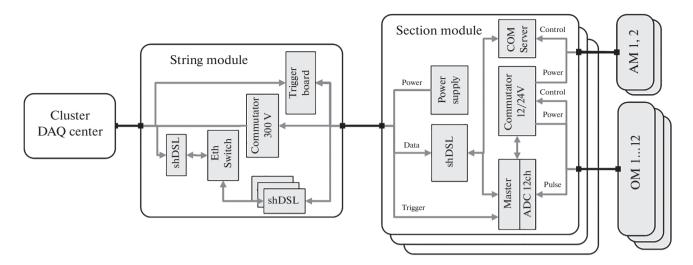


Рис. 2. Схема организации ССД кластера Baikal GVD.

данных до нескольких километров при скорости передачи до 5.7 Мбит/с.

Объединение трех секций в составе гирлянды осуществляется на уровне модуля управления гирляндой. Каждая секция подключается к модулю гирлянды по отдельному кабелю (длины кабелей 90, 270 и 450 м для верхней, средней и нижней секций соответственно). Для электропитания секций в модуле гирлянды установлен 12-канальный коммутатор напряжения 300 Вольт постоянного тока. Шесть каналов используется для электропитания 3-х секций (к оптическим модулям и блокам управления каждой секций электропитание подводится через отдельные каналы коммутатора). Шесть оставшихся каналов используются в качестве резервных. Переключением каналов управляет модуль дискретного 16-канального вывода ICP DAS I-7045. Для мониторинга выходного напряжения на каналах коммутатора используется модуль аналогового ввода ICP DAS I-7017Z-G. Локальные триггера, поступающие от трех секций, объединяются на триггерной плате формируя сигнал запроса гирлянды. Данные секций поступают на Ethernet коммутатор через три удлинителя линии Ethernet IEX-402-SHDSL и передаются в центр сбора данных кластера через аналогичный удлинитель линии.

Центр кластера обеспечивает электропитание восьми гирлянд через два коммутатора 300 Вольт, аналогичные установленным в модулях гирлянд: основной и резервный (система управления электропитания гирлянд полностью продублирована). Триггерная система центра кластера в целях унификации выполнена на основе блока *Master*. Сигналы запрос гирлянд поступают на *Master*, который формирует общий триггер кластера. В настоящее время триггер вырабатывается для каждого поступившего сигнала запрос. В то же время преду-

смотрена возможность работы и в режиме совпадений запросов от двух и более гирлянд. Общий тригер синхронизует работу всех секций кластера и инициирует считывание данных — кадров секций.

Данные от гирлянд поступают в центральный Ethernet коммутатор через удлинители IEX-402-SHDSL и затем транслируются в Береговой центр сбора данных по оптоволоконной линии длиной около 6 км (скорость передачи 1 Гбит/с). Данные архивируются на серверах Береговой станции. Дальнейшая передача данных осуществляется по радиоканалу (250 Мбит/с) в г. Байкальск, где поддерживается постоянная интернет-связь с Дубной, Иркутском и Москвой.

2.2. Калибровочная система

Калибровка Baikal-GVD [9] заключается в измерении относительных временных задержек сигналов на каналах установки при помощи калибровочных источников света (временная калибровка) и измерении амплитудных калибровочных коэффициентов. Для временной калибровки используются источники света, разработанные на основе светодиодов Kingbright L7113 с длиной волны в максимуме излучения 470 нм и длительностью импульса ~5 нс. Интенсивность их излучения регулируется от единиц фотонов до 10^8 на вспышку. Световой импульс формируется в конусе с раствором 15° и может быть зарегистрирован оптическим модулем на расстояниях до 100 м от источника излучения.

В каждом оптическом модуле установлено два калибровочных источника, со светодиодами, ориентированными в верхнем направлении. Кроме того, в 12 ОМ кластера, размещенных на центральной и двух периферийных гирляндах, дополнительно установлены по две матрицы из 5 светодиодных

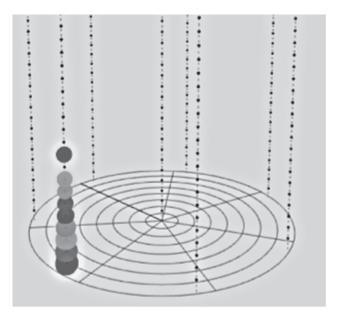




Рис. 3. Примеры калибровочных событий от светодиода нижнего оптического модуля секции (слева) и матрицы светодиодов, установленной на центральной гирлянде (справа).

источников, ориентированных горизонтально и расположенных равномерно по окружности. На рис. З представлены примеры событий, инициированных вспышками калибровочного светодиода и матрицы светодиодов. Светодиоды оптических модулей позволяют провести калибровку временных задержек каналов в пределах одной гирлянды. Светодиодные матрицы обеспечивают относительную временную калибровку каналов разных гирлянд. Точность временной калибровки составляет величину 2—3 нс. Для амплитудной калибровки каналов установки измеряются однофотоэлектронные распределения ФЭУ в режиме регистрации фонового свечения воды оз. Байкал.

Для относительной временной калибровки кластеров используются лазерные источники света. Лазеры излучают на длине волны 532 нм, длительность вспышки составляет около 1 нс, максимальная интенсивность излучения около 10¹⁵ фотонов. Лазерный луч через световод вводится в диффузный рассеиватель, который выступает в качестве точечного квази-изотропного источника света. Лазеры монтируются на буйрепах, формируя лазерные станции. В штатной конфигурации на одной гирлянде устанавливаются два лазера на разных горизонтах. Лазерные станции размещаются между кластерами (см. рис. 1) и обеспечивают взаимную калибровку группы из 3-4 кластеров. Помимо функции калибровки, лазеры используются для мониторинга параметров водной среды озера Байкал (поглощения и рассеяния) в области установки.

Для реконструкции физических событий помимо калибровочной информации необходимы данные о координатах оптических модулей в момент регистрации событий. Гирлянды с оптическими модулями имеют положительную плавучесть и крепятся при помощи якорей к дну озера. Под воздействием течений они могут отклоняться от вертикали, что приводит к тому, что положение оптических модулей изменяется с течением времени. Для определения координат оптических модулей используется акустическая система позиционирования, состоящая из набора акустических модемов (АМ), оснащенных гидрофонами, излучающими и принимающими сигналы в ультразвуковом диапазоне [10]. На каждой гирлянде размещаются 4 акустических модема: Маяк 1, ..., Маяк 4 (см. рис. 4), точность измерения координат которых составляет 15-20 см. Интерполяция координат АМ позволяет определить положение оптических модулей, расположенных между ними, с точностью 25-30 см. В правой части рис. 4 показан пример перемещений акустических модемов, расположенных на четырех горизонтах, в течение 5 дней работы установки.

2.3. Характеристики системы сбора данных

Основные характеристики системы сбора данных — пороги регистрации, точность измерения времени и заряда импульсов, точность синхронизации работы каналов установки — определяются пропускной способностью линий передач информации и тактовой частотой электронных блоков, отвечающих за обработку данных. Как указывалось в разд. 2.1, пропускная способность линий передачи гирлянд ограничивается скоростью работы удлинителей каналов Ethernet и составля-

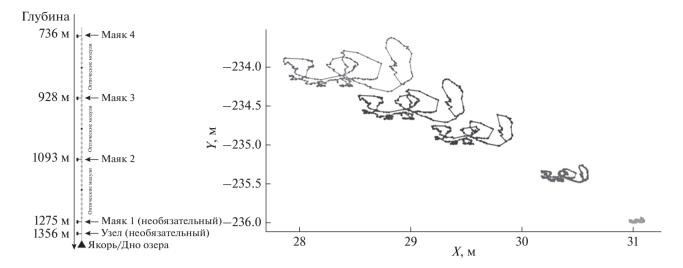


Рис. 4. Положение акустических модемов на гирлянде и пример траекторий их перемещений (измерения с 1-го по 5-ое июля 2019 г.).

ет величину 5.7 Мбит/с. В каждом временном кадре, формируемом секциями оптических модулей, содержится информация о форме импульсов со всех оптических модулей. Стабильная передача этой информации на береговую станцию телескопа возможна при частоте формирования триггера каждого кластера, не превышающей 200 Гц. Это накладывает ограничение на триггерные пороги каналов. В настоящее время в качестве базового триггера кластера используется совпадение сигналов любой пары соседних оптических модулей секций во временном окне 100 нс. Величина триггерных порогов каналов устанавливается на уровне ~1.5 ф.э. и ~4 ф.э., что соответствует частоте формирования триггера 30-150 Гц в зависимости от световой активности озера Байкал.

Точность измерения времени и заряда импульсов зависит от характеристик используемого АЦП и способа оценки величины этих параметров. Для 12-разрядного АЦП с частотой дискретизации 200 МГц точность определения положения сигнала на дорожке составляет менее 0.5 нс, что на порядок превышает дискретность времени измерения. Такая точность достигается за счет использования интерполяции формы импульсов.

Система временной синхронизации Baikal-GVD обеспечивает работу всех каналов установки в условиях единой шкалы времени. Принцип работы системы основан на синхронизации каналов в пределах одного кластера на базе общего триггерного сигнала для всех секций и измерении времени формирования триггера используя единую тактовую частоту для всех часов кластеров установки. Точность синхронизации каналов одного кластера при тактовой частоте управляющей электроники секций 200 МГц составляет величину ~2 нс. Точность синхронизации каналов на разных кластерах ~4 нс.

3. РАЗВЕРТЫВАНИЕ ДЕТЕКТОРА

Развертывание крупномасштабных нейтринных телескопов представляет собой сложную инженерную задачу, решение которой требует разработки специальных методов и применения уникальных технических решений. Методика развертывания определяется местом дислокации телескопа. Так, например, для монтажа оптических модулей детектора IceCube на Южном полюсе используется уникальная технология бурения многокилометровых вертикальных шахт во льду. Развертывания гирлянд регистрирующей системы КМ3NeT в Средиземном море осуществляется со специально оборудованных судов. Следует отметить, что технологии, применяемые в IceCube и KM3NeT не предусматривают возможность демонтажа аппаратуры для проведения профилактических работ.

Все монтажные работы, связанные с наращиванием и техническим обслуживанием подводного оборудования Байкальского нейтринного телескопа, ведутся с ледового покрова озера в период зимне-весенних экспедиций, когда толщина льда достаточна для долговременного пребывания тяжелой техники. Период проведения ледовых работ зависит от ледовой обстановки и составляет, как правило, от 40 до 50 дней: с середины февраля до начала апреля. Наличие стабильной ледовой платформы на поверхности озера принципиально отличает Baikal-GVD от других нейтринных телескопов, поскольку он позволяет использовать существенно более простые технические средства и технологии и обеспечивает возможность проведения профилактических работ на установке.





Рис. 5. Вид ледового лагеря (слева) и спускоподъемное устройство СПУ (справа).

3.1. Инфраструктура ледового лагеря

Ежегодные подготовительные работы к монтажу детектора включают анализ сформировавшегося ледового ландшафта и разметку ледового лагеря (см. рис. 5), рабочая площадка которого в настоящее время составляет около 1 км². Разметка ледового лагеря производится при помощи GPSнавигаторов и обеспечивает фиксацию на поверхности льда с точностью около 5 см точек расположения ранее установленных и вновь планируемых притопленных буйковых станций (ПБС), на которые монтируется глубоководная аппаратура гирлянд телескопа. В местах дислокации ПБС с помощью специализированных устройств на основе цепных бензопил подготавливаются так называемые майны — монтажные отверстия во льду размером 1.5 × 1.5 м с защитными ограждениями. На подготовленные майны выставляются специализированные мобильные спускополъемные устройства (СПУ), с которых производится монтаж (или демонтаж) гирлянд, и устанавливаются передвижные утепленных фургоны КУНГ для тестирования монтируемых на гирлянды глубоководных модулей системы регистрации и управления телескопа. Для энергоснабжения ледового лагеря используются несколько дизель-генераторных установок (ДГУ) мощностью от 20 до 60 кВт. На территории ледового лагеря организована устойчивая Wi-Fi радиосвязь.

Все элементы инфраструктуры ледового лагеря — СПУ, КУНГ, ДГУ, складские модули, каюткомпания — оборудованы санными шасси, позволяющими перемещать их по торосистому льду озера с береговой площадки сезонного хранения. Для буксировки используются легкие гусеничные тягачи ГАЗ (Ирбис) и колесный транспорт на базе ГАЗ-66. Передвижения личного состава экспеди-

ции производятся на полноприводных а/м-фургонах УАЗ-452.

3.2. Технология развертывания установки

Отличительной чертой Байкальского нейтринного телескопа является, так называемое, "верхнее" подключение всех составляющих его гирлянд. Связывающие их перемычки представляют собой разгруженные до нейтральной плавучести, механически усиленные кабели длиной 60-100 м, вывешенные под поверхностью озера на глубине около 30 м. Для вывешивания перемычек используется подводный дрон, оснащенный видеокамерой, который позволяет проводить подо льдом между майнами репшнур для последующего протягивания силового кабеля. Преимуществом архитектуры детектора с "верхними" связями является простота технологических операций подключения гирлянд, высокая ремонтопригодность и возможность реконфигурации установки: изменения плотности расположения и количества регистрирующих модулей на гирлянде, а также переноса гирлянд подо льдом без их демонтажа.

Основными техническими средствами развертывания телескопа являются СПУ, сконструированные на основе каротажных подъемников типа ПКН-3.5 с электрическим приводом, которые установлены на санные платформы, оборудованные стрелой (см. рис. 5). Грузоподъемность СПУ составляет 3 т при высоте стрелы 7 м. В качестве силового агрегата СПУ используется двигатель постоянного тока ДПМ-31ОМ1 в судовом исполнении. Пульт управления реализован на базе автотрансформатора и диодных мостов. Простота и надежность использованных технических решений обеспечивают высокий рабочий ресурс, долговечность и ремонтопригодность СПУ.

Тестирование оборудования гирлянд в процессе монтажа осуществляется без подключения к береговому центру с помощью автономных стендов, размещаемых в передвижных фургонах, что позволяет одновременно вести работы на нескольких кластерах. Помимо этого, во время экспедиционных работ постоянно функционирует специально спроектированная мобильная лаборатория на базе а/м ГАЗ-Соболь, оборудованная, помимо стендов, автономным источником стабилизированного электропитания и системой оперативной связи на базе Wi-Fi и IP-телефонии.

Основными несущими элементами ПБС являются буйреп, якорь и буй. В качестве буйрепа применяется грузонесущий геофизический кабель КГ7 с двух-повивной броней, выполненной из коррозионностойкой стальной проволоки. Для обеспечения точного позиционирования оптических модулей буйреп гирлянды подвергается предварительной обтяжке с помощью вывешивания под рабочей нагрузкой. Кроме того, на него наносится разметка точек крепления глубоководной аппаратуры с точностью ~0.03%. Как якорь, так и буй являются наборными конструкциями из модульных элементов — стальных грузов массой от 60 до 80 кг и пластмассовых наплавов двух типов с плавучестью 4 и 8 кгс. Это позволяет, в зависимости от планируемого к размещению на гирлянде оборудования, задать необходимое натяжение буйрепа и обеспечить долговременную устойчивость гирлянды в поле глубинных течений водных масс.

Передача информации и снабжение электропитанием гирлянд осуществляется по накладным кабелям, которые крепятся к буйрепам. Они представляют собой герметичные кабельные сборки, оснащенные глубоководными герметичными разъемами. Кабельная сеть имеет древовидную структуру, расходящуюся от центра кластера к гирляндам, секциям и оптическим модулям. Транзитное прохождение кабелей через глубоководные модули полностью исключено для повышения уровня защиты от возможного попадания воды в кабельные коммуникации. Кабели длиной до 100 м монтируются на гирлянду на индивидуальных проволочных катушках. Моторизованное приемноотдающее устройство кассетного типа позволяет механизировать процесс смотки-намотки кабельного жгута. Для остальных кабелей применяются пассивные буксируемые отдающие устройства.

Отдельной задачей является монтаж кабельных коммуникаций, которые соединяют кластеры с береговой станцией. Длина кабельных коммуникаций составляет 6—8 км в зависимости от места расположения кластеров. Решение этой задачи потребовало разработки уникальных технологий и аппаратуры для резки льда и прокладки кабелей по дну оз. Байкал. Подробное обсуждение этих тех-

нологий заслуживает отдельной статьи и выходит за рамки данной работы. В настоящее время каждый год обеспечивается прокладка двух кабелей, позволяющих подключить два кластера телескопа.

Сборка гирлянды включает в себя ряд жестко регламентированных процедур, включающий в себя монтаж глубоководных модулей на буйреп в заранее размеченных точках подсоединения, подключение к ним кабельных коммуникаций и крепление жгутов кабелей к буйрепу по мере сборки и погружения гирлянды под воду. После установки каждого модуля на буйреп проводится проверка его работоспособности через штатный глубоководный кабель. Процедура тестирования включает в себя контроль надежности работы каналов связи с оптическими модулями и проверку работу секций и гирлянды в целом. Поскольку включение высоковольтного напряжения ФЭУ вблизи поверхности воды приводит к деградации фотокатода, тестирование секций и гирлянды осуществляется при помощи специальных тестовых импульсов, генерируемых контроллерами ОМ. После успешного завершения тестирования гирлянды при помощи ледовых автономных стендов, гирлянда подсоединяется перемычкой к центру кластера и проводится проверка ее работоспособности из береговой станции телескопа. Время монтажа гирлянды телескопа одной бригадой из трех человек составляет 3-4 дня в зависимости от погодных условий на льду озера.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Начало физических исследований на Baikal-GVD можно отнести к 2016 г., когда был введен в эксплуатацию первый полномасштабный кластер телескопа. Основными направлениями исследований в настоящее время являются: регистрация мюонов из нижней полусферы Земли (трековая мода регистрации), поиск и выделение каскадов, генерированных нейтрино астрофизической природы (каскадная мода регистрации), участие в программе совместного с другими установками поиска источников астрофизических нейтрино (обмен оповещениями о событиях). Регистрация событий на Байкальском нейтринном телескопе осуществляется в режиме постоянной экспозиции.

4.1. Мюоны из нижней полусферы

В трековой моде регистрации в настоящее время отрабатывается методика выделения и реконструкции нейтринных событий из нижней полусферы Земли. Для определения параметров треков мюонов используется минимизация функции качества, представляющей собой нормированную сумму квадратов разницы ожидаемого и измеренного времен регистрации сигналов ОМ, и дополни-

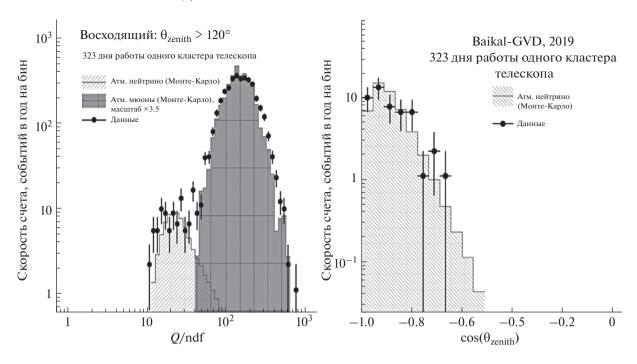


Рис. 6. Распределение событий по параметру качества Q в сравнении с ожидаемым фоном от атмосферных мюонов и сигналом от атмосферных нейтрино (слева). Зенитное распределение выделенных нейтринных событий (справа).

тельного члена, описывающего зависимость зарядов сигналов от расстояния до трека [11]. Сложность выделения мюонов из нижней полусферы связана с высоким уровнем фона от атмосферных мюонов, превышающим сигнал в $\sim 10^6$ раз для Байкальского телескопа. Основным источником фона являются группы мюонов, которые могут имитировать события снизу. Для подавления фона используется ряд критериев отбора событий. Основным критерием является величина параметра качества Q, полученного в результате минимизации функции качества.

В качестве пробного набора для анализа были использованы данные, полученные за три месяца 2019 г. (1 апреля—30 июня), эквивалентные 323 дням работы одного кластера телескопа. На рис. 6 представлено распределение реконструированных событий по Q, которое демонстрирует возможность выделения нейтринных событий из нижней полусферы из фона некорректно реконструированных атмосферных мюонов. Из набора данных было выделено 44 нейтринных событий при ожидаемом значении 43.6 ± 6.6 . Зенитное распределение атмосферных нейтрино, показанное на рис. 6, находится в хорошем согласии с расчетом. Угловая точность реконструкции нейтринных событий составила величину не превышающую 1° при медианной энергии нейтрино 500 ГэВ. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с ожидаемыми.

4.2. Каскады высоких энергий

Baikal-GVD оптимизирован для регистрации событий с высокой энергией, и каскадная мода регистрации в настоящее является основной в задаче регистрации астрофизических нейтрино. В данной статье представлен анализ данных за три года работы телескопа: с 2018 по 2020, время экспозиции составило 3714 дней в пересчете на один кластер. Для реконструкции каскадов использовалась функция правдоподобия, позволяющая оценить их положение и направление движения инициирующей каскад частицы [11]. На основании полученной информации и распределения зарядов сработавших ОМ восстанавливалась энергия каскада. Точность восстановления энергии улучшается от 30 до 10% с ростом энергии каскада. Угловое разрешение составляет величину ~4° для каскадов с энергией 100 ТэВ.

В результате отбора и реконструкции было выделено 9357 событий с количеством сработавших каналов больше девяти и энергией больше 10 ТэВ. Основную долю событий составляют группы атмосферных мюонов, которые интерпретируются как каскады. Вероятность такой ошибочной идентификации зависит от количества каналов установки, зарегистрировавших событие ($N_{\rm hit}$), и уменьшается до приемлемой величины для $N_{\rm hit} > 19$. Распределение событий с $N_{\rm hit} > 19$ по энергии представлено на рис. 7. Девятнадцать зарегистрированных событий имеют энергию больше 100 ТэВ и направление движения из верхней полусферы Земли.

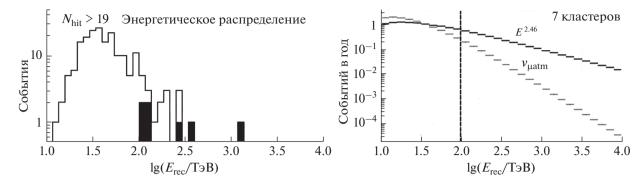


Рис. 7. Распределения по энергии событий с $N_{\rm hit}$ >19 (слева) и ожидаемого количества событий от астрофизических нейтрино для 7 кластеров телескопа в год (справа).

Дополнительный анализ показал, что 12 событий сопровождаются мюонным треком, что указывает на их генерацию атмосферными мюонами. Семь событий, показанных на рисунке 7 черным цветом, не имеют мюонного сопровождения и могут рассматриваться как кандидаты на астрофизические нейтрино. Ожидаемое распределение по энергии астрофизических событий представлено в правой части рис. 7. В год ожидается примерно 0.4 события для каждого кластера установки.

4.3. Программа совместного поиска источников астрофизических нейтрино

Для идентификации источников астрофизических нейтрино эффективным подходом является поиск коррелированных во времени и по направлению событий одновременно на нескольких установках. Такой подход позволяет значительно снизить требования к уровню фона и, тем самым, повысить эффективность регистрации детекторов. Методика таких исследований основана на оперативном обмене оповещениями о перспективных

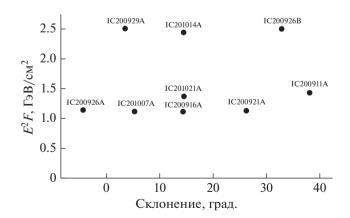


Рис. 8. Ограничения на поток нейтрино, коррелирующих с оповещениями IceCube, полученное на телескопе Baikal-GVD.

с точки зрения поиска корреляций событиях. С декабря 2018 г. Baikal-GVD проводит анализ оповещений, формируемых телескопом ANTARES. В общей сложности было обработано 48 оповещений, среди которых было найдено три кандидата на совпаления с каскалами, зарегистрированными на Baikal-GVD, в пределах углового конуса 5° и временного окна ±1 д. В настоящее время проводится анализ этих событий в рамках объединенных рабочих групп телескопов Antares и Baikal-GVD. В результате обработки оповещений от детектора IceCube, начало которой относится к сентябрю 2020 г. [12], были получены ограничения на 90% доверительном уровне на поток нейтрино на уровне ~2 ГэВ/см 2 в диапазоне энергий 1 ТэВ-10 ПэВ (см. рис. 8). Расчеты были проведены в предположении о спектре нейтрино вида E^{-2} и равной доле всех типов нейтрино.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развертывание и эксплуатация глубоководного нейтринного телескопа Baikal-GVD успешно осуществляется на протяжении последних шести лет. В настоящее время установка включает в свой состав восемь кластеров с суммарным эффективным объемом регистрации каскадов от астрофизических нейтрино 0.4 км³ и является крупнейшим телескопом Северного полушария. Успешное развертывание телескопа обеспечивается за счет оптимальной адаптации конфигурации телескопа и методики монтажа установки к специфике проведения работ на оз. Байкал.

За первые годы эксплуатации установки была разработана автоматизированная система обработки экспериментальных данных телескопа, выделены первые кандидаты на астрофизические нейтрино и налажено сотрудничество с другими нейтринными телескопами в рамках совместного поиска источников астрофизических нейтрино. В течение ближайших трех — четырех лет плани-

руется удвоить эффективный объем Байкальского нейтринного телескопа.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 20-02-00400 и 19-29-11029.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- 1. Balkanov V.A. et al. (Baikal Collab.) // Proc. 25th ICRC, Durban. 1997. V. 7. P. 21.
- Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // Nucl. and Part. Phys. Proc. 2016. V. 273. P. 314.
- 3. Aartsen M.G. et al. (IceCube Collab.) // J. Instrum. 2017. V. 12. P. 03012.
- Adrián-Martínez S. et al. (KM3NeT Collab.) // J. Phys. G. 2016. V. 43. P. 084001.

- 5. Ageron M. et al. (Antares Collab.) // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2011. V. 656. P. 11.
- Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // EPJ Web Conf. 2016. V. 116. P. 01003.
- Balkanov V.A. et al. (Baikal Collab.) // Appl. Opt. 1999.
 V. 38. P. 6818.
- 8. Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // EPJ Web Conf. 2016. V. 116. P. 5004.
- Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.)// EPJ Web Conf. 2019. V. 207. P. 07003.
- 10. Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // PoS (ICRC2019). 2019. P. 1012.
- 11. Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // PoS (ICRC2019). 2019. P. 0873.
- 12. Avrorin A.D. et al. (Baikal-GVD Collab.) // PoS (ICRC2019), 2019, P. 1013.

Deep-Water Neutrino Telescope in Lake Baikal

A. V. Avrorin¹, A. D. Avrorin¹, V. M. Aynutdinov¹,*, V. A. Allakhverdyan², R. Bannasch³, Z. Bardačová⁴, I. A. Belolaptikov², I. V. Borina², V. B. Brudanin², N. M. Budnev⁵, A. R. Gafarov⁵, K. V. Golubkov¹, N. S. Gorshkov², T. I. Gress⁵, R. Dvornický²,⁴, Zh.-A. M. Dzhilkibaev¹, V. Y. Dik², G. V. Domogatsky¹, A. A. Doroshenko¹, A. N. Dyachok⁵, T. V. Elzhov², D. N. Zaborov¹, M. S. Katulin², K. G. Kebkal³, O.G. Kebkal³, V. A. Kozhin⁶, M. M. Kolbin², K. V. Konischev², K. A. Kopański³, A. V. Korobchenko², A. P. Koshechkin¹, M. V. Kruglov², M. K. Kryukov¹, V. F. Kulepov³, Pa. Malecki³, Y. M. Malyshkin², M. B. Milenin¹, R. R. Mirgazov⁵, V. Nazari², D. V. Naumov², W. Noga³, D. P. Petukhov¹, E. N. Pliskovsky², M. I. Rozanov³, V. D. Rushay², E. V. Ryabov⁵, G. B. Safronov¹, A. E. Sirenko², A. V. Skurikhin⁶, A. G. Solovjev², M. N. Sorokovikov², A. P. Stromakov¹, O. V. Suvorova¹, E. O. Sushenok², V. A. Tabolenko⁵, B. A. Tarashansky⁵, L. Fajt¹⁰, S. V. Fialkovsky³, E. V. Khramov², B. A. Shaybonov², M. D. Shelepov¹, F. Šimkovic², 4, 10, I. Štekl¹⁰, E. Eckerová⁴, Y. V. Yablokova², and S. A. Yakovlev³

¹Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow obl., 141980 Russia

³EvoLogics GmbH, Berlin, 13355 Germany

⁴Comenius University, Bratislava, 81499 Slovakia

⁵Irkutsk State University, Irkutsk, 664003 Russia

⁶Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

⁷Institute of Nuclear Physics of Polish Academy of Sciences (IFJ PAN), Krakow, 60179 Poland

⁸Nizhny Novgorod State Technical University, Nizhny Novgorod, 603950 Russia

⁹St. Petersburg State Marine Technical University, St. Petersburg, 190008 Russia

190008 Russia. 190008

*e-mail: aynutdin@yandex.ru

Received June 10, 2021; revised July 14, 2021; accepted July 15, 2021

The Baikal-GVD deep-water neutrino telescope of the cubic kilometer scale, focused on research in the field of astrophysics and particle physics, is being built in Lake Baikal. As of 2021, the effective volume of the detector reaches 0.4 km³ for cascades generated by high-energy astrophysical neutrinos. The article describes the design and basic characteristics of the telescope data acquisition system, discusses some aspects of deepwater engineering related to the deployment of the detector, and presents a selected results obtained with the partially complete detector.

Keywords: neutrino, muon, neutrino telescope, data acquisition system, deep-water engineering, Baikal

УДК 539.1.073.7

УСИЛЕНИЕ В ОБРАЗОВАНИИ НЕСТАБИЛЬНОГО ЯДРА 8 Ве С МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ α -ЧАСТИЦ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯЛЕР

© 2021 г. А. А. Зайцев^{а, b, *}, П. И. Зарубин^{а, b}, Н. Г. Пересадько^b

^aОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна Московская обл., 141980 Россия ^bФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия *E-mail: zaicev@jinr.ru

> Поступила в редакцию 24.05.2021 г. После доработки 03.06.2021 г. Принята к публикации 07.06.2021 г.

Исследуется корреляция между образованием нестабильного ядра 8 Ве и сопровождающих α -частиц во фрагментации релятивистских ядер 16 O, 22 Ne, 28 Si и 197 Au в ядерной эмульсии. Распады 8 Ве идентифицируются в широком диапазоне энергий по инвариантным массам, вычисляемым по углам разлета в 2α -парах. Принятые приближения проверены по данным фрагментации ядер 16 O в водородной пузырьковой камере в магнитное поле. Обнаружено усиление вклада 8 Ве в диссоциацию с множественностью α -частии.

Ключевые слова: ядерная эмульсия, диссоциация, инвариантная масса, релятивистские фрагменты, ядро 8 Ве, альфа частицы

DOI: 10.56304/S2079562920060627

ВВЕДЕНИЕ

Явление множественной фрагментации релятивистских ядер имеет скрытый потенциал для исследования нерелятивистских ансамблей ядер Н и Не (обзор в [1]). Актуальный интерес представляют распады нестабильных ядер ${}^{8}\text{Be} \to 2\alpha$ и $^9\mathrm{B} \to 2\alpha p$, а также состояния Хойла HS $\to 3\alpha$ (обзор в [2]). Каждое из этих нестабильных состояний имеет предельно малую энергию распада. Как следствие, на фоне других релятивистских фрагментов они должны проявляться как пары и тройки с наименьшими углами раскрытия. Согласно ширинам, обратно пропорциональным временам жизни, нестабильные состояния ⁸Be (5.6 эВ), 9 В (540 эВ) и HS (9.3 эВ) могут являться полноценными участниками в релятивистской фрагментации. Продукты их распада образуются при пробегах от нескольких тысяч (8Be и HS) до нескольких десятков (9 B) атомных размеров, т. е. за время на много порядков большее, чем время возникновения других фрагментов. Предсказываемые размеры этих состояний экзотически велики [3]. Все эти факты делают HS, ⁹В и ⁸Ве чрезвычайно интересными объектами для понимания микроскопической картины фрагментации, а также сигнатурами при поиске распадающихся через них более сложных состояний ядерно-молекулярной структуры.

Идентификация распадов требует реконструкции инвариантных масс 2α -пар $Q_{2\alpha}$, $2\alpha p$ -троек $Q_{2\alpha\rho}$ и 3α -троек $Q_{3\alpha}$ соответственно. В общем виде $Q_{2\alpha\rho}$ н эм Троск $Q_{3\alpha}$ за инвариантная масса $Q=M^*-M$ задается суммой $M^{*2} = \sum (P_i P_k)$, где $P_{i,k}$ 4-импульсы фрагментов, а М их масса. В случае релятивистской фрагментации применение этой переменной практически осуществимо только в методе ядерной эмульсии (ЯЭ). Слои ЯЭ толщиной от 200 до 500 µм, продольно облученные исследуемыми ядрами, позволяют со всей полнотой и разрешением 0.5 им определять углы между направлениями испускания релятивистских фрагментов в конусе $\sin \theta_{\rm fr} =$ $p_{\rm fr}/P_0$, где $p_{\rm fr}=0.2~\Gamma$ эВ/c- характерный Фермиимпульс нуклонов в ядре-снаряде с импульсом на нуклон P_0 . Для вычисления $Q_{2\alpha}$ и $Q_{3\alpha}$ достаточно предположить сохранение фрагментами импульса на нуклон первичного ядра и использовать только измерения углов их испускания. Как показано далее в случае чрезвычайно узких распадов ⁸Ве и ⁹В измеренные вклады ³Не и ²Н оказываются малы. Поэтому предполагается соответствие $He - {}^{4}He$ и $H - {}^{1}H$. Идентификация зарядов 1 и 2 делается в ЯЭ визуально. Значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико для этих ядер. Поэтому для их идентифи-

Таблица 1. Статистика событий $^{16}{\rm O} + p$ в ВПК-100, содержащих не менее одного кандидата в распад $^{8}{\rm Be}$ $N_{n\alpha}(^{8}{\rm Be})$, $^{9}{\rm B}$ или HS при условии $Q_{2\alpha}(^{8}{\rm Be}) \leq 0.2$ МэВ среди $N_{n\alpha}$ событий фрагментации ядер $^{16}{\rm O}$ на протонах с множественностью n_{α}

n_{α}	$N_{n\alpha}(^{8}\mathrm{Be})/N_{n\alpha} (\% N_{n\alpha})$	$N_{n\alpha}(^{9}\text{B}) \ (\% \ N_{n\alpha}(^{8}\text{Be}))$	$N_{n\alpha}(\mathrm{HS})~(\%~N_{n\alpha}(^{8}\mathrm{Be}))$
2	111/981 (11 ± 1)	29 (26 ± 6)	_
3	$203/522 (39 \pm 3)$	$31 (15 \pm 3)$	$36 (18 \pm 3)$
4	27/56 (48 ± 11)	_	11 (41 ± 15)

кации оказывается достаточным простое ограничение на инвариантную массу ансамбля. Условия отбора, апробированные в наиболее удобных случаях диссоциации изотопов 9 Be, 10 B, 10 C, 11 C и 12 C, составляют $Q_{2\alpha}({}^{8}$ Be) ≤ 0.2 МэВ, $Q_{2\alpha\rho}({}^{9}$ B) ≤ 0.5 МэВ и $Q_{3\alpha}(HS) \leq 0.7$ МэВ [2].

Наиболее эффективно нестабильные состояния образуются при когерентной диссоциации (или в "белых" звездах), не сопровождаемой фрагментами мишени, поскольку в событиях такого типа выбывание нуклонов из конуса фрагментации минимально. Анализ "белых" звезд ${}^{12}{\rm C} o 3\alpha$ и ${}^{16}{\rm O} o 4\alpha$ позволил установить, что доля событий, содержащих распады 8 Be (HS) составляет $45 \pm 4\%$ (11 $\pm 3\%$) для 12 С и $62 \pm 3\%$ ($22 \pm 2\%$) для 16 О [4, 5]. Можно усмотреть, что рост 2α- и 3α-комбинаций усиливает вклада ⁸Ве и НЅ. Это наблюдения заслуживает проверки для более тяжелых ядер, когда α-комбинаторика стремительно нарастает с массовым числом. Методом инвариантной массы были оценены вклады распадов ⁸Ве, ⁹В и НЅ в релятивистской фрагментации ядер Ne, Si и Au [2]. В таком аспекте будут представлены особенности образования нестабильных состояний.

Возможно, что нестабильные состояния присутствуют в структуре ядер или как-то возникают на их периферии, что и проявляется во фрагментации. Альтернатива состоит в образовании ⁸Ве при взаимодействии рожденных α-частиц и последующим подхватом сопровождающих с-частиц и нуклонов с испусканием необходимых у-квантов или частиц отдачи. Ее следствием стало бы возрастание выхода ⁸Ве с множественностью α-частиц в событии, а возможно ⁹В и HS, распадающихся через ⁸Ве. Поэтому представляет особый интерес установление связи между образованием нестабильных состояний и множественностью сопровождающих α-частиц. Рисунок 1 демонстрирует такой сценарий в системе отсчета фрагментирующего ядра: сближение ядер, передача возбуждения, переход в систему, содержащую легчайшие ядра и нуклоны, ее распад, слипание части фрагментов в нестабильные состояния.

Влияние идентификации фрагментов Н и Не

Проверить принятые приближения позволяют ланные, полученные при облучении ялрами ¹⁶O с энергией 2.4 ГэВ/нуклон 1-метровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ (ВПК-100), помещавшейся в магнитное поле [6]. В этом случае также имеется пик в начальной части распределения по углу разлета 2α -пар $\Theta_{2\alpha}$ (рис. 2), который соответствует распадам ⁸Ве [6]. При вычислении $Q_{2\alpha}$ с измеренными импульсами P_{He} фрагментов Не, реконструированных с недостаточной точностью, сигнал ⁸Ве практически исчезает. Остается возможность фиксации импульсов, как и в случае ЯЭ. Значения $P_{\rm He}$ и $P_{\rm H}$, нормированные на начальный импульс P_0 (на нуклон), идентифицируют изотопы Не и Н. Согласно рис. 3 условие $Q_{2\alpha}(^{8}\text{Be}) \le 0.2 \text{ МэВ удаляет вклад }^{3}\text{He, а вклад про-}$ тонов составляет 90% среди фрагментов Н.

На рис. 4 представлены распределения по инвариантным массам всех 2α -пар $Q_{2\alpha}$, $2\alpha p$ -троек $Q_{2\alpha p}$ и 3α -троек $Q_{3\alpha}$, вычислявшиеся по углам, определявшимся в ВПК-100. Добавлены распределения с отбором ⁴He ($3.5 \le P_{\rm He}/P_0 \le 4.5$), протонов ($0.5 \le P_{\rm H}/P_0 \le 1.5$) и ⁸Be ($Q_{2\alpha}(^8{\rm Be}) \le 0.2~{\rm MpB}$). Вариант с фиксированными импульсами, зависящий только от углов эмиссии фрагментов, демонстрирует пики ⁸Be и ⁹B. Присутствует небольшое число кандилатов HS.

В табл. 1 представлено изменение вкладов нестабильных состояний в события с множественностью α -частиц n_{α} (в данном случае идентифицированных ядер ⁴He). С ростом n_{α} вероятность обнаружения ⁸Be возрастает. Рост n_{α} ведет к относительному снижению $N_{n\alpha}(^{9}B)$, что может объясняться снижением числа протонов, доступных для формирования ⁹B. Напротив, $N_{n\alpha}(HS)$ возрастает из-за увеличения числа α -частиц, доступных для формирования HS. В когерентной диссоциации $^{16}O \rightarrow 4\alpha$ доля распадов HS по отношению к ⁸Be составила 35 ± 1%, что не противоречит значению для $n_{\alpha} = 4$ в более жестком взаимодействии $^{16}O + p$ (табл. 1). Эти факты указывают на универсальность возникновения ⁸Be и HS.

Анализ импульсов в магнитном поле позволяет сравнить соотношение вкладов во фрагмента-

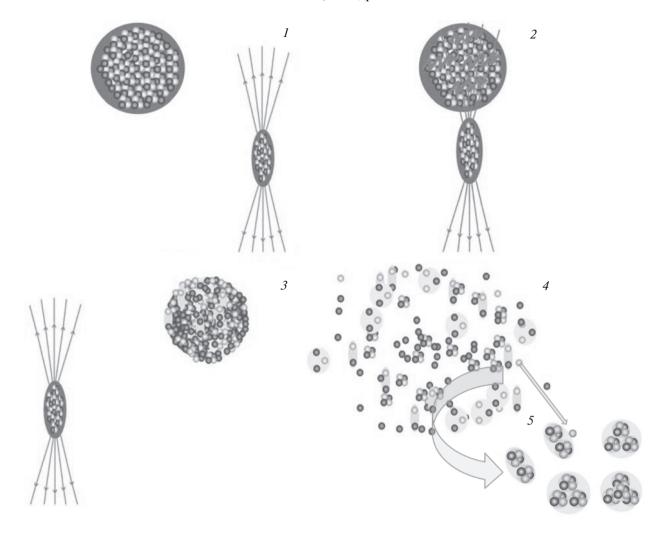


Рис. 1. Сценарий множественного образования фрагментов: сближение ядер (I), передача возбуждения исследуемому ядру (2), переход в систему, содержащую реальные легчайшие ядра и нуклоны (3), ее распад (4), слипание и подхват части фрагментов в нестабильные состояния (5).

цию $^{16}O + p$ стабильных и нестабильных изотопов Ве и В в идентичных условиях наблюдения. На рис. 5 представлены распределения этих фрагментов по отношению $P_{\rm Be(B)}/P_0$, служащему оценкой массового числа в конусе фрагментации. Для удобства данные по распадам ⁸Ве и ⁹В приведены с понижающим (0.5) и повышающими (3) факторами. Параметризация гауссианами позволят выделить пики с полуширинами примерно равными 0.5. и оценить статистику изотопов. Наложение распределений для суммарных импульсов 2α-пар $P_{2\alpha}/P_0$ при $Q_{2\alpha}(^8{\rm Be}) \le 0.2~{\rm M}$ в и $2\alpha p$ -троек $P_{2\alpha p}/P_0$ при $Q_{2\alpha\rho}(^{9}B) \le 0.5 \text{ M} \ni B$ демонстрирует их в диапазонах отвечающих ⁸Ве и ⁹В. Тогда статистика ⁷Ве, ⁸Be, ⁹Be и ¹⁰Be составляет 196, 345, 92 и 46, а ⁸B, ⁹B, 10 В. 11 В и 12 В — 33, 60, 226, 257 и 70, соответственно. Поскольку эти данные единообразно, эти числа могут быть использованы для сравнения между собой. Отношение для зеркальных ядер ⁹В и ⁹Ве составляет 0.7 ± 0.1 . Не совпадая с 1, оно указывает различия в формировании этих фрагментов. Вместе с тем, равенство статистик по порядку величины служит независимым аргументом в польз правильности идентификации 9B в принятом приближении.

Корреляция с множественностью Ол-частиц

Прослеживание первичных следов в ЯЭ позволяет находить взаимодействия без выборки, в частности, с разным числом релятивистских фрагментов Не и Н. Хотя достижимая статистика множественных каналов оказывается многократно меньше, чем при поперечном сканировании, зато прослеживается ее эволюция с n_{α} и возникает ориентир для включения в общую картину результатов ускоренного поиска. Далее используются измерения на основе прослеживания следов релятивистских ядер 16 O, 22 Ne, 28 Si и 197 Au в ЯЭ.

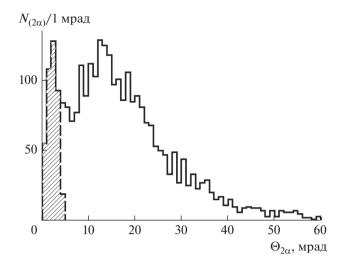


Рис. 2. Распределение по углу разлета $\Theta_{2\alpha}$ комбинаций 2α-пар для всей статистики (сплошная линия) и с условием $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \le 0.2 \text{ M} \ni \text{B}$ (пунктир) во фрагментации ядер ^{16}O с импульсом 3.25 ΓэВ/с/нуклон на протонах.

Эти данные были получены эмульсионным сотрудничеством на синхрофазотроне ОИЯИ в 80-е гг и сотрудничества EMU на синхротронах AGS (BNL) и SPS (CERN) в 90-е гг. [7—11]. Доступны фотографии и видеозаписи характерных взаимодействий [1, 12]. Облучение ЯЭ более тяжелыми ядрами позволяет расширить множественность релятивистских α -фрагментов n_{α} в изучаемых событиях. Данные по отношению числа событий $N_{n\alpha}(^{8}\text{Be})$, включающих хотя бы один кандидат в распад ^{8}Be , к статистике канала $N_{n\alpha}$, в зависимости n_{α} объединены на рис. 5.

Имеются измерения взаимодействий ядер ¹⁶О при 3.65, 14.6, 60 и 200 ГэВ/нуклон. Для всех значений начальной энергии наблюдается пик

 $Q_{2\alpha}(^8{\rm Be}) \le 0.2$ МэВ [13]. В охваченном диапазоне начальной энергии распределения $N_{n\alpha}$ и $N_{n\alpha}(^8{\rm Be})$ проявляют сходство, что позволяет суммировать статистику. Итоговое отношение $N_{n\alpha}(^8{\rm Be})/N_{n\alpha}$ (%) растет $n_{\alpha}=2$ (8 \pm 1) к 3 (23 \pm 3) и 4 (46 \pm 14). Наблюдается его подъем в случаях "белых" звезд $^{12}{\rm C} \to 3\alpha$ и $^{16}{\rm O} \to 4\alpha$ (рис. 5). Измерения, выполненные в слоях ЯЭ, облученных ядрами $^{22}{\rm Ne}$ при 3.22 ГэВ/нуклон и $^{28}{\rm Si}$ при 14.6 ГэВ/нуклон расширяют диапазон n_{α} (рис. 5). В обоих случаях не требуется изменения условия $Q_{2\alpha}(^8{\rm Be}) \le 0.2$ МэВ. В этих случаях продолжается рост отношения $N_{n\alpha}(^8{\rm Be})/N_{n\alpha}$ (%) с множественностью для $^{22}{\rm Ne}$ $n_{\alpha}=2$ (6 \pm 1), 3 (19 \pm 3), 4 (31 \pm 6) и $^{28}{\rm Si}$ 2 (3 \pm 2), 3 (13 \pm 5), 4 (32 \pm 6), 5 (38 \pm 11).

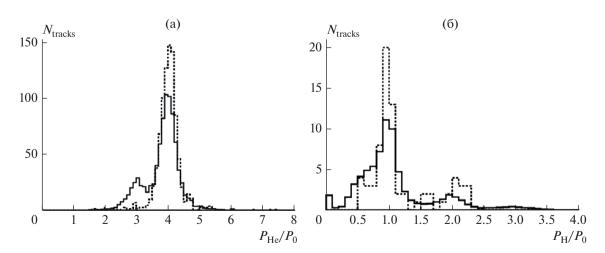


Рис. 3. Распределение релятивистских фрагментов H (а) и He (б) по отношениям их измеренных импульсов $P_{\rm H}$ и $P_{\rm He}$ к начальному импульсу на нуклон P_0 (сплошная линия) во фрагментации ядер $^{16}{\rm O}$ с импульсом 3.25 ГэВ/c/нуклон на протонах; указаны выборки с условиями $Q_{2\alpha}(^8{\rm Be}) \le 0.2$ МэВ и $Q_{2\alpha\rho}(^9{\rm B}) \le 0.5$ МэВ (пунктир).

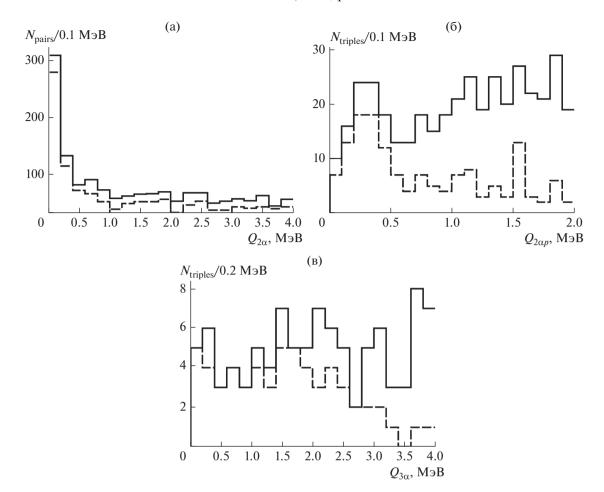


Рис. 4. Распределение событий фрагментации ядер 16 О с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах по $Q_{2\alpha}$ (а), $Q_{2\alpha p}$ (б) и $Q_{3\alpha}$ (в); добавлены распределения с условиями на 4 He, протоны и 8 Be.

Схожие измерения взаимодействий ядер ¹⁹⁷ Аи при 10.7 ГэВ/нуклон также указывают на то, что отношение числа событий $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$, включающих хотя бы один кандидат в распад ^8Be , к статистике канала $N_{n\alpha}$, быстро нарастает к $n_{\alpha}=10$ до примерно 0.5 (рис. 6). Из-за ухудшившегося разрешения область ^8Be расширяется, что для сохранения эффективности требует смягчение отбора $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ. Каналы $n_{\alpha} \geq 11$ просуммированы для уменьшения ошибок. При ужесточении условия до $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ, сопровождаемого снижением эффективности, сохраняется тенденция к росту $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$ [13].

Статистика ¹⁹⁷Au содержат тройки $2\alpha p$ и 3α удовлетворяющие условиям $Q_{2\alpha p}(^9\mathrm{B}) \leq 0.5$ МэВ и $Q_{3\alpha}(\mathrm{HS}) \leq 0.7$ МэВ. Отношение числа событий $N_{n\alpha}(^9\mathrm{B})$ и $N_{n\alpha}(\mathrm{HS})$ к $N_{n\alpha}(^8\mathrm{Be})$ не проявляет заметного изменения с множественностью n_α . Таким же образом ведет себя статистика идентифицированных распадов пар ядер $^8\mathrm{Be}$ $N_{n\alpha}(2^8\mathrm{Be})$. Фактически эти три отношения указывают на рост

 $N_{n\alpha}(^9{\rm B}),\ N_{n\alpha}({\rm HS})$ и $N_{n\alpha}(2^8{\rm Be})$ относительно $N_{n\alpha}$. В этих трех случаях значительные статистические ошибки позволяют характеризовать только общие тенденции. Суммирование статистики $N_{n\alpha}(^9{\rm B}),\ N_{n\alpha}({\rm HS})$ и $N_{n\alpha}(2^8{\rm Be})$ по множественности n_{α} и нормировка на сумму $N_{n\alpha}(^8{\rm Be})$ ведет к относительным вкладам равным $25\pm4\%,\ 6\pm2\%,\ 10\pm2\%,\ соответственно.$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный анализ релятивистских ядер 16 O, 22 Ne, 28 Si и 197 Au в ядерной эмульсии указывает на усиление вклада нестабильного ядра 8 Be с ростом числа релятивистских α -частиц. Вклады распадов нестабильного ядра 9 B и состояния Хойла пропорциональны 8 Be и фактически также растут. Представленные наблюдения требуют учета взаимодействий рожденных α -частиц релятивистской фрагментации ядер. Они указывают на интригующую возможность протекания реакций синтеза нестабильных состояний между α -ча-

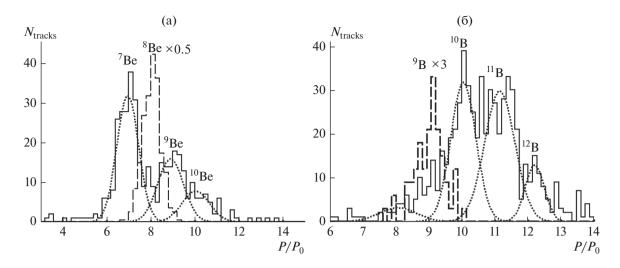


Рис. 5. Распределение релятивистских фрагментов Be (а) и B (б) по отношениям их измеренных импульсов $P_{\rm H}$ и $P_{\rm He}$ к начальному импульсу на нуклон P_0 (сплошная линия) во фрагментации ядер $^{16}{\rm O}$ с импульсом 3.25 ГэВ/c/нуклон на протонах; точками указаны аппроксимации суммами гауссианов; данные по распадам $^8{\rm Be}$ и $^9{\rm B}$ наложены пунктиром.

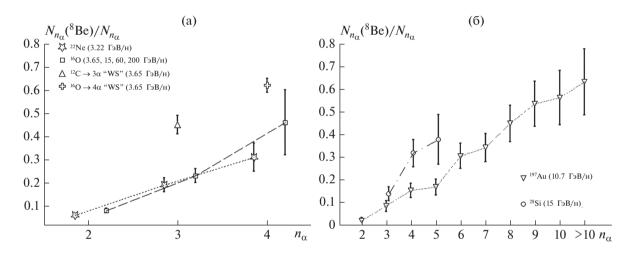


Рис. 6. Зависимость относительного вклада распадов $N_{n\alpha}(^8{\rm Be})$ в статистику $N_{n\alpha}$ событий с множественностью α-частиц n_{α} в релятивистской фрагментации ядер C, O, Ne (a), Si и Au (б); отмечены "белые" звезды $^{12}{\rm C} \to 3\alpha$ и $^{16}{\rm O} \to 4\alpha$ ("WS"); для удобства точки несколько смещены от значений n_{α} и соединены пунктиром.

стицами внутри релятивистских струй фрагментации ядер. В случае ядра 197 Аи тенденция роста прослежена до релятивистских $10\,\alpha$ -частиц в событии. В этой связи предстоит нарастить статистику событий с еще более высокой множественностью α -частиц при наилучшей точности измерений углов эмиссии фрагментов.

Результаты анализа фрагментации ¹⁶О в водородной пузырьковой камере с применением магнитного анализа подтверждают сделанные приближения в применении метода инвариантной массы. Позволяя единообразное сравнение вклада стабильных и нестабильных ядер, они могут служить для более полных проверок моделей фрагментации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Zarubin P.I. // Lecture Notes in Physics, vol 875. Lect. Notes Phys. 2013. V. 875. Clusters in Nuclei (Beck C. (Ed.)). V. 3. Cham: Springer. P. 51. https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3; arXiv: 1309.4881.
- Artemenkov D.A. et al. // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 250. https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3; arXiv: 2004.10277.
- 3. *Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G.* // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. P. 011002. https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002
- Artemenkov D.A. et al. // Rad. Meas. 2018. V. 119.
 P. 199. https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2018.11.005; arXiv: 1812.09096. 2018.

- Artemenkov D.A. et al. // Springer Proc. Phys. 2020.
 V. 238. P. 137.
 https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8_24; arXiv: 1904.00621. 2019.
- Glagolev V.V. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 285. https://doi.org/10.1007/s100500170067
- Andreeva N.P. et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 47. P. 102.
- 8. Naghy A. El- et al. // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 1125.
- 9. Adamovich M.I. et al. // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 66.
- 10. *Adamovich M.I. et al.* // Z. Phys. A . 1995. V. 351. P. 311. https://doi.org/10.1007/BF01290914
- 11. Adamovich M.I. et al. // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 429. https://doi.org/10.1007/s100500050306
- 12. The BECQUEREL Project. http://becquer-el.jinr.ru/movies/movies.html.
- 13. Zaitsev A.A. et al. // arXiv: 2102.09541. 2021.

Enhancement in Formation of Unstable ⁸Be Nucleus with α-Particle Multiplicity in Fragmentation of Relativistic Nuclei

A. A. Zaitsev^{1, 2, *}, P. I. Zarubin^{1, 2}, and N. G. Peresadko²

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow obl., 141980 Russia ²Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia *e-mail: zaicev@jinr.ru

Received May 24, 2021; revised June 3, 2021; accepted June 7, 2021

The correlation between the formation of the unstable 8 Be nucleus and accompanying α -particles in the fragmentation of relativistic 16 O, 22 Ne, 28 Si, and 197 Au nuclei in a nuclear track emulsion is investigated. The 8 Be decays are identified in a wide energy range by invariant masses calculated from 2α -pair opening angles. The adopted approximations were verified by data on fragmentation of 16 O nuclei in a hydrogen bubble chamber in a magnetic field. An increase in the 8 Be contribution to the dissociation with an α particle multiplicity is found.

Keywords: nuclear emulsion, dissociation, invariant mass, relativistic fragments, ⁸Be nucleus, alpha particles

_ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ___ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

ПОИСК ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА ДЕЙТРОНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НАКОПИТЕЛЬНОГО КОЛЬЦА

© 2021 г. А. Е. Аксентьев*

Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия *E-mail: a.aksentyev@inr.ru
Поступила в редакцию 09.02.2021 г.
После доработки 21.06.2021 г.
Принята к публикации 01.07.2021 г.

Одной из альтернатив Стандартной Модели (СМ) элементарных частиц являются теории суперсимметрии; электрический дипольный момент (ЭДМ) элементарных частиц может служить отличным инструментом для подтверждения валидности одной из этих моделей. К примеру: в случае нейтрона, ЭДМ, совместный с СМ, находится в диапазоне 10^{-33} до $10^{-30}e$ см, в то время как теории суперсимметрии предсказывают наличие ЭДМ гораздо большей величины — на уровне $10^{-29}-10^{-24}e$ см. Эксперименты по поиску ЭДМ проводятся больше 50-ти лет, однако большинство из них — на зарядово-нейтральных частицах (нейтрон, атомы). ЭДМ заряженных частиц (протон, дейтрон) можно измерить в накопительном кольце, используя феномен прецессии поляризации пучка в электромагнитном поле. Накопительное кольцо обладает рядом преимуществ при его использовании в качестве инструмента для измерения ЭДМ; однако существует также и ряд проблем. В данной работе рассматриваются основные подходы к решению этих проблем: BNL, Spin Wheel, Frequency Domain методы.

Ключевые слова: поляризованные пучки, накопительное кольцо, синхротрон, дейтрон, электрический дипольный момент, замороженный спин, BNL, spin wheel, frequency domain

DOI: 10.56304/S2079562920060019

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из главных проблем современной физики является барионная асимметрия Вселенной (БАВ), [1] т.е. превалирование количества материи над количеством антиматерии, которое наблюдается, например, в таких экспериментах как СОВЕ и WMAP [2, 3]. Объяснить БАВ можно, предположив нарушение СР-симметрии; [4] однако, существует проблема: СР-асимметрия плохо согласуется со стандартной моделью (СМ) физики элементарных частиц. Нарушения СР-симметрии, вписывающиеся в рамки СМ посредством введения матрицы Кабиббо-Кобаяси-Масакавы, предсказывают БАВ на несколько порядков меньше наблюдаемой — а значит требуются более мощные источники нарушения СР-симметрии, чем существующие в рамках СМ.

По этой причине были построены теории за пределами СМ (например [5, 6]), однако ни одной из них пока еще не было найдено экспериментальное подтверждение. Одним из возможных свидетельств нарушения СР-симметрии может служить наличие у элементарных частиц ненулевого электрического дипольного момента (ЭДМ).

Несмотря на то, что эксперименты по поиску ЭДМ проводятся уже более пятидесяти лет, в большинстве из них измеряется ЭДМ зарядово-нейтральных частиц (например, нейтрона [7]), и потому не используются преимущества накопительного кольца как инструмента измерения ЭДМ. К таким преимуществам относятся: чистота среды кольца, высокая интенсивность и поляризованность, а также длительность времени жизни циркулирующего пучка. [8, стр. 9]. Также стоит отметить, что ЭДМ, например, дейтрона — более чувствительный индикатор наличия ЭДМ кварков, чем ЭДМ того же нейтрона. [8, стр. 7].

В настоящей работе суммаризируются основные известные проблемы измерения ЭДМ в накопительном кольце, и рассматриваются магистральные подходы решения этих проблем в рамках концепции "замороженного спина." Нужно отметить, что "замороженный спин" — не единственная парадигма решения задачи измерения ЭДМ в накопительном синхротроне; альтернативой, к примеру, служат методы "частично замороженного спина" [9] и метод мэппинга частоты прецессии спина [10].

(б) Возможная реализация

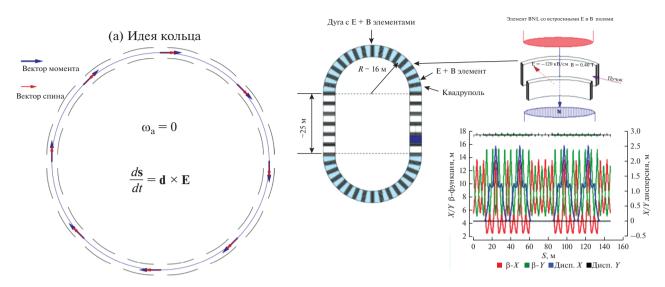


Рис. 1. Кольцо с замороженным спином.

2. МЕТОД "ЗАМОРОЖЕННОГО СПИНА" (BNL-МЕТОД)

Уравнение Т-БМТ описывает динамику спинвектора \mathbf{s} в магнитном поле \mathbf{B} и электростатическом поле \mathbf{E} . С учетом влияния ЭДМ оно может быть записано как

$$\frac{\mathrm{d}\mathbf{s}}{\mathrm{d}t} = \mathbf{s} \times (\mathbf{\Omega}_{\mathrm{MDM}} + \mathbf{\Omega}_{\mathrm{EDM}}),\tag{1a}$$

где, в лабораторной системе координат, МДМ и ЭДМ угловые скорости Ω_{MDM} и Ω_{EDM}

$$\mathbf{\Omega}_{\text{MDM}} = \frac{q}{m\gamma} \left[(\gamma G + 1)\mathbf{B} - \left(\gamma G + \frac{\gamma}{\gamma + 1} \right) \frac{\beta \mathbf{E}}{c} \right], \quad (1b)$$

$$\Omega_{\rm EDM} = \frac{q}{m} \frac{\eta}{2} \left[\beta \mathbf{B} + \frac{\mathbf{E}}{c} \right]. \tag{1c}$$

В уравнениях выше m,q,G=(g-2)/2 есть соответственно масса, заряд, и магнитная аномалия частицы; $\beta = v_0/c$ — ее нормализованная скорость, а γ — Лоренц-фактор. ЭДМ множитель η определя-

ется уравнением $d=\eta \frac{q}{2mc}s$, где d — ЭДМ частицы, а s ее спин.

"Замороженным спином" называют ситуацию, при которой в уравнении (1) $\Omega_{\text{MDM}} - \Omega_p = 0$, т.е. направление спин-вектора частицы "заморожено" относительно ее вектора импульса р. В этом случае, изменение направления вектора Р поляризации пучка определяется только Ω_{FDM} , если последний отличен от нуля.

Основная идея метода заключается в следующем. Пучок изначально продольно поляризован-

ных ионов инжектируется в кольцо. Посредством поляриметрии наблюдают за его спин-прецессией в горизонтальной и вертикальной плоскостях. ЭДМ сигнал — это изменение вертикальной компоненты поляризации со временем, выражаемое как: [8, стр. 8].

$$\Delta P_V = P \frac{\omega_{\rm EDM}}{\Omega} \sin(\Omega t + \Theta_0), \qquad (2)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega_{\text{EDM}}^2 + \omega_a^2}$; $\omega_a, \omega_{\text{EDM}}$ — частоты прецесси спина, связанные, соответственно, с магнитным и электрическим дипольными моментами. Таким образом, выводы о величине ЭДМ делаются на основании набега фазы спин-прецессии за один измерительный цикл $\Delta t_{\text{сус}}$; мы классифицируем такие методы как "фазовые." В связи с последним, в методе предполагается как можно более полное исключение МДМ-компоненты спин-прецессии, так чтобы набег фазы определялся только ЭДМ. С одной стороны — в этом и заключается идея метода; с другой — ввиду малости гипотетической величины ЭДМ, направление оси стабильного спина теряет устойчивость, и становится подверженным малейшим возмущениям электромагнитного поля (см. проблемы ниже).

На рис. 1 изображены: концепция кольца с замороженным спином и одна из его возможных реализаций, использующая цилиндрические E+B элементы в арках для синхронного поворота спинвектора и вектора импульса частицы в горизонтальной плоскости.

Основными проблемами метода являются:

- 1. дестабилизация оси стабильного спина, необходимо связанная с подавлением МДМ спинпрецессии;
- 2. требуемая для этого подавления точность установки оптических элементов кольца, позволяющая пренебречь ω_a в (2);
- 3. трудности поляриметрии, вызванные малостью измеряемой величины $\Delta P_V(\Delta t_{\rm cyc})$.

Очевидно, все эти проблемы возникают по причине того, что в методе предполагается подавление (вплоть до полного исключения) МДМ-компоненты частоты спин-прецессии. Их решение необходимо вовлекает увеличение скорости поворота вектора поляризации Ω и переход от измерения фазы, к измерению частоты спин-прецессии. Следующие два метода используют именно этот, "частотный," подход.

3. SPIN WHEEL METOД

Метод Spin Wheel, был предложен проф. И.А. Коопом (ИЯФ СО РАН) в 2015 г. [11].

Основная идея метода: ЭДМ вычисляется путем сравнения величины угловой скорости поворота вектора поляризации \mathbf{P} вокруг радиальной оси x (рис. 2) при различных условиях. Основными моментами метода являются:

- 1. в структуру кольца вводится дополнительный магнитный диполь с варьируемой силой поля, вращающий ${\bf P}$ за счет МДМ с $\Omega_{\rm MDM} \in [0.1,1.0]$ Гц;
- 2. одновременно с основным, поляризованным, пучком инжектируется неполяризованный пучок, движущийся в обратном направлении, и используемый в качестве комагнетометра;
 - 3. измеряются две величины:
- (a) разделение $\Delta = \langle z_1 \rangle \langle z_2 \rangle$ средних вертикальных уровней замкнутых орбит пучков, управляемое подстройкой силы поля введенного диполя;
- (б) совокупная угловая скорость $\Omega(\Delta) = \Omega_{\mathrm{MDM}}(\Delta) + \Omega_{\mathrm{EDM}}.$

Таким образом, ЭДМ-компоненту частоты можно получить как

$$\Omega_{\rm EDM} = \frac{\Omega(+\Delta) + \Omega(-\Delta)}{2}.$$

Достоинство: переход от измерений фазы к измерениям частоты позволяет решить две обозначенные выше проблемы классического метода "замороженного спина."

Основными проблемами метода являются:

1. Поляриметрия. Необходимость использования двух пучков частиц различного сорта накладывает ограничения на возможные энергии этих пучков, и соответственно — на величину сечения взаимодействия целевого пучка и мишени.

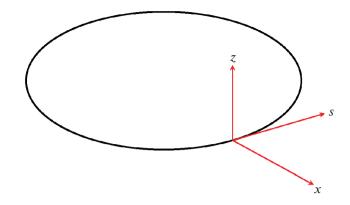


Рис. 2. Направления координатных осей в методе spin wheel.

2. Измерение величины вертикального разделения орбит пучков. Для определения величины ЭДМ, скажем, на уровне 10^{-29} e см требуется возможность измерять $\Delta \sim 10^{-12}$ м [12].

4. METOД "FREQUENCY DOMAIN"

Для того, чтобы оценить достоинства данного метода, суммаризируем выводы, сделанные в предыдущих разделах:

- 1. Подавление МДМ-компоненты спин-прецессии вызывает проблемы. Если же МДМ спинпрецессию не подавлять, необходимо перейти от измерений фазы, к сравнению частот.
- 2. Настроить параметры накопителя с одним пучком проще, чем коллайдера.
- 3. Чем больше физических величин участвуют в определении целевой физической величины, тем меньше точность определения.

Основная идея метода [13] — попытка измерить частоту спин-прецессии пучка:

- не требуя сверхточную установку оптических элементов;
- используя только один пучок в каждом измерительном цикле;
- все время эксперимента наблюдая только за единственной физической величиной частотой спин-прецессии.

Основные моменты метода, следующие из обозначенных выше требований:

- 1. Неидеальности ускорителя используются в качестве дополнительно вводимого в Spin Wheel методе магнитного диполя.
- 2. В связи с этим, возникает необходимость смены полярности ведущего поля ускорителя. Для контроля точности воспроизведения величины поля разработана процедура калибровки [14].

3. При калибровке поля достаточно следить за точностью выполнения условия замороженности спина в горизонтальной плоскости. Это связано с тем, что все компоненты частоты Ω спин-прецессии однозначно связаны с эффективным Лоренцфактором пучка.

Таким образом, ЭДМ-компонента частоты спин-прецессии вычисляется как

$$\Omega_{\rm EDM} = \frac{\Omega_{\rm CW} + \Omega_{\rm CCW}}{2},\tag{3}$$

где CW и CCW обозначают направление движения пучка в ускорителе (по/против часовой стрелки).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной статье мы определили понятие состояния "замороженного спина" и описали классический метод измерения ЭДМ заряженной частицы в накопительном кольце использующий это состояние (BNL-метод). Мы отметили основные проблемы, присущие BNL-методу, а также способы их решения. Таковых способов два: Spin Wheel и Frequency Domain методы. Главным недостатком Spin Wheel метода данный автор считает необходимость измерения величины разделения орбит циркулирующих пучков. Главным недостатком Frequency Domain метода можно назвать необходимость смены полярности ведущего поля ускорителя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

 Canetti L., Drewes M., Shaposhninkov M. // New J. Phys. 2012. V. 14. P. 095012. https://doi.org/10.1088/1367-2630/14/9/095012

- Fixsen D.J., Dwek E., Mather J.C., Bennett C.L., Shafer R.A. // Astrophys. J. 1998. V. 508. P. 123. https://doi.org/10.1086/306383
- 3. *Hinshaw G., Larson D., Komatsu E. et al.* // J. Suppl. Ser. 2013. V. 208. P. 19. https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19
- 4. Sakharov A. // J. Exp. Theor. Phys. 1967. V. 5. P. 24.
- Mohapatra R.N., Pati J.C. // Phys. Rev. D. 1975. V. 11. P. 2558. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.11.2558
- Maniatis M. // Int. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 3505. https://doi.org/10.1142/S0217751X10049827
- Smith J.H., Purcell E.M., Ramsey N.F. // Phys. Rev. 1957.
 V. 108. P. 120. https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.120
- Anastassopoulos D. et al. Brookhaven National Laboratory Report. 2008. https://www.bnl.gov/edm/files/pdf/deuteron_proposal_080423_final.pdf.
- Morse W.M., Orlov Y.F., Semertzidis Y.K. // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2013. V. 16. P. 114001. https://doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.16.114001.
- Saleev A., Nikolaev N.N., Rathmann F. et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2017. V. 20. P. 072801. https://doi.org//10.1103/PhysRevAccelBeams.20.072801
- 11. *Koop I.A.* // Phys. Scr. 2015. V. 2015. P. 014034. https://doi.org/10.1088/00318949/2015/T166/014034/meta
- 12. *Kawall D*. Report at 485 WE-Heraeus EDM Seminar. Bad Honnef. 2011.
- Aksentev A.E., Senichev Y.V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1435. P. 012026. https://doi.org/10.1088/1742-6596/1435/1/012026/pdf
- 14. Aksentev A., Senichev Y. Proc. 10th Intl. Particle Accelerator Conference IPAC'19. May 19–24, 2019. Melbourne, Australia. 2019. P. 858. https://ipac2019.vrws.de/papers/mopts010.pdf.

Search for the Electric Dipole Moment of a Deuteron Using a Storage Ring

A. E. Aksentev*

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia
*e-mail: a.aksentyev@inr.ru
Received February 9, 2021; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

One of the alternatives to the Standard Model (SM) of elementary particles is the supersymmetry theories; the electric dipole moment (EDM) of elementary particles can serve as an excellent tool to confirm the validity of one of these models. For example: in the case of a neutron, the EDM, compatible with the SM, is within a range of 10^{-33} to 10^{-30} e cm, whereas the supersymmetry theories predict the presence of an EDM of much larger value, at the level of $10^{-29}-10^{-24}$ e cm. Experiments on the search for EDM have been carried out for more than 50 years; however, most of them are based on charge-neutral particles (neutron, atoms). The EDM of charged particles (proton, deuteron) can be measured in a storage ring with the use of the phenomenon of the beam polarization precession in an electromagnetic field. The storage ring has a number of advantages when used as a tool for EDM measurement; however, there are also a number of problems. This paper discusses the main approaches to solving these problems: the BNL, spin wheel, and frequency domain methods..

Keywords: polarized beams, storage ring, synchrotron, deuteron, electric dipole moment, frozen spin, BNL, spin wheel, frequency domain

_ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ __ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕШЕСТВОМ

УЛК 539.126.4

ПОИСК ТЯЖЕЛЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В ДИЛЕПТОННОМ КАНАЛЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

© 2021 г. И. А. Жижин^{а, b, *}, А. В. Ланёв^а, С. В. Шматов^{а, b}

 a Объединенный институт ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Московская обл., 141980 Россия b Государственный университет "Дубна", Дубна, Московская обл., 141980 Россия

*E-mail: ilia.zhizhin@cern.ch Поступила в редакцию 24.12.2020 г. После доработки 21.06.2021 г. Принята к публикации 01.07.2021 г.

Представлены результаты поиска узких тяжелых резонансов по их распадам на пару лептонов в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере (LHC). Использованы данные второго цикла работы LHC (RUN2) с интегральной светимостью $140~\phi 6^{-1}$, полученные в 2016-2018 гг. в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s}=13~\mathrm{T}_{2}\mathrm{B}$. Установлены ограничения на сечение рождения новых нейтральных калибровочных бозонов.

Ключевые слова: CMS, CERN, LHC, стандартная модель, дилептоны, тяжелые резонансы, расширенные калибровочные модели

DOI: 10.56304/S2079562920060639

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных направлений программы исследований экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC) является поиск сигналов новой физики, который заключается в попытках обнаружения отклонений от предсказаний стандартной модели (СМ) взаимодействия частиц. В частности, эксперимент "Компактный мюонный соленоил" (Compact Muon Solenoid, CMS) сфокусирован в том числе на обнаружение сигналов от новых физических объектов и явлений, предсказанных моделями, основанными на расширенных по сравнению с СМ калибровочных группах, теоретическими моделями с дополнительными измерениями и многими другими. Разнообразие новых частиц и явлений, предсказываемых этими моделями, требует использования широкого спектра экспериментальных исследований в различных каналах. Многие физические сценарии вне рамок СМ предсказывают существование новых резонансных состояний, распадающиеся на лептонную пару:

• Состояния со спином 1: новые тяжелые калибровочные бозоны (Z' и W') [1], предсказываемые многими моделями Теории великого объединения (ТВО), например, модели, основанной на калибровочной группе E_6 [2]; частицы-кандидаты в темную материю, взаимодействующие с фермионами СМ посредством векторного или аксиально-векторного переносчика. При трактовке результатов экспериментального поиска

часто рассматривают последовательную стандартную модель (SSM) [1] с тяжелыми калибровочными бозонами $Z'_{\rm SSM}$ и величинами констант связи как в СМ.

• Состояния со спином 2: калуца-клейновские возбуждения гравитона [3], возникающие в модели низкоэнергетической многомерной гравитации Рэндалл—Сандрума [4];

Поиск распадов Z' на дилептоны является одним из первоочередных анализов поиска новой физики в эксперименте на CMS. Индикатором появления этих частиц должно быть появление пиков в спектрах инвариантных масс дилептонов.

Конечные состояния дилептона ($\mu^+\mu^-$ или e^+e^-) имеют ясные сигнатуры, высокую эффективность восстановления и хорошее массовое разрешение для мюонов и электронов.

Работа основана на анализе данных, соответствующих интегральной светимости 140 фб $^{-1}$, полученных экспериментом CMS в протон-протонных столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [5].

2. **ДЕТЕКТОР CMS**

Сердцем установки СМS является сверхпроводящий соленоидальный магнит, генерирующий поле 3.8 Тл [6]. Магнит окружает железное возвратное ярмо с массой 10000 т, которое обеспе-

чивает достаточно сильное поле (~ 2 Тл) и за пределами соленоида. Ярмо также служит поглотителем почти для всех частиц, пропуская только слабо взаимодействующие с веществом мюоны и нейтрино. В силу различия по радиационным загрузкам и методам реконструкции сигнала (различия вызваны разной угловой ориентацией детекторов), детекторные системы структурно разделены на две области – центральная часть (Barrel) и две торцевые части (Endcaps), которые располагаются в областях псевдобыстроты $|\eta| \le 1.4$ и $1.4 \le |\eta| \le 3.0$ соответственно (имеются небольшие отличия для разных систем). Расположение детекторных систем CMS является достаточно традиционным для экспериментов физики высоких энергий на встречных пучках и имеет структуру подобно луковице или матрешке — точка взаимодействия окружается последовательными слоями детекторных систем, каждая из которых предназначена для регистрации вторичных частиц определенного сорта. При этом внутри соленоида расположены система внутреннего трекера (на основе пиксельных и стриповых детекторов), предливневый детектор, электромагнитные и адронные калориметры и передняя станция мюонной системы. Остальные части мюонной системы и передний адронный калориметр размещены за пределами соленоида.

Отбор событий производится с использованием двухуровневой триггерной системы [7]. Первый уровень (L1), состоящий из аппаратных процессоров, использует информацию от калориметров и мюонных детекторов для выбора событий с частотой около 100 кГц. На втором уровне, так называемом триггере высокого уровня (HLT), осуществляется онлайн реконструкция физических объектов, оценка их кинематических параметров и проверка соответствия этих параметров заданным условиям отбора. Данная процедура направлена на дальнейшее снижение частоты событий в среднем до 800 Гц. События, прошедшие отбор НСТ, сохраняются в системах хранения данных на основе распределенных вычислительных грид-ресурсов эксперимента CMS.

3. РЕКОНСТРУКЦИЯ И ОТБОР СОБЫТИЙ

Основной фон СМ возникает в процессе Дрелла–Яна (ДЯ) рождения пар $Z/\gamma^* \to \mu^+\mu^-$ или e^+e^- . Дополнительными источниками фона являются пары $t\overline{t}$, одиночный t-кварк (tW), дибозоны (WW, WZ и ZZ) и рождение ДЯ $\tau^+\tau^-$. Эти процессы оцениваются с использованием смоделированных событий Монте-Карло (МС) во втором порядке теории возмущения КХД и первом порядке электрослабых взаимодействий.

Объекты мюонной физики восстанавливаются тремя различными алгоритмами, причем оконча-

тельная коллекция состоит из трех разных типов мюонов [8]:

- Независимый мюонный трек трек из координат точек срабатывания регистрирующих элементов (хитов) дрейфовых трубок и катодно-стриповых камер;
- Трекерный мюон трек реконструируется по координатам, зарегистрированным в трекере, а мюонная система служит только для идентификации мюонов;
- Глобальный мюон каждый трек реконструируется путем сшивки треков, восстановленных в трекере и мюонных камерах, затем глобально фитируется.

Использование глобальных мюонов призвано обеспечить высокую эффективность реконструкции мюонов (около 99%), проникающих через более чем одну плоскость детектора мюона.

Мюоны должны проходить стандартные критерии отбора мюона CMS [9], основанные на количестве хитов, найденных в трекере, отклике мюонных камер и наборе критериев соответствия между параметрами трека мюона, измеренными CMS. Мюонные кандидаты должны иметь $p_{\rm T} > 53~ {\rm F}{\rm s}{\rm B}/c$ и находиться в области перекрытия детекторных систем, где возможная регистрация мюонов $|\eta| < 2.4$. Для того, чтобы подавить неправильно измеренные мюонные треки, относительная ошибка измерения поперечного импульса должна быть меньше, чем 0.3. Чтобы исключить мюоны, рожденные в струях, требуется, чтобы скалярная сумма p_{T} всех треков конусе $\Delta R = \sqrt{\left(\Delta\eta\right)^2 + \left(\Delta\phi\right)^2} < 0.3$ вокруг мюонного кандидата не превышала 10% поперечного импульса мюона.

Кандидаты, прошедшие отбор, объединяются в димюон. Для кандидатов в пару мюонов в событии требуется, чтобы они обладали противоположными зарядами и имели хотя бы один хит в мюонных и пиксельных детекторах, а также как минимум один мюон с $p_{\rm T} > 50~ \Gamma {\rm pB}/c$ и $|\eta| < 2.4~ в$ НLТ. Для подавление фона от космических лучей, трехмерный угол между направлениями двух мюонных кандидатов должен быть $\alpha > 0.02$. Чтобы убедиться, что оба мюона происходят из одной и той же вершины, проводится их фит на общую вершину, которая должна удовлетворять условию $\chi^2/{\rm nd}$ of < 20.

Процессы СМ могут приводить к образованию событий с несколькими лептонами. В этом случае возможно формирование нескольких пар мюонов в одном и том же событии. Для отбора наиболее подходящей пары мюонов для анализа принято решение отбирать пару с инвариантной массой в области $30 \, \Gamma$ эВ/ c^2 массы Z-бозона ($60 < m_{\mu\mu} < 120 \, \Gamma$ эВ/ c^2), если таковой нет — пару с наибольшей суммой

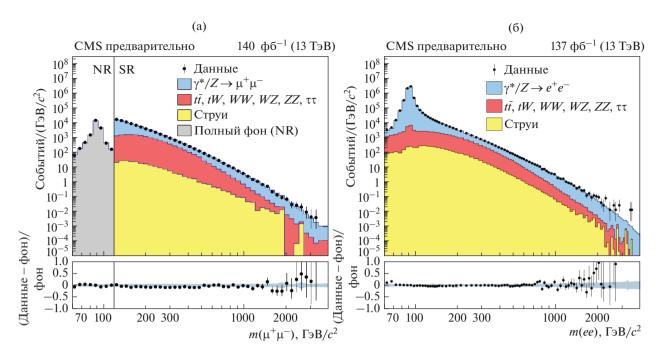


Рис. 1. Распределение по инвариантной массе m_{ll} событий (точки) рождения пар (а) мюонов и (б) электронов при \sqrt{s} = 13 ТэВ, для интегральной светимости 140 и 137 фб⁻¹ соответственно. Гистограммами показан вклад различных фоновых процессов СМ. Серая область димюонного распределения — нормированная область (NR) с m_{ll} < 120 ГэВ/ c^2 , где использовался триггер $p_T > 27$ ГэВ/c.

 $p_{\rm T}$ мюонов. Димюоны, рожденные из Z-бозона, исключаются из Z' анализа. Также такой отбор уменьшает фон от дибозонов WZ, ZZ.

Электроны, образующиеся в столкновениях, оставляют хиты во внутреннем трекере, а затем теряют практически всю свою энергию в кластерах электромагнитного калоримерта. Кандидаты реконструируются по энергетических кластеров и треков из внутреннего трекера. Энергия кандидата берется непосредственно из электромагнитного кластера без комбинации с информации с трекера.

Кандидаты должны иметь $E_{\rm T}>35~ \Gamma {\rm pB}/c^2$ и находится в области аксептанса детекторов: $|\eta|<1.44$ для центральной части и $1.57<|\eta|<2.5$ в торцевой части детектора. Область $1.44<|\eta|<1.57$ исключается, поскольку приводит к снижению качества реконструкции, так как представляет собой недетектирующее оборудование и кабели между частями детектора. Для подавления ошибочной идентификации электронных кандидатов из струй, накладывается условие изоляции в конусе радиусом $\Delta R=0.3$.

Для анализа отбираются диэлектронные события, в которых пара электронов удовлетворяет условию триггера $E_{\rm T} > 25~ \Gamma$ эВ/ c^2 для данных 2018 г. и $E_{\rm T} > 33~ \Gamma$ эВ/ c^2 для данных 2016—2017 гг.

Эффективность триггера при отборе событий с двумя электронами, удовлетворяющим критериям отбора анализа, составляет 95% при $p_T < 27(29)$ ГэВ/с для барреля (торцевой части).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Распределения по инвариантной массе пар электронов и мюонов, показанные на рис. 1, выполнены с использованием данных 2016—2018 гг. [5]. Наблюдается хорошее согласие между полученными данными и ожидаемым фоном.

Поиск резонансов проводился методом максимального правдоподобия и анализом формы распределения спектра лептонов по их инвариантной массе. Для уменьшения влияния систематических эффектов сечение нормировано на сечение рождения Z-бозона:

$$R_{\sigma} = \frac{\sigma(pp \to Z' + X \to ll + X)}{\sigma(pp \to Z + X \to ll + X)}.$$

Пределы с уровнем достоверности (УД) 95% рассчитываются в массовом окне, в шесть раз превышающем ширину сигнала, определенную как сумма собственной ширины и разрешения по массе, при этом это окно симметрично увеличивается до тех пор, пока в нем не будет минимум 100 событий. Это устанавливает верхний предел статистической неопределенности локальной

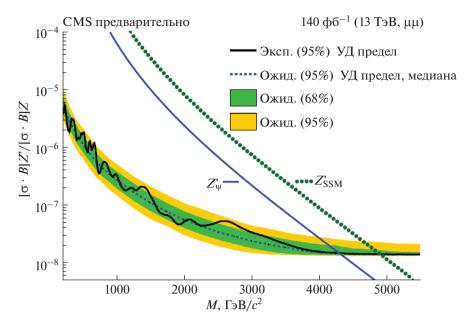


Рис. 2. Верхний предел (95% УД) на сечение рождения пар в объединенном канале мюонов и электронов, нормированное на сечение рождения Z бозона (сплошная черная линия), для случая резонанса со спином 1. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ (основанному на моделировании). Закрашенные области вокруг пунктирной линии соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Также приведены предсказываемые сечения рождения новых калибровочных бозонов в моделях Z'_{SSM} и Z'_{ψ} . Точки пересечения теоретических и экспериментальной кривой соответствуют пределам на массы бозонов.

оценки фона в окне массы в 10%. Он выбран достаточно большим, чтобы доминировать над ожидаемыми систематическими неопределенностями при больших массах.

Полученные сечения, с использованием Байесовского метода [10], для резонансов со спином 1 продемонстрированы на рис. 2. Никаких значимых отклонений от Стандартной модели не наблюдается. Нижние пределы на массы $Z'_{\rm SSM}$ и $Z'_{\rm \psi}$ составляют 5.15 и 4.56 ТэВ, соответственно.

В приближении узкого резонанса сечение рождения Z' может быть выражено через коэффициенты, c_u и c_d , зависящие от константы связи векторных бозонов с, соответственно, верхними и нижними кварками [11]

$$c_{u} = \frac{g^{'2}}{2} (g_{Z}^{u2} + g_{A}^{u2}) B(l^{+}l^{-}),$$

$$c_{d} = \frac{g^{'2}}{2} (g_{Z}^{d2} + g_{A}^{d2}) B(l^{+}l^{-}).$$

В этом случае сечение будет иметь вид

$$\sigma_{l^{+}l^{-}} = \frac{\pi}{48s} \Big[c_{u} w_{u}(s, M_{Z}^{2}) + c_{d} w_{d}(s, M_{Z}^{2}) \Big].$$

Коэффициенты w_u и w_d являются модельнонезависимыми величинами, поскольку они зависят только от энергии взаимодействия \sqrt{s} и массы калибровочного бозона. Экспериментальные пределы на сечение рождения лептонных пар могут быть преобразованы в пределы массы Z' в пространстве (c_u,c_d) , где каждый класс моделей представлен уникальным контуром. На рис. 3 для интегральной светимости 36 фб $^{-1}$ [9] представлены предельные значения массы для объединенных каналов электронов и мюонов представлены в виде линий, соответствующих разным массам гипотетического тяжелого калибровочного бозона. Значения константы связи зависят от модели, поэтому для различных моделей с расширенной калибровкой, предсказывающих Z', допустимые области пространства (c_u, c_d) сильно отличаются.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментом CMS был выполнен поиск новых нейтральных бозонов расширенного калибровочного сектора в спектре инвариантных масс пар мюонов и электронов противоположного знака заряда по данным, полученным во время второго этапа работы LHC при энергии сталкивающихся пучков протонов 13 ТэВ. Проанализированная статистика соответствует интегральной светимости $140 \, \phi f^{-1}$. В отсутствии значимого отклонения экспериментального сигнала от предсказаний CM, были установлены верхние пределы на отношения сечений рождения новых бозонов к сечению рождения Z-бозона. Также установлены нижние пределы на массы калибровочных бозо-

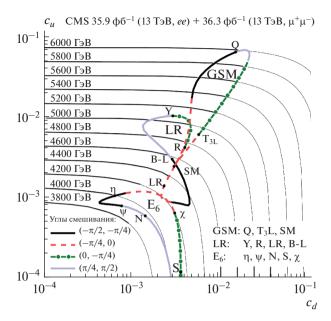


Рис. 3. Пределы на массу Z' бозона в пространстве параметров c_u , c_d с уровнем достоверности (УД) 95% для диэлектронного и димюонного каналов. Для заданной массы Z', пределы сечений указаны черными тонкими сплошными линиями и обозначены соответствующими массами Z' бозонов. Замкнутые контуры, обозначенные жирными линиями, представляют GSM, LR и E_6 классы моделей. Каждая точка на сегменте соответствует конкретной модели, а положение дает массу Z'. В нижнем левом углу указаны диапазоны углов смешивания для каждой модели, а справа внизу — обозначения классов моделей.

нов в рамках последовательной стандартной модели SSM и модели класса E_6 , равные 5.15 и 4.56 ТэВ, соответственно.

Аналогичный анализ по поиску тяжелых резонансов в дилептонном канале был выполнен в

эксперименте ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на статистике $139 \, \text{фб}^{-1}$, полученной в pp-столкновениях. В нем также не было обнаружено значимых отклонений от предсказаний СМ и установлены пределы на сечения в различных моделях. В част-

ности, для моделей Z'_{SSM} и Z'_{ψ} в 5.1 и 4.5 ТэВ, соответственно [12].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- Leike A. // Phys. Rep. 1999. V. 17. P. 143. https://doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00133-1; arX-iv:hep-ph/9805494. 1998.
- Hewett J.L., Rizzo T.G. // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193. https://doi.org/10.1016/0370-1573(89)90071-9
- 3. Rubakov V.A. // Phys. Usp. 2001. V. 44. P. 871. https://doi.org/10.1070/PU2001v044n09ABEH001000
- Randall L., Sundrum R. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83.
 P. 4690. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4690
- 5. CMS Collab. // CMS-PAS-EXO-19-019. 2019.
- CMS Collab. // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08004. https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004
- CMS Collab. // J. Instrum. 2017. V. 12. P. P01020. https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/01/P01020; arXiv:1609.02366. 2016.
- CMS Collab.// J. Instrum. 2017. V. 12. P. P10003. https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/10/P10003; arXiv:1706.04965. 2017.
- CMS Collab. // J. High Energy Phys. 2018. V. 2018 (6).
 P. 120.
 https://doi.org/10.1007/JHEP06(2018)120; arX-iv:1803.06292. 2019.
- Tanabashi M. et al. (Particle Data Group) // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001
- Accomando E. et al. // Phys. Rev. D. 2011. V. 83.
 P. 075012. arXiv:1010.6058. 2010. https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.075012
- 12. ATLAS Collab. // Phys. Lett. B. 2019. V. 796. P. 68. https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.07.016; arXiv: 1903.06248. 2019.

Search for Heavy Neutral Gauge Bosons in Dilepton Final State with the CMS Experiment at the LHC

I. A. Zhizhin^{1, 2, *}, A. V. Lanyov¹, and S. V. Shmatov^{1, 2}

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia
²Dubna State University, Dubna, Moscow oblast, 141980 Russia
*e-mail: ilia.zhizhin@cern.ch
Received December 24, 2020; revised June 21, 2021; accepted July 1, 2021

A search for narrow heavy resonances in dilepton final state with the CMS experiment at the LHC is presented. The data from the second LHC run with integrated luminosity 140 fb⁻¹ is used, collected in 2016–2018 in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Upper limits on production cross section of new narrow dilepton resonances are set.

Keywords: CMS, CERN, LHC, standard model, dileptons, heavy resonances, extended gauge models

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УЛК 539.126

ИЗУЧЕНИЕ СОБЫТИЙ С ДВУМЯ ЛЕПТОНАМИ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СТАНДАРТНОГО И ПОИСКА ТЯЖЕЛОГО БОЗОНА ХИГГСА В КАНАЛЕ РАСПАДА $h/H \to WW^{(*)} \to k/k$ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 13 ТЭВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС НА БАК

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

^аНИЦ "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова 1, Москва, 123182 Россия *E-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru
Поступила в редакцию 25.09.2020 г.
После доработки 25.09.2020 г.
Принята к публикации 25.09.2020 г.

Авторами в составе рабочей группы по поиску и изучению бозона Хиггса (HWW) проведено изучение событий с двумя лептонами в канале распада $h/H \to WW^{(*)} \to h/h$ в эксперименте АТЛАС на Большом адронном коллайдере при 13 ТэВ. В анализе используется полный набор данных протонпротонных столкновений, набранных в 2015-2018 гг., который соответствует интегральной светимости 139 фб $^{-1}$. Особое внимание уделено исследованию характеристик адронных струй, летящих под малыми полярными углами. Такие струи сопровождают рождение бозона Хиггса в механизме слияния векторных бозонов. Проведено сравнение двух алгоритмов восстановления струй, ЕМТоро и PFlow. Для дальнейшего анализа выбран второй, как более надежный при высокой светимости БАК. Изучена кинематика адронных струй отдельно для экспозиций при разной дифференциальной светимости. Приводятся также первые результаты анализа контрольных областей основных фонов для поиска тяжелого бозона Хиггса на полной статистике данных при 13 ТэВ.

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

DOI: 10.56304/S2079562920060238

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение стандартного (СБХ) и поиски тяжелого (ТБХ) бозона Хиггса ведутся в разных каналах распада, в частности, в перспективном канале $h/H \to WW^{(*)}$. Ожидаемая относительная вероятность распада (BR) СБХ в этой моде с массой 125 ГэВ в Стандартной модели (СМ) составляет 21.6%, та же модель предсказывает $BR(H \rightarrow WW) =$ = 60-70% при массе >200 ГэВ [1]. В данной работе рассматривается канал $h/H \to WW^{(*)} \to lvlv$, имеющий итоговый BR O(1%) [2]; при этом наилучшие фоновые условия достигаются при конечном состоянии с одним электроном и одним мюоном, еуиу. Недостатком этого канала является возможность восстановления лишь поперечной массы СБХ и ТБХ. Изучение СБХ и поиск ТБХ в экспериментах АТЛАС и КМС на БАК в разных каналах распада, включая и WW, проводился как при энергии 8 ТэВ в системе центра масс на полной статистике [3], так и при энергии 13 ТэВ на данных 2015—16 гг. [4]. Были измерены константы связи и сечения рождения СБХ в различных механизмах его рождения. Что касается ТБХ, то новая частица не была обнаружена и были поставлены верхние пределы на сечение ее рождения в широком диапазоне сканируемых масс.

В экспериментах АТЛАС и КМС в одном пересечении пучков БАК происходит одновременно несколько протон-протонных взаимодействий, их число μ пропорционально его светимости. На рис. 1 показано распределение по среднему μ в данных АТЛАС 2015—2018 гг. Если в экспозициях 2015—2016 гг., которые были проанализированы ранее, происходит 15—25 событий каждые 25 нс, то в данных 2017—2018 гг. их в среднем около сорока. Такое наложение "мягких" событий (pile-up) может создать проблемы с правильным восстановлением искомого "жесткого" события. Эффект ріlе-up приводит, в частности, к увеличению фонов из-за сторонних адронных струй. Если в области перекрытия трековых детекторов ($|\eta| < 2.5^1$) пода-

 $^{^{1}}$ Псевдобыстрота η связана с полярным углом θ соотношением $\eta = -lntg(\theta/2).$

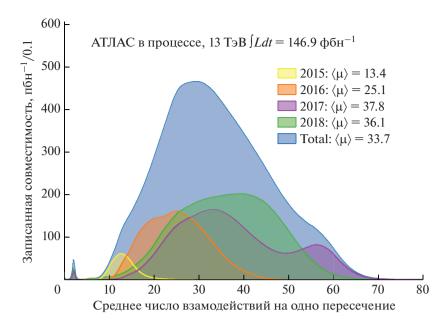


Рис. 1. Распределение по среднему числу взаимодействий µ в одном пересечении пучков в данных эксперимента АТЛАС на БАК в сеансах 2015—2018 гг.

вить такие струи несложно, то при малых углах это проблематично. Наиболее удобный способ понять ситуацию в этой мало заселенной области — изучить события $Z \to \mu\mu/ee$, поскольку набранная статистика составляет около сотни миллионов сигнальных кандидатов. За такое исследование отвечали авторы в составе рабочей группы HWW эксперимента ATЛAC.

2. ИЗУЧЕНИЕ КОНТРОЛЬНОЙ ОБЛАСТИ Z-БОЗОНА

Отбираются события с двумя жесткими изолированными мюонами или электронами разных знаков с инвариантной массой, близкой к массе Z-бозона, $m_{II} = m_Z \pm 10 \; \Gamma$ эВ/ c^2 . В отличие от анализа, представленного нами в [5], используется полная статистика данных, набранных при 13 ТэВ, существенно обновлены программы реконструк-

ции, анализа и исходные образцы смоделированных событий. Кроме того, вместо стандартного ЕМТоро используется новый алгоритм восстановления струй PFlow [6]. Отметим, что адронные струи реконструируются во всем интервале $|\eta| < 4.5$ и должны иметь поперечный импульс $p_T > 30$ ГэВ/c. В табл. 1 для примера показаны числа событий с двумя электронами, набранных в 2017 г., в зависимости от множественности адронных струй. Полное число таких событий составляет 15.8 млн. В большинстве случаев наблюдается хорошее согласие реальных данных с МС-моделированием; лишь для событий с тремя и более струями есть 4%-ная разница. Сходная ситуация имеет место и для событий 2018 г., а также для случая $\mu\mu$.

На рис. 2 показано распределение по псевдобыстроте второй адронной струи после отбора событий с двумя электронами и двумя или более струями, восстановленными с помощью ЕМТоро

Таблица 1. Число событий (в тыс.) с двумя электронами, набранных в 2017 г., в зависимости от множественности адронных струй. Под *Fakes* понимаются события $W \rightarrow h' + jets$ с одним ложно идентифицированным лептоном

	VV	Топ	$Z \rightarrow ee$	Fakes	Полный фон	Данные	Данные/МС
Bce	195	22.9	15206	165	15589	15810	1.01
0 струй	107	0.6	11 122	137	11 367	11643	1.02
1 струя	51.3	4.3	2912	21.1	2989	2956	0.99
2 струи	23.6	8.3	844	5.6	881	872	0.99
>2 струй	13.3	9.7	327	1.6	352	339	0.96

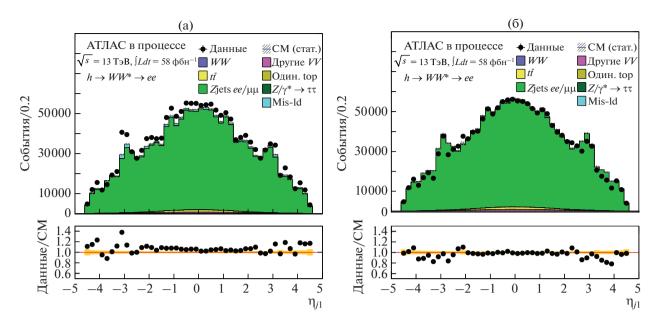


Рис. 2. Распределение по псевдобыстроте второй адронной струи в событиях $Z \to ee$ с двумя струями, набранных в 2018 г. (а) Струи восстановлены алгоритмом EMTopo. (б) Струи восстановлены алгоритмом PFlow. Систематические погрешности еще не оценивались.

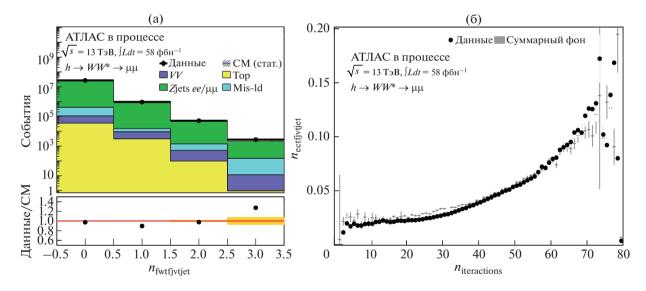


Рис. 3. (а) Распределение по множественности струй в интервале $3.25 < |\eta| < 4.5$ в $Z \to \mu\mu$ событиях 2018 г. от числа взаимодействий μ в одном пересечении пучков БАК. (б) Зависимость среднего числа струй в интервале $2.75 < |\eta| < 3.25$ в $Z \to \mu\mu$ событиях 2018 г. от числа взаимодействий μ в одном пересечении пучков БАК. Систематические погрешности еще не оценивались.

и PFlow алгоритмов, для данных 2018 г. Видно, что в центральной области данные неплохо воспроизводятся Монте-Карло моделированием (МС) в обоих случаях, тогда как в передней области алгоритм PFlow дает намного лучшее согласие с МС, чем ЕМТоро. Распределения по другим кинематическим переменным тоже лучше моделируются для случая PFlow. Поэтому для дальнейшего анализа был выбран последний алгоритм.

На рис. За показано распределение по числу струй, летящих в область $3.25 < |\eta| < 4.5$. МС воспроизводит этот спектр достаточно хорошо. Зависимость среднего числа струй от μ в интервале $2.75 < |\eta| < 3.25$ (рис. 36) тоже неплохо описывается МС-моделированием. Кроме того, нами изучалась кинематика адронных струй в нескольких разных интервалах по переменной μ . Существенных отклонений данных от результатов модели-

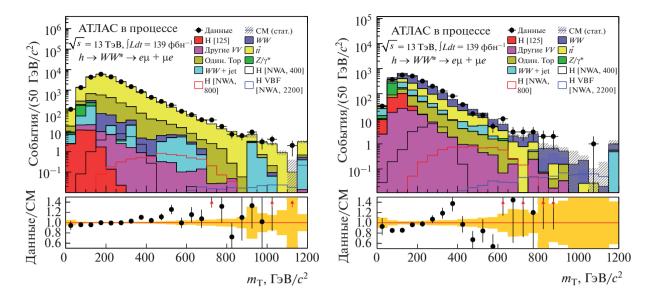


Рис. 4. Распределения по поперечной массе $m_{\rm T}$ в контрольных областях VBF ТБХ. (а) Контрольная область фона от топ кварков. (б) Контрольная область фона от WW. Систематические погрешности еще не оценивались.

рования не выявлено. Таким образом, можно сохранить используемое ранее для анализа данных 2015—16 гг. ограничение $p_{\rm T} > 30~ \Gamma$ эВ/c для струй также и для данных 2017—2018 гг., где эффект pile-ир намного сильнее.

3. ИЗУЧЕНИЕ КОНТРОЛЬНЫХ ОБЛАСТЕЙ ДЛЯ ПОИСКА ТБХ ПРИ 13 ТЭВ

Сейчас проводится анализ событий с электроном и мюоном для поиска ТБХ в канале $H \rightarrow$ $\rightarrow WW \rightarrow lvlv$ на полной статистике 2015— 2018 гг., тогда как в предыдущем рассматривались лишь данные 2015-2016 гг. Кроме того, в настоящем анализе используются улучшенные образцы смоделированных событий, более аккуратно проведена оценка фона. На рис. 4 для примера показаны распределения по поперечной массе в контрольных областях доминирующих фонов от топ кварков и парного рождения векторных бозонов для поиска ТБХ в механизме VBF. Существенных расхождений между данными и МС не выявлено. Указанные распределения, а также кинематика струй и лептонов отдельно изучались в различных интервалах μ . Как и в контрольной области Z-бозона, в других контрольных областях не наблюдается проблем при очень больших ц.

В последующем планируется проанализировать события с двумя электронами и двумя мюонами в конечном состоянии с применением алгоритма подавления струй, летящих под малыми углами (fJVT) [7], что, вероятно, позволит заметно уменьшить верхний предел на сечение рождения ТБХ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа событий с двумя электронами и двумя мюонами авторами в составе рабочей группы сотрудничества АТЛАС по бозону Хиггса показано, что новый алгоритм восстановления адронных струй PFlow гораздо лучше старого ЕМТоро, особенно при высокой светимости БАК в 2017-2018 гг. По нашему мнению, можно не ужесточать критерии отбора по поперечному импульсу струй, летящих на малые углы, сохранив ограничение $p_{\rm T} > 30~$ ГэВ для изучения свойств стандартного и для поиска тяжелого бозона Хиггса в механизме рождения за счет слияния векторных бозонов. Анализ событий с электроном и мюоном в контрольных областях для поиска тяжелого бозона Хиггса показал удовлетворительное согласие экспериментальных результатов с МС.

5. БЛАГОДАРНОСТИ

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

- 1. *de Florian D. et al.* // Report CERN-2017-002-M; arX-iv:1610.07922 [hep-ph]. 2016.
- Tanabashi M. et al. // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
- ATLAS Collab. // Phys. Rev. D. 2015. V. 91. P. 012006;
 ATLAS Collab. // J. High Energy Phys. 2016. V. 2016.
 No. 1. P. 032; CMS Collab. // J. High Energy Phys.

- 2014. V. 2014. No. 1. P. 096; *CMS Collab.* // J. High Energy Phys. 2015. V. 2015. No. 10. P. 144.
- ATLAS Collab. // Phys. Lett. B. 2019. V. 789. P. 508;
 ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 24;
 CMS Collab. // Phys. Lett. B. 2019. V. 791. P. 96; CMS Collab. // Report CMS-PAS-HIG-17-033. 2019.
- Гаврилюк А.А., Рамакоти Е.Н., Цукерман И.И. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 6. С. 591; Рамакоти Е.Н., Гаврилюк А.А., Цукерман И.И. // Ядерная физика и инжиниринг. 2018. Т. 9. № 6. С. 585.
- 6. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 466.
- 7. ATLAS Collab. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 590.

Study of Events with Two Leptons in the Final State to Investigate Properties of the Standard Model Higgs Boson and to Search for a Heavy Higgs Boson in the $h/H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow lvlv$ Decay Channel in pp-Collisions at 13 TeV with the ATLAS Detector at the LHC

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

¹National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, 117218 Russia
*e-mail: alexander.gavrilyuk@itep.ru
Received September 25, 2020; revised September 25, 2020; accepted September 25, 2020

Within the ATLAS Higgs boson working group (HWW), a study of events with two leptons in the $h/H \rightarrow WW(^*) \rightarrow lvlv$ decay channel in pp-collisions at 13 TeV with the ATLAS detector at the LHC is performed. The analysis uses complete data sample accumulated during 2015—2018 exposures which corresponds to integrated luminosity 139 fb⁻¹. Particular attention was paid to study forward going hadron jet properties. Such jets accompany Higgs boson production in the vector boson fusion mechanism. A comparison of two jet reconstruction algorithms, EMTopo and PFlow, is performed. The second algorithm is chosen for further analyses as more robust to conditions at high LHC luminosity. Jet kinematics is studied separately for exposures at different differential luminosities. The first results of the analysis of control regions of main backgrounds to heavy Higgs boson based on complete 13 TeV statistics are also given.

Keywords: hadron jets, Higgs boson, Standard Model, ATLAS experiment, LHC

_ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ ____ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕШЕСТВОМ

УДК 539.53.083

ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОДЗЕМНОЙ УСТАНОВКИ ОГРАН

© 2021 г. Ю. М. Гаврилюк^{a, b, *, А. В. Гусев a , Н. Л. Квашнин c , А. А. Луговой c , С. И. Орешкин a , С. М. Попов a , В. Н. Руденко a , В. В. Семенов a , И. А. Сыроватский a}

^а Государственный астрономический Институт им. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

^bБаксанская нейтринная обсерватория, Институт ядерных исследований РАН, Москва, 117312 Россия ^cИнститут лазерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

*E-mail: sioresh@yahoo.com
Поступила в редакцию 02.06.2021 г.
После доработки 15.06.2021 г.
Принята к публикации 16.06.2021 г.

Исследуется модернизированный вариант комбинированного оптоакустического детектора гравитационных волн ОГРАН в режиме долговременного функционирования. Эта установка, расположенная в Баксанской нейтринной обсерватории (БНО) ИЯИ РАН, предназначена для работы по программе детектирования коллапсирующих звезд совместно с нейтринным детектором — Баксанским подземным сцинтилляционным телескопом (БПСТ), что находится в рамках современной тенденции "многоканальной астрономии". Режим непрерывных наблюдений предполагает стабильную работу установки при условии сохранения среднего фона окружающих возмущений, среди которых доминирующим фактором являются температурные вариации. В данной работе экспериментально исследованы эффекты тепловой релаксации ОГРАН при пассивной и активной системах термо-стабилизации в подземной лаборатории БНО ПК-14.

Ключевые слова: гравитационное излучение, гравитационные детекторы, многоканальная астрономия **DOI:** 10.56304/S2079562921010012

1. ВВЕДЕНИЕ

Современный тренд "многоканальная астрономия" (МКА) подразумевает параллельное наблюдение внеземных релятивистских объектов по радиационным каналам различной физической природы: электромагнитному в широком частотном диапазоне, радиационному в виде космических потоков элементарных частиц, включая потоки нейтрино и, наконец, недавно открытому каналу гравитационно-волнового излучения.

Следует подчеркнуть, что за счет слабого рассеяния гравитационных волн (ГВ) и нейтрино МКА позволяет изучать астрофизические явления далекого космоса. Первым источником, от которого было зарегистрировано и гравитационное, и электромагнитное излучение (рентгеновский, гамма, оптический, инфракрасный диапазоны), — оказалось слияние двух нейтронных звезд на расстоянии около 40 Мпк от Земли (событие GW170817). Оно было зафиксировано гравитационными детекторами LIGO и VIRGO и одновременно спутниковыми аппаратами Fermi and Integral, регистрирующими гамма-всплески [1]. Спустя 10 часов в зоне локализации гамма-гравитационного

источника оптическими телескопами (включая сеть телескопов MASTER [2]) была обнаружена вспышка сверхновой в галактике NGC.

На текущий момент все зарегистрированные ГВ всплески были связаны с процессами слияния двойных релятивистских объектов, порождающих так называемые "чирп-сигналы", форма которых теоретически хорошо известна. ГВ излучение, сопровождающее коллапсы массивных звезд не обладают подобной структурной универсальностью. Это усложняет возможность регистрации ГВ излучения от коллапсаров. В том числе и по этой причине их гравитационные сигналы до сих пор не обнаружены.

Стратегия МКА может увеличить вероятность такой регистрации с учетом того, что процесс коллапса должен сопровождаться нейтринным излучением [3]. В этой связи сформулирована совместная программа МГУ и институтов РАН по детектированию нейтринного и гравитационного излучения от объектов в нашей Галактике Млечный путь с использованием Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа (БПСТ) и опто-акустической гравитационной антенной (ОГРАН),

размещенных в подземной лаборатории Баксанской Нейтринной Обсерватории ИЯИ РАН.

Гравитационная антенна ОГРАН использует комбинацию твердотельного и интерферометрического принципов детектирования ГВ [4, 5]. Центральным элементом антенны является массивная цилиндрическая болванка ($M=2000\,{\rm kr},$ $L=2\,{\rm m}$), выполненная из алюминиевого сплава, с центрально-осевым каналом, образующим полость оптического эталона Фабри–Перо (ФП), зеркала которого крепятся на торцах цилиндра при внешней лазерной накачке. Такая конструкция привносит два новых качественных фактора:

1) воздействие ГВ на две степени свободы, акустическую и оптическую, создает сложную структуру отклика, облегчая его фильтрацию;

2) оптическая система регистрации с малыми шумами позволяет без охлаждения достигнуть чувствительности типичной для криогенных антенн ~10⁻¹⁹ при полосе порядка ~10 Гц. Чувствительность, однако, остается ограниченной уровнем 10⁻²⁰ теплового акустического шума детектора вне его резонансной области. В 2020 г. была выполнена существенная модернизация антенны ОГРАН, позволившая вывести эту установку в режим долговременных непрерывных измерений [6].

Нейтринный сцинтилляционный телескоп БПСТ [7] расположен на эффективной глубине 850 м водного эквивалента. Установка состоит из 3184 сцинтилляционных счетчиков, полная масса сцинтиллятора составляет 330 т. Основной реакций детектирования нейтрино является реакция обратного бета-распада: $\overline{\rm V}_e + p \to n + e^+$. При средней энергии антинейтрино $E_{\rm V} \sim 10~{
m M}$ эВ, пробег позитрона, как правило, заключен в объеме одного счетчика. При этом сигнал регистрации выглядит как серия событий из одиночных срабатываний счетчиков (пороговая энергия счетчика 8 МэВ). За все время наблюдения на БПСТ по программе "поиск коллапсаров" (25 лет) не было зарегистрировано ни одного события превышающего стохастический фон счета. Оценка вероятности гравитационного коллапса в Галактике (на расстоянии 10 Кпс) или "частота события" только по нейтринному каналу" составила 0.074 в год.

С подключением данных гравитационно-волнового канала ожидается дальнейшее уточнение этой оценки вплоть до теоретически ожидаемой величины – частости появления сверхновых в отдельной галактике ~0.01 год⁻¹. Сопутствующей прикладной задачей для планируемого двухканального поиска коллапсаров является построение статистического алгоритма совместной обработки данных БСПТ и ОГРАН [8] на основе данных о временной корреляции ГВ и нейтринных сигналов, полученных сопоставлением моделей коллапса [9—11].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований эффектов тепловой релаксации ОГРАН в режиме пассивной и активной термо-стабилизации установки при долговременном функционировании в условиях подземной лаборатории БНО ПК-14.

2. РЕЖИМ НЕПРЕРЫВНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Текущее техническое состояние антенны ОГРАН позволяет обеспечить ее работу в режим долговременных непрерывных наблюдений наземного фона гравитационного градиента в окрестности резонансной частоты 1326 Гц. В этом режиме антенна допускает дистанционное управление с помощью разработанного программного обеспечения, контролирующего исполнительные драйверы установки. Осуществляется активное отслеживание ее основных параметров, поиск оптических мод резонаторов ФП и автоматическое удержание рабочих режимов. Удаленный доступ к центральному компьютеру установки осуществляется посредством сети Интернет с использованием дополнительных локальных сетей БНО.

На текущий момент серьезных ограничений полосы пропускания канала управления не возникало. В полноэкранном режиме с выводом всех сигналов в виде динамически обновляющихся графиков и изображений оптических мод в обоих каналах, хватало пропускной способности 5—10 Мбит/с. Для удаленного оператора эффективность управления установкой зависит от времени распространения коммуникационных сигналов (параметр Round Trip Time (RTT)) по сети Интернет. При расположении центров управления в Москве или в Новосибирске оценка RTT ~50—100 мс, что удовлетворяет условиям комфортного управления (при отсутствии необходимости быстрой смены рабочих режимов установки).

Важной функцией системы автоматического управления является ее способность к восстановлению рабочего режима после его срыва в результате интенсивных внешних возмущений. Программное обеспечение данной функции разработано ранее [8]. Для полноценного автоматического режима требуется внесение изменений в систему съема сигналов фото детектирования ОГРАН. На текущий момент восстановление после срывов осуществляется оператором вручную.

В режим непрерывных наблюдений антенна ОГРАН была введена 1 марта 2021. Как отмечено выше, этому предшествовала модернизация, включающая замену фотодетекторов в обоих каналах, установку в каждом канале на выходе интерферометров ФП комбинированных устройств, состоящих из видеокамер для наблюдения формы оптической моды и фотодетекторов, регистрирующих интенсивность проходящего излучения. Эти эле-

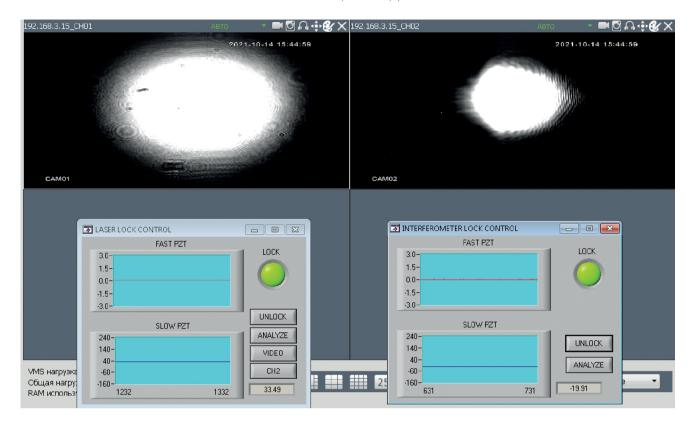


Рис. 1. Вид окна контрольной панели, формируемого управляющей программой установки ОГРАН в режиме полного захвата рабочей точки.

менты необходимы для автоматического поиска оптимального положения рабочей точки и перевода установки в режим непрерывной службы.

На рис. 1 приведено изображение части окна (формируемого управляющей программой) с вводом изображения видеокамеры интерферометра ФП в основном канале акустического детектора, окном состояния основного канала и окном анализа поступающих данных второго канала (дискриминатора).

3. ПРОБЛЕМЫ РЕЖИМА НЕПРЕРЫВНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

В ходе наблюдений выявились важные аспекты, влияющие на долговременное стабильное удержание рабочего режима полного захвата в системе. Основным возмущающим фактором являются небольшие изменения температурного фона лабораторного помещения. Его небольшие вариации имеют место, несмотря на установленную систему контролируемого обогрева, включающую в себя устройство ПИД-регулирования (пропорционально интегрально-дифференциальный контроллер) с точностью подстройки 0.05 градуса в трех зонах размещения температурных датчиков (на входе в подземное лабораторное помещение, в самой лаборатории и непосредственно под ка-

мерой гравитационного детектора). Выяснилось, что даже тепловое излучение от тела оператора вблизи установки оказывает существенное влияние на рабочую точку установки. Стабильный температурный фон устанавливался в течение нескольких дней после посещения лаборатории обслуживающим персоналом. Очевидно, что знание характерных времен тепловой релаксации установки в целом и отдельных ее частей важно для обеспечения режима долговременных наблюдений.

Структурно антенна ОГРАН состоит из двух частей: плечо детектора и плечо дискриминатора. Оба содержат ФП интерферометры и объединены общим источником лазерной накачки (см схему в [4, 5]). Тепловые вариации длины твердотельного детектора меняют собственную частоту установленного на нем резонатора ФП. Системы обратной связи отслеживают эти изменения и управляют длиной волны источника излучения так, что частота накачки все время соответствует собственной частоте ФП. Изменение частоты происходит за счет подачи управляющего напряжение на пьезокерамический пакет, на котором закреплено одно из зеркал лазерного резонатора. Таким образом величина этого напряжения пропорциональна длине твердотельного детектора, т.е. дает информацию о его тепловом состоянии. Во втором плече резонатор ФП установлен на цилиндрической болванке меньшего размера, выполненной из ситалла, — материала с низкими коэффициентами теплопроводности и теплового расширения. Вариации частоты накачки, обусловленные вариациями длины резонатора $\Phi\Pi$ первого канала, как и сбой оптического $\Phi\Pi$ резонанса, здесь компенсируется напряжением обратной связи, приложенным к пъезопакету, на котором укреплено одно из $\Phi\Pi$ зеркал. Таким образом, это напряжение пропорционально эффективной оптической длине дискриминатора.

В обоих плечах для удержания рабочей точки на вершине оптического резонанса используется техника Паунда—Дривера—Холла [12], для чего вводится дополнительная фазовая модуляция лазерного излучения на радиочастоте 10.7 МГц, для которой технические шумы лазера уже меньше пуассоновских при рабочих мощностях. Измеряя напряжение на пьезокерамике, управляющей частотой лазерного излучения и зная частотный интервал между боковыми компонентами модулированной накачки ($2 \cdot 10.7 \text{ МГц} = 21.4 \text{ МГц}$), можно определить коэффициент преобразования управляющего напряжения в частоту лазерной накачки.

Диапазон перестройки в первом канале определяется диапазоном возможных напряжений на конечном высоковольтном усилителе, управляющим пьезокерамикой лазера и составляет примерно 430 В.

Для резонатора $\Phi\Pi$ твердотельного детектора длиной 2 метра интервал межмодового расстояния (FSR — Free Spectral Range) составляет FSR = c/2L= 75 МГц. В диапазоне перестройки насчитывается 22—23 основных моды TEM_{00} , в зависимости от расположения начальной частоты, т.е. полный диапазон перестройки составляет 1725 МГц.

Во втором канале цепи обратной связи подстраивает длину опорного резонатора $\Phi\Pi$ под частоту лазера с помощью пьезокерамики под одним из зеркал резонатора. Для расстояния между зеркалами дискриминатора 45 см расстояние между модами FSR = 167 МГц. Во всем диапазоне перестройки второго канала (430 В) видны только две основные моды, расстояние между которыми около 200 В. Следовательно, полный диапазон перестройки мод во втором канале составляет 335 МГц.

Для оценки того, как будут вести себя два резонатора Фабри-Перо (один на алюминиевой болванке длиной 2 м, второй на ситалловой длиной 45 см) нужно сравнить коэффициенты температуропроводности для этих двух материалов, от которых зависит распространение тепла внутри резонаторов при одинаковом изменении внешнего температурного фона. Температуропроводностью $(\text{M}^2\,\text{c}^{-1})$ называют физическую величину, характе-

ризующую скорость выравнивания температуры среды в неравновесных тепловых процессах. Численно она равна отношению теплопроводности (Вт м $^{-1}$ K $^{-1}$) к удельной теплоемкости при постоянном давлении (Дж кг $^{-1}$ K $^{-1}$) и плотности материала (кг м $^{-3}$):

$$\alpha = \frac{\lambda}{c\rho}$$
.

Расчеты показывают, что коэффициент температуропроводности для ситалла в 160 раз ниже, чем для алюминия. В таком случае следует ожидать, что при неизменном температурном фоне в окружающем помещении основной акустический детектор стабилизируется по температуре гораздо быстрее ситаллового дискриминатора. На рис. 2 представлен график зависимости напряжений на пьезокерамиках в обоих каналах от времени спустя две недели после запуска установки в режиме непрерывных наблюдений.

Из рис. 2 видно, что при уже стабилизированном на определенном уровне первом канале (нижняя кривая), второй канал продолжает медленно дрейфовать в одном направлении (в данном случае, соответствующем повышению температуры и, следовательно, удлинению резонатора). Всплески на нижней кривой соответствуют помехам от прохода обслуживающего электровоза по тоннелю. Кроме того, по уровню технических шумов хорошо различается дневное и ночное время.

Для качественной проверки времени установления стабильного температурного режима на работающей в полном захвате установке был проведен эксперимент по изучению влияния вариаций общего температурного фона на стабильность удержания захвата в обоих каналах.

Контролируемый обогрев помещения (температурная стабилизация) был выключен, после чего внешняя температура начала медленно падать (на отрезке в несколько дней) с 25°С до примерно 22°С — температуры, характерной для помещения ОГРАН на расстоянии 1650 м от входа в тоннель в это время года.

Эксперимент показал, что такое изменение (на 3°С) температурного фона является фатальным для системы удержания захвата в обоих каналах. Оказалось, что смещение рабочей точки многократно выходит за динамический диапазон регулировки управляющего напряжения. Каждый раз в конце этого диапазона происходит срыв слежения. Режим полного захвата приходится устанавливать заново с помощью оператора. На рис. З представлены графики зависимости напряжения на управляющих пьезокерамиках от времени в часах от момента отключения температурной стабилизации.

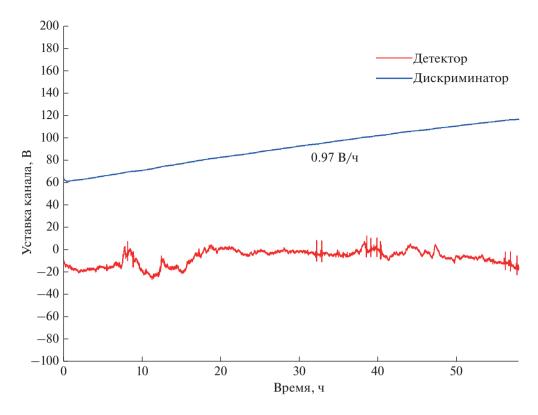


Рис. 2. Зависимость управляющих напряжений в обоих каналах установки ОГРАН от времени спустя две недели после введения режима службы.

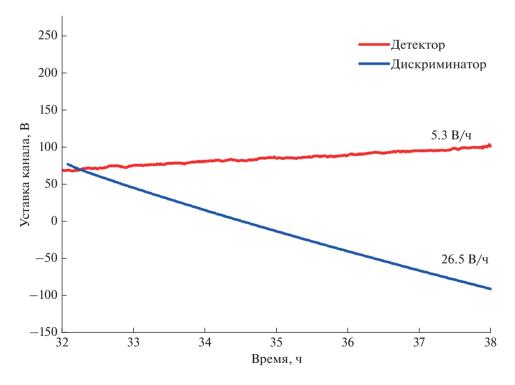


Рис. 3. Зависимость управляющих напряжений в обоих каналах установки ОГРАН от времени на вторые сутки после отключения температурной стабилизации – оба канала обратной связи монотонно меняют свое значение при сохранении состояния захвата.

Решение задачи об установлении температуры в теле обоих детекторов сводится к решению дифференциального уравнения в частных производных

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}.$$

Здесь T — температура, α — температуропроводность. В зависимости от выбора начальных и граничных условий решения различны, см. например, [13], однако, качественно время установления температуры можно оценить по показателю экспоненты в окончательном решении для стержня с изолированной боковой поверхностью и заданным теплообменом на концах. Длину стержня целесообразно принять равной расстоянию от боковой поверхности детектора до поверхности внутреннего канала. Такой выбор граничных условий обусловлен тем, что при достаточно высоком вакууме (когда длина свободного пробега становится больше расстояния от боковой стенки камеры до боковой поверхности детектора) теплообмен тела детектора с окружающей средой в основном определяется излучением от стенок камеры [14]. Характерное время установления температуры в такой модели

$$\tau \cong l^2/\pi^2\alpha$$
.

Здесь l — расстояние от боковой поверхности детектора до центрального канала, α – температуропроводность. Подставив значения для большого детектора l = 30 см, $\alpha = 8.4 \cdot 10^{-5}$ м²/с получим время установления температуры порядка двух минут. Для дискриминатора, выполненного из ситалла, l = 10 см, $\alpha = 5.3 \cdot 10^{-7}$ м²/с время установления температуры более получаса. Следовательно, можно сделать вывод о том, что большие времена установления теплового равновесия (рабочих точек) в обоих каналах (десятки и даже сотни часов) обусловлены, во-первых, очень малым теплообменом обоих детекторов с окружающей средой, а, во-вторых, низким коэффициентом температуропроводности ситалла. Теплообмен осуществляется в основном за счет излучения и теплопроводности остаточных газов. Методы расчета можно найти, например, в [14]. При достаточно высоком вакууме ($\sim 10^{-5}$ торр), когда длина свободного пробега молекул остаточных газов значительно превышает расстояние от стенки камеры до внешней поверхности детектора, теплообмен остаточными газами становится пренебрежимо мал в сравнении с передачей тепла излучением. Поток излучения между двумя поверхностями, имеющими температуру T_2 и T_1 определяется как

$$\frac{dQ}{dt} = \varepsilon_n \sigma A_1 \left(T_2^4 - T_1^4 \right).$$

Здесь dQ = cmdT — изменение внутренней энергии при изменении температуры на dT, c —

удельная теплоемкость материала детектора, m — масса детектора, σ — постоянная Стефана—Больцмана, A_1 — площадь поверхности детектора, ε_n — приведенная степень черноты. Решая обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка с граничным условием $T=T_0$ при t=0, получим время установления температуры

$$\tau = \frac{cm\left(\frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_0^3}\right)}{3\varepsilon_{0}\sigma A_{1}}.$$

Изменение температуры основного детектора массой $m=2000~\rm Kr$ с площадью боковой поверхности $8.8~\rm m^2$ на один градус от $300~\rm до$ $301~\rm K$ составляет порядка $13~\rm u$, если принять приведенную степень черноты равной 0.01.

Экспериментально было найдено, что время полной тепловой релаксации установки от включения подогрева помещений до достижения стабильного температурного режима составляет 700 ч (примерно один месяц). Такие времена обусловлены, по-видимому, гораздо более медленной релаксацией в опорном детекторе.

На стабильность удержания рабочей точки в режиме полного захвата может влиять также изменение показателя преломления вследствие ухудшения вакуума.

Для экспериментальной проверки этой гипотезы нами был проведен эксперимент по откачке камеры опорного резонатора с одновременным наблюдением сигналов удержания рабочих точек. Результаты представлены на рис. 4.

Полученные данные показывают, что рабочие точки в каждом канале смещались в одном направлении (в сторону повышения температуры) независимо от того, улучшался или ухудшался вакуум в камере опорного резонатора. Это обусловлено присутствием человека (оператора, производившего откачку) рядом с установкой. Действительно, процесс температурных изменений на рис. 4 начался с появлением в лаборатории ОГРАН оператора примерно на 30 мин записи. Ход кривых развернулся вместе с отъездом оператора (на дежурном электропоезде на 220 мин, его всплески видны на красной кривой). Влияние вакуума все же слабо заметно в районе точки "Start pumping" в виде небольшой изрезанности кривой второго канала. Перескоки кривых обоих каналов в точках "open shiber" и "close shiber" связаны со срывом и переустановкой режима полного захвата вследствие механического воздействия на вакуумную камеру при открывании и закрывании задвижки shiber.

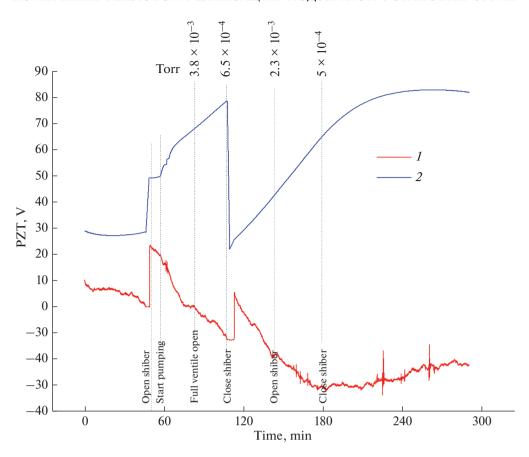


Рис. 4. Зависимость управляющих напряжений в обоих каналах установки ОГРАН от времени при изменении вакуума в камере опорного резонатора.

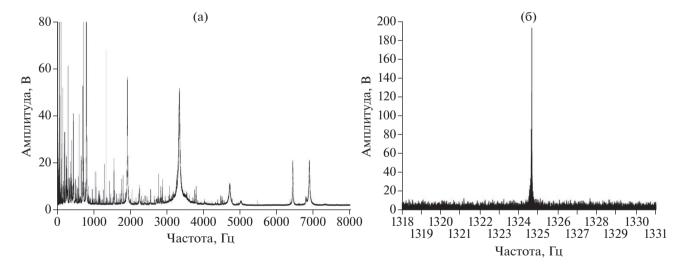


Рис. 5. Частотный спектр сигнала установки ОГРАН (а) и тепловой пик с высоким разрешением (б).

4. ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВОГО ПИКА

Частотный спектр ОГРАН представлен на рис. 5а со спектральным разрешением 0.001 Гц. Резонансный пик ОГРАН на частое 1324.6 Гц. Самый высокодобротный пик на частоте порядка

800 Гц соответствует колебаниям изгибной моды детектора — алюминиевой болванки, подвешенной горизонтально в стальной петле, охватывающей болванку в ее средней части. Низкодобротные пики в районе 2 и 3 кГц соответствуют частотам среза в петлях обратных связей. Резонансный пик

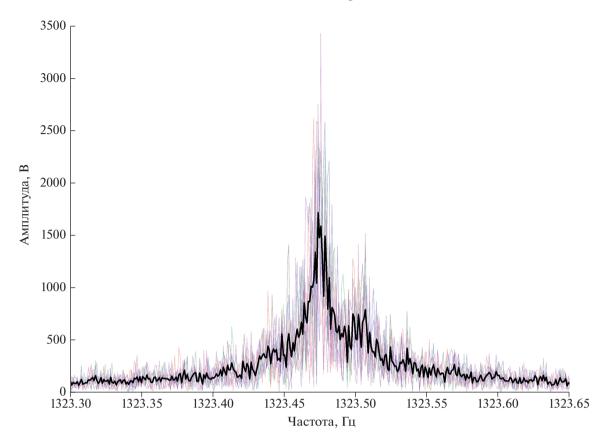


Рис. 6. Частотные спектры окрестностей теплового пика в непрерывных 1024 с интервалах измерений с выделением их суммарного спектра, нормированного на длину выборки.

с высоким разрешением показан на рис. 5б. Отношение сигнала к шуму в данном измерении порядка 30 (при лучшей настройке достигает 60). Ширина резонансного пика составляет 0.002 Гц. Для его качественного спектрального разрешения необходимо накапливать сигнал не менее 1000 с, при этом в спектре в полосу резонансного пика попадут три точки дискретизации.

Резонансный пик установки ОГРАН является отражением тепловых (броуновских) флуктуаций акустического детектора (болванки). Спектральную плотность этого процесса можно было бы получить в результате измерений на большом (в идеале бесконечном) интервале времени. На практике каждая измеряемая реализация случайного процесса задана лишь на конечном интервале. Спектры таких усеченных реализаций, называемые периодограммами, являются случайными отражениями спектральной плотности [15]. Истинное значение спектральной плотности получается сложением (усреднением) многих периодограмм (или увеличением времени измерения). На рис. 6 приведены частотные спектры в окрестности теплового пика на последовательных временных интервалах (1024 с). Темным цветом выделен суммарный спектр, усредненный по ансамблю и нормированный на длину выборки.

Положение теплового пика в стабилизированном тепловом режиме меняется от выборки к выборке случайным образом. На рис. 7 представлены результаты измерения центральной частоты теплового пика на последовательных 1024-секундных выборках.

Статистика измерения максимума теплового пика представлена на рис. 8. Гистограмма хорошо аппроксимируется гауссовой кривой.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установка ОГРАН запущена в режим долговременных непрерывных наблюдений. Первые эксперименты обнаружили первостепенную важность обеспечения стабильного теплового фона в прилегающих помещениях, а также незначительное влияние вариаций вакуума в камерах. детектора и дискриминатора Скорость релаксации температуры внутри обоих ФП резонаторов при изменении внешнего температурного фона составляет порядка 700 ч.

Спектральные измерения теплового пика показали, что для его качественного воспроизве-

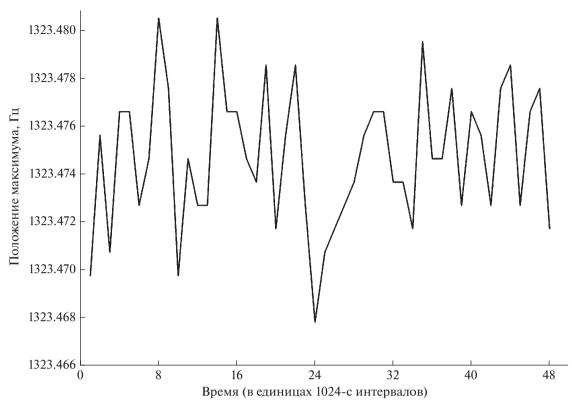


Рис. 7. Временной характер смещения максимума теплового пика на периодограммах в 14-часовом интервале измерений. Временное окно Фурье-спектра - 1024 с.

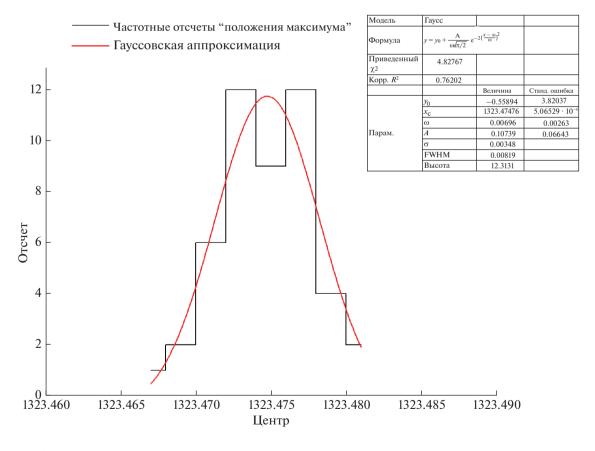


Рис. 8. Статистика смещений максимума теплового пика периодограмм в 14-часовом интервале измерений.

дения необходимо накапливать сигнал не менее 1000 с, чтобы в его полосу 0.002 Гц попало несколько точек оцифрованного спектра. Каждое отдельное измерение спектра подчиняется статистике случайных наблюдаемых. Увеличение длины выборки лишь улучшает качество отдельного спектра, но не влияет на истинное положение максимума теплового пика.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят академиков С.Н. Багаева и А.М. Черепащука за внимание к работе.

Работа была поддержана грантом РФФИ 19-29-11010

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Abbott B.P., Abbott R., Abbott T.D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. P. 161101.
- 2. Lipunov V.M. et al. // Astrophys. J. 2017. V. 850. P. L1.
- Mayle R., Wilson J.R., Schramm D.N. // Astrophys J. 1987. V. 318. P. 288.
- 4. Bagaev S.N., Bezrukov L.B., Kvashnin N.L. et al. // Rev. Sci. Instrum. 2014. V. 85. P. 114.

- 5. Rudenko V.N. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 830.
- Rudenko V.N., Kvashnin N.L., Lugovoi A.A. et al. // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. No. 12. P. 1682–1690.
- Novoseltsev Yu.F. et al. // J. Exp. Theor. Phys. 2017.
 V. 125. P. 73.
- Rudenko V.N., Gavrilyuk Yu.M., Gusev A.V. et al. // Int. J. Mod. Phys. A. 2020. V. 35. P. 2040007. https://doi.org/10.1142/S0217751X20400072
- Dimmelmeier H. et al. // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 064056.
- 10. Melson T. et al. // Astrophys. J. 2015. V. 808. P. L42.
- Bisnovatyi-Kogan G.S., Moiseenko S.G. // Phys. Usp. 2017. V. 60. P. 843.
- 12. Drever R.W.P. et al. // Appl. Phys. 1983. V. 31. P. 97.
- 13. *Будак Б.М., Самарский А.А., Тихонов А.Н.* Сборник задач по математической физике. 1979. Москва: Наука.
- 14. *Малков М.П., Данилов И.Б., Зельдович А.Г., Фрад-ков А.Б.* Справочник по физико-техническим основам криогеники (под ред. Малкова М.П., 3-е изд., перераб. и доп.). 1985. Москва: Энергоатомиздат.
- 15. *Шахтарин Б.И., Ковригин В.А.* Методы спектрального оценивания случайных процессов. 2011. Москва: Горячая линия Телеком.

Measurements of Thermal Relaxation of the OGRAN Underground Setup

Y. M. Gavrilyuk^{1, 2, *}, A. V. Gusev¹, N. L. Kvashnin³, A. A. Lugovoy¹, S. I. Oreshkin¹, S. M. Popov¹, V. N. Rudenko¹, V. V. Semenov¹, and I. A. Syrovatsky¹

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119991 Russia ²Baksan Neutrino Observatory, Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117312 Russia ³Institute of Laser Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, 630090 Russia *e-mail: sioresh@yahoo.com

Received November 2, 2021; revised December 23, 2021; accepted January 20, 2022

An upgraded version of the OGRAN—combined optical-acoustic gravitational wave detector has been investigated in a long-term operation mode. This installation, located at the Baksan Neutrino Observatory (BNO), INR RAS, is designed to work under the program for detecting collapsing stars in parallel with the neutrino detector—Baksan Underground Scintillation Telescope (BUST). Such joint search corresponds to the modern trend for a development of "multichannel astronomy". In this work the effects of thermal relaxation OGRAN are experimentally investigated using passive and active thermal stabilization systems in the underground laboratory BNO PK-14.

Keywords: gravitational wave, gravitational detectors, multi-message astronomy