

СОДЕРЖАНИЕ

Том 85, номер 6, 2022

ЯДРА

Эксперимент

- Измерение сечений реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ при облучении мишени из ThO_2 ядрами ^4He
М. Н. Герман, В. А. Загрядский, А. В. Курочкин, К. А. Маковеева, Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, А. А. Смирнов, В. Н. Унежев 383
- Определение потока нейтронов при облучении бериллиевой мишени протонами с энергией 21.3 МэВ
Ю. Е. Титаренко, В. Ф. Батяев, В. Ю. Бландинский, В. М. Живун, М. А. Жигулина, А. А. Ковалишин, Т. В. Кулевой, Б. В. Кутеев, В. О. Легостаев, С. В. Малиновский, К. В. Павлов, В. И. Рогов, А. Ю. Титаренко, Р. С. Халиков, В. С. Столбунов, Н. А. Коваленко, А. Р. Мороз, С. В. Григорьев, К. А. Павлов 388
- Перспективы поиска нестабильных состояний в релятивистской фрагментации ядер
Д. А. Артеменков, В. Браднова, О. Н. Кашанская, Н. В. Кондратьева, Н. К. Корнегруца, Э. Мицова, Н. Г. Пересадыко, В. В. Русакова, Р. Станоева, А. А. Зайцев, И. Г. Зарубина, П. И. Зарубин 397
- Теория**
- Взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами молибдена 98 и 100
Ю. С. Лютостанский, Н. А. Белогорцева, Г. А. Коротеев, А. Ю. Лютостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов 409
- Прохождение нейтронов через осциллирующий вдоль пучка образец
Ф. С. Джепаров, Д. В. Львов, А. И. Франк 419
- Коллективные состояния переменной четности тяжелых неаксиальных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями
М. С. Надирбеков, С. Н. Кудиратов, О. А. Бозаров 425

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Проект СФЕРА-3 для изучения состава первичных космических лучей в области 1–1000 ПэВ
Д. В. Чернов, К. Ж. Азра, Е. А. Бонвеч, В. И. Галкин, В. А. Иванов, В. С. Латыпова, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова 435
- Природные потоки тепловых нейтронов и геофизика
Ю. В. Стенькин 448
- Геонейтрино и электрическое поле Земли
Л. Б. Безруков, И. С. Карпиков, А. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синев 454
- Жидкие органические сцинтилляторы для регистрации редких событий, методы очистки от U, Th и K
Е. П. Веретенкин, В. Н. Гаврин, Б. А. Комаров, Ю. П. Козлова, А. Д. Луканов, В. П. Моргалюк, А. М. Немерюк, Г. Я. Новикова 459
- Мультиканодный счетчик как детектор скрытых фотонов
А. В. Копылов, И. В. Орехов, В. В. Петухов 468

Методология применения глубоких нейронных сетей в поиске “новой физики” на коллайдерах и статистическая интерпретация ожидаемых результатов

*Э. Э. Абасов, М. И. Белоброва, П. В. Волков, Г. А. Воротников, Л. В. Дудко,
А. Д. Заборенко, М. А. Перфилов, Е. С. Сивакова*

477

Теория

Глюонная функция Сиверса в односпиновых поперечных асимметриях прямых фотонов на коллайдере NICA

В. А. Салеев, А. В. Шипилова

490

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ И $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МИШЕНИ ИЗ ThO_2 ЯДРАМИ ^4He

© 2022 г. М. Н. Герман¹⁾, В. А. Загрядский¹⁾, А. В. Курочкин¹⁾, К. А. Маковеева^{1)*},
 Т. Ю. Маламут¹⁾, В. И. Новиков¹⁾, А. А. Смирнов¹⁾, В. Н. Унежев¹⁾

Поступила в редакцию 02.06.2022 г.; после доработки 02.06.2022 г.; принята к публикации 02.06.2022 г.

В настоящее время радиоизотоп ^{230}U рассматривается в качестве одного из наиболее перспективных α -эмиттеров для применения в иммунотерапии. В работе с целью уточнения ядерных данных и для оценки эффективности наработки ^{230}U впервые измерены сечения реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, а также сечения сопутствующих реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ в диапазоне энергий ядер ^4He 30–62 МэВ. Для измерения сечений реакции была использована активационная методика. Экспериментальные сечения сопоставлялись с данными библиотеки TENDL-2021. На основании полученных результатов сделан вывод, что реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ не позволяют обеспечить эффективную наработку ^{230}U на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” и, соответственно, не могут рассматриваться в качестве альтернативы реакциям на протонах и дейтронах для получения ^{230}U .

DOI: 10.31857/S0044002722060071

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время радиоизотоп ^{230}U рассматривается в качестве одного из наиболее перспективных α -эмиттеров для применения в иммунотерапии [1–3]. Радиоизотоп ^{230}U ($T_{1/2} = 20.8$ сут) распадается каскадом из пяти α -распадов (до долгоживущего ^{210}Pb) по цепочке: $^{230}\text{U}(T_{1/2} = 20.8 \text{ сут}) \rightarrow ^{226}\text{Th}(T_{1/2} = 30.9 \text{ мин}) \rightarrow ^{222}\text{Ra}(T_{1/2} = 38 \text{ с}) \rightarrow ^{218}\text{Rn}(T_{1/2} = 0.035 \text{ с}) \rightarrow ^{214}\text{Po}(T_{1/2} = 1.6 \times 10^{-4} \text{ с}) \rightarrow ^{210}\text{Pb}(T_{1/2} = 22.3 \text{ г.})$. На циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” ^{230}U может быть получен несколькими методами: путем облучения природного тория протонами или дейтронами с образованием ^{230}Pa и последующим его распадом в ^{230}U , а также по реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ и одновременно по прямой реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$. Поскольку ^{230}Pa распадается в ^{230}U с очень маленьким выходом 7.8% [4], логично допустить, что вклад в наработку ^{230}U прямой реакции мог бы быть весомым. Экспериментальные данные о сечениях указанных реакций в литературе отсутствуют. Рассчитанное по программе ALISA сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, приведенное

в [5], многократно превышает данные библиотеки TENDL-2021 [6]. Вместе с тем в [3] делается оптимистичный прогноз производства ^{230}U по реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ на основе данных [5]. С целью уточнения ядерных данных для оценки эффективности наработки ^{230}U в настоящей работе впервые измерены сечения реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, а также сечения сопутствующих реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ в диапазоне энергий ядер ^4He 30–62 МэВ. Экспериментальные сечения реакций сопоставлялись с данными библиотеки TENDL-2021.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Для измерения сечений реакций в работе была использована активационная методика. Мишени из порошка оксида тория, нанесенного методом седиментации (осаждения) [7] на подложки из алюминия, облучали ядрами ^4He с энергией 63 МэВ на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт”. После облучения и выдержки в мишенях измеряли активности радиоизотопов ^{230}Pa , ^{232}Pa и ^{233}Pa . Активность ^{230}U измеряли после радиохимического выделения ^{230}U из мишеней. По измеренным активностям из уравнения активации определяли сечения реакций.

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: makoveeva_ka@nrcki.ru

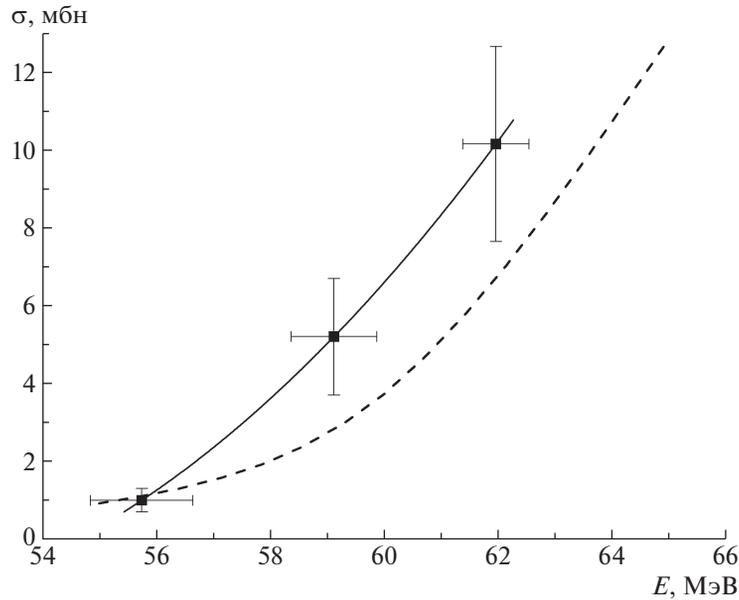


Рис. 1. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$. Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2021, сплошная — эксперимент.

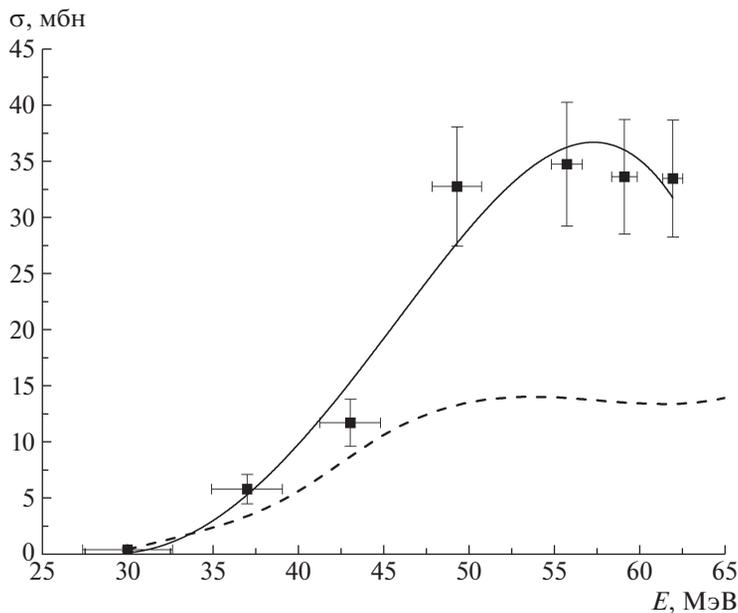


Рис. 2. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$. Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2021, сплошная — эксперимент.

Метод седиментации позволил получить механически устойчивые и визуально равномерные по толщине слои оксида тория с толщинами 12–15 мг/см². Диаметр нанесенного пятна составлял 20 мм. Мишени не изменяли свой первоначальный вид после облучения пучком заряженных частиц.

Мишени на подложках в количестве семи штук собирали в единую стопку. Между мишенями в стопке размещали замедлители заряженных частиц в виде алюминиевых фольг. Стопку устанавливали в мишенную камеру циклотрона и облучали пучком

ядер ^4He . Энергия ядер ^4He задавалась параметрами циклотрона и составляла 63 ± 1 МэВ. Облучение проводили при среднем токе 0.1 мкА до достижения величины суммарного заряда ~ 0.3 мкА ч. Интегральный поток ядер ^4He , падающих на мишень, определяли с помощью интегратора тока. Суммарная толщина мишеней на подложках и замедлителей обеспечивала торможение ядер ^4He в стопке со стартовых 63 до 30 МэВ. Соответствие энергии ядер ^4He положению конкретной мишени в

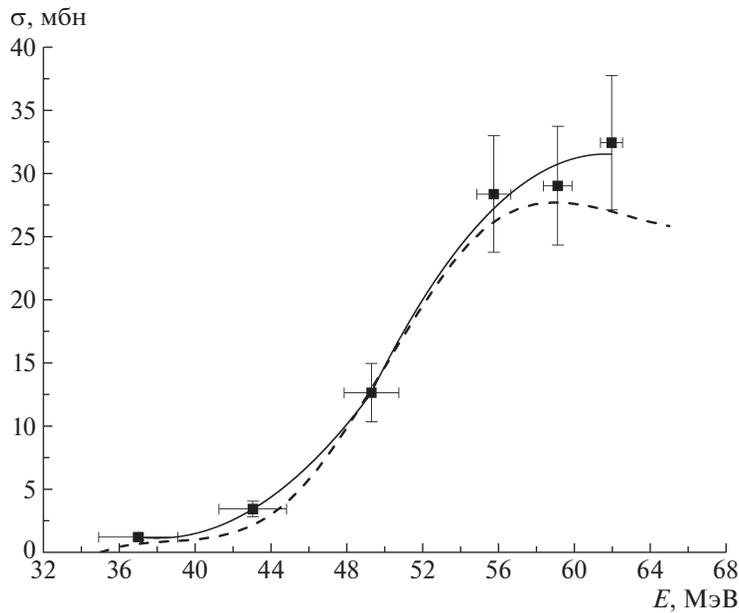


Рис. 3. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2p + p2n)^{233}\text{Pa}$. Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2021, сплошная — эксперимент.

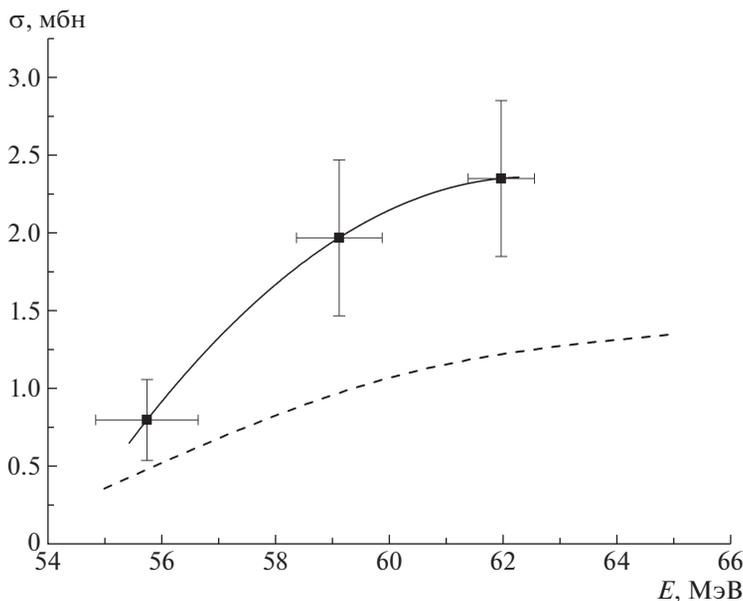


Рис. 4. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$. Кривые: штрихпунктирная — TENDL-2021, сплошная — эксперимент.

стопке и, следовательно, ее активности определяли по программе SRIM [8].

После облучения и выдержки определяли активности радиоизотопов протактиния в мишенях по пикам полного поглощения γ -квантов: ^{230}Pa по линии $E_\gamma = 918.5$ кэВ ($K_\gamma = 8.3\%$) [4], ^{232}Pa по линии $E_\gamma = 969.315$ кэВ ($K_\gamma = 42.3\%$) [9], ^{233}Pa по линии $E_\gamma = 311.9$ кэВ ($K_\gamma = 38.2\%$) [10]. В связи с тем, что ^{230}U не имеет интенсивных гамма-

линий, активность ^{230}U определяли по активности дочернего короткоживущего радионуклида, находящегося с ним в равновесии. Так как у дочернего ^{226}Th единственная относительно интенсивная гамма-линия $E_\gamma = 111.12$ кэВ ($K_\gamma = 3.29\%$) [11] практически совпадает с гамма-линией $E_\gamma = 111.486$ кэВ ($K_\gamma = 2.57\%$) [12] сопутствующего ^{231}U ($T_{1/2} = 4.2$ сут), активность ^{230}U определяли по активности следующего в цепочке распада ^{222}Ra

Таблица 1. Сечения реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, x)$, мбн

E , МэВ	$^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$	$^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$	$^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$	$^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$
62.0	33.4 ± 5.2	32.4 ± 5.3	10.2 ± 2.5	2.4 ± 0.5
59.1	33.6 ± 5.1	29.0 ± 4.7	5.2 ± 1.5	2.0 ± 0.5
55.8	34.7 ± 5.5	28.4 ± 4.6	1.0 ± 0.3	0.80 ± 0.26
49.3	32.7 ± 5.3	12.7 ± 2.3	—	—
43.1	11.7 ± 2.1	3.5 ± 0.6	—	—
37.0	5.8 ± 1.3	1.3 ± 0.2	—	—
30.0	0.44 ± 0.16	—	—	—

по линии $E_\gamma = 324.31$ кэВ ($K_\gamma = 2.77\%$) [13]. Для повышения чувствительности регистрации ^{222}Ra мишени после ~ 7 сут выдержки перерабатывали в соответствии с радиохимической методикой, основанной на использовании экстракционно-хроматографической смолы TEVA-resin [14], позволяющей разделить фракции тория, протактиния и урана. В качестве индикатора протактиния использовали ^{233}Pa ($E_\gamma = 311.9$ кэВ, $K_\gamma = 38.2\%$) [10], в качестве индикатора урана ^{231}U ($E_\gamma = 84.23$ кэВ, $K_\gamma = 7.3\%$) [12]. В результате переработки мишеней во фракции тория не было обнаружено следов урана и протактиния, а во фракции урана следов протактиния. Активность ^{230}U определяли по активности ^{222}Ra , измеренной во фракции урана после радиохимической переработки мишеней. Для определения доли активности ^{230}U , нарабатанной в прямой реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, из измеренной активности вычитали вклад активности ^{230}U , накопленной в результате распада, нарабатанного в мишени ^{230}Pa по реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$. Измерения активности проводили с помощью гамма-спектрометра с детектором из сверхчистого германия ORTEC GEM (США). Мишени и образцы фракций элюата с ^{230}U после радиохимического разделения устанавливали на расстоянии 6–40 см над поверхностью детектора в зависимости от загрузки спектрометра. “Мертвое” время при измерениях не превышало 5%. Энергетическую зависимость эффективности регистрации γ -квантов детектором определяли экспериментально с помощью образцовых спектрометрических гамма-источников из комплекта ОСГИ. Сечения реакций определяли по формуле (1):

$$\sigma = \frac{A}{(1 - \exp^{-\lambda T}) NF}. \quad (1)$$

Здесь σ — сечение реакции (см^2); A — активность радиоизотопа в мишени, приведенная к концу об-

лучения (Бк); λ — постоянная распада (с^{-1}); T — время облучения (с); N — количество ядер ^{232}Th ; F — поток ядер ^4He ($\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$).

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 приведены экспериментальные значения сечений реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ в области энергий ядер ^4He 30–62 МэВ.

На рис. 1–4 представлены экспериментальные значения сечений реакций в сравнении с данными из библиотеки TENDL-2021. Погрешности экспериментальных сечений реакций находятся в пределах 15–36% при доверительной вероятности 68%. Составляющими погрешности являлись погрешность определения эффективности детектора, погрешность определения площадей пиков полного поглощения гамма-квантов в аппаратурных спектрах, погрешность использованных для определения активностей квантовых выходов. Показанные на графиках погрешности энергии ядер ^4He в точках измерения сечений определяли по программе SRIM исходя из разброса ± 1 МэВ стартовой энергии ядер ^4He , задаваемой параметрами циклотрона.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе в широком диапазоне энергий ядер ^4He впервые получены экспериментальные значения сечений реакций $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ в области энергий ядер ^4He 30–62 МэВ. Измеренные сечения сопоставляли с данными из библиотеки TENDL-2021.

Экспериментальное сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$ при 55.8 МэВ совпадает с данными библиотеки TENDL-2021, в области выше 55.8 МэВ

данные библиотеки близки к нижней границе экспериментальной погрешности. Экспериментальные значения сечения реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$ в пределах экспериментальных погрешностей совпадают с данными TENDL-2021. Сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ в области энергий 30–40 МэВ совпадает с данными TENDL-2021, при энергиях 40–62 МэВ эксперимент превышает расчетные значения, а в области энергий 50–62 МэВ превышение достигает 3 раз. Экспериментальное сечение реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ примерно в 2 раза выше расчетных значений.

В эксперименте не получено подтверждение приведенного в [5] высокого значения (~ 1000 мбн при $E_\alpha = 57$ МэВ) сечения реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, и, следовательно, оптимистичный прогноз возможности наработки ^{230}U по реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, сделанный в [3] на основании данных [5], не оправдан. Из приведенных в табл. 1 результатов следует, что реакции $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ и $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ не позволяют обеспечить эффективную наработку ^{230}U на циклотроне У-150 НИЦ “Курчатовский институт” и, соответственно, не могут рассматриваться в качестве альтернативы реакциям на протонах и дейтронах для получения ^{230}U .

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2751 от 28.10.2021.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. T. Friend, T. Mastren, T. G. Parker, C. E. Vermeulen, M. Brugh, E. R. Birnbaum, F. M. Nortier, and

M. E. Fassbender, Appl. Radiat. Isot. **156**, 108973 (2020).
 2. A. Morgenstern, O. Lebeda, J. Stursa, R. Capote, M. Sin, F. Bruchertseifer, B. Zielinska, and C. Apostolidis, Phys. Rev. **80**, 054612 (2009).
 3. Z. B. Alfassi, M. Bonardi, F. Groppi, and E. Menapace, J. Radioanalyt. Nucl. Chem. **270**, 483 (2006).
 4. E. Browne and J. K. Tuli, Nucl. Data Sheets **113**, 2113 (2012).
 5. A. Morgenstern, C. Apostolidis, R. Molinet, and K. Luetzenkirchen, Patent USA, Pub. № US 2010/0189642 A1, Jul. 29, 2010.
 6. A. J. Koning, D. Rochman, J.-Ch. Sublet, N. Dzysiuik, M. Fleming, and S. van der Marck, Nucl. Data Sheets **155**, 1 (2019).
 7. М. Н. Герман, В. А. Загрядский, А. В. Курочкин, К. А. Маковеева, Т. Ю. Маламут, В. И. Новиков, И. И. Скобелин, В. Н. Унежев, ЯФ **85**, 14 (2022) [Phys. At. Nucl. **85**, 12 (2022)].
 8. J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1818 (2010).
 9. E. Browne, Nucl. Data Sheets **107**, 2579 (2006).
 10. B. Singh, J. K. Tuli, and E. Browne, Nucl. Data Sheets **170**, 499 (2020).
 11. S. Singh, A. K. Jain, and J. K. Tuli, Nucl. Data Sheets **112**, 2851 (2011).
 12. E. Browne and J. K. Tuli, Nucl. Data Sheets **114**, 751 (2013).
 13. B. Singh, M. S. Basunia, M. Martin, E. A. McCutchan, I. Bala, R. Caballero-Folch, R. Canavan, R. Chakrabarti, A. Chekhovska, M. M. Grindler, S. Kaim, D. Kanjilal, D. Kasperovych, M. J. Kobra, H. Koura, S. Nandi, et al., Nucl. Data Sheets **160**, 405 (2019).
 14. A. W. Knight, E. S. Eitrrheim, A. W. Nelson, S. Nelson, and M. K. Schultz, J. Environ. Radioact. **134**, 66 (2014), doi:10.1016/j.jenvrad.2014.02.010

MEASUREMENT OF CROSS-SECTIONS OF $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$, $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ AND $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ REACTIONS BY IRRADIATION OF A ThO_2 TARGET WITH ^4He NUCLEI

M. N. German¹⁾, V. A. Zagryadskiy¹⁾, A. V. Kurochkin¹⁾, K. A. Makoveeva¹⁾, T. Yu. Malamut¹⁾, V. I. Novikov¹⁾, A. A. Smirnov¹⁾, V. N. Unezhev¹⁾

¹⁾NRC “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

At present, the ^{230}U radioisotope is considered as one of the most promising α -emitters for use in immunotherapy. In order to refine the nuclear data and to evaluate the efficiency of ^{230}U production, the cross sections for the reactions $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ and $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$, as well as the cross sections for the accompanying reactions $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p3n)^{232}\text{Pa}$ and $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 2pn + p2n)^{233}\text{Pa}$ in the energy range of ^4He nuclei 30–62 MeV were measured. The activation technique was used to measure the reaction cross sections. The experimental cross sections were compared with the data from the TENDL-2021 library. Based on the obtained results, it was concluded that the reactions $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, p5n)^{230}\text{Pa} \rightarrow ^{230}\text{U}$ and $^{232}\text{Th}(^4\text{He}, 6n)^{230}\text{U}$ do not allow efficiently to produce the ^{230}U at the U-150 cyclotron of the National Research Center “Kurchatov Institute” and, accordingly, cannot be considered as an alternative to reactions on protons and deuterons to produce ^{230}U .

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ БЕРИЛЛИЕВОЙ МИШЕНИ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 21.3 МэВ

© 2022 г. Ю. Е. Титаренко^{1)*}, В. Ф. Батяев¹⁾, В. Ю. Бландинский¹⁾, В. М. Живун¹⁾,
М. А. Жигулина¹⁾, А. А. Ковалишин¹⁾, Т. В. Кулевой¹⁾, Б. В. Кутеев¹⁾, В. О. Легостаев¹⁾,
С. В. Малиновский¹⁾, К. В. Павлов¹⁾, В. И. Рогов¹⁾, А. Ю. Титаренко¹⁾, Р. С. Халиков¹⁾,
В. С. Столбунов¹⁾, Н. А. Коваленко^{1),2)}, А. Р. Мороз²⁾, С. В. Григорьев²⁾, К. А. Павлов²⁾

Поступила в редакцию 08.06.2022 г.; после доработки 08.06.2022 г.; принята к публикации 11.06.2022 г.

Представлены результаты определения плотности потока нейтронов с энергией до 20 МэВ, образовавшихся при облучении Ве толщиной 1.3 мм пучком протонов с энергией 21.3 МэВ. Плотность потока протонов определялась штатными приборами и контролировалась активационным методом с использованием мониторинговых реакций $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$ и $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$, а плотность потока образовавшихся нейтронов определялась с помощью реакций $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$. Спектры протонов и нейтронов в центре экспериментальных образцов рассчитывались по программе RHITS.

DOI: 10.31857/S0044002722060137

1. ВВЕДЕНИЕ

Уникальные свойства нейтронов позволяют использовать их во многих областях исследований от физики и материаловедения до биологии и геологии. К основным таким свойствам, конечно, относятся: электрическая нейтральность, относительно большое время жизни в свободном состоянии, наличие собственного магнитного момента, безвредность нейтронного излучения даже для исследования биологических систем и глубокая проникающая способность нейтронного излучения.

В связи с этим в последнее время все более широкое распространение получают нейтронные методы исследования различного назначения, для которых необходимы соответствующие источники нейтронов. К таким нейтронным источникам относятся источники на основе импульсных линейных ускорителей протонов, в качестве генерирующей мишени в которых может использоваться бериллий, испускающий нейтроны в реакциях типа $^9\text{Be}(p, x)$. Задача, которой посвящена настоящая работа, заключается в определении плотности потока нейтронов в результате облучения Ве-мишени толщиной 1.3 мм протонами с энергией 21.3 МэВ.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема внешнего канала (ВК) линейного ускорителя И-2 НИЦ КИ, выводящего пучок протонов в атмосферу, представлена на рис. 1. Параметры пучка протонов ВПА представлены в табл. 1.

Нейтронопроизводящий модуль (НПМ) расположен в конце внешнего вакуумного канала, по оси пучка протонов на расстоянии 8.5 см от выпускного окна. НПМ включает в себя Ве-мишень диаметром 40 мм и толщиной 1.3 мм, установленную в центре камеры из борированного (5%) полиэтилена (КБП) толщиной 5 см, которая, в свою очередь, окружена свинцовой защитой толщиной также 5 см. Схема камеры и расположение в ней мишени изображены на рис. 2, вид нейтронопроизводящего модуля показан на рис. 3.

Таблица 1. Параметры пучка протонов

Энергия ускоренных протонов	24.6 МэВ
Энергетический разброс частиц	$\pm 0.5\%$
Ток ускоренного пучка в импульсе, до	200 мА
Длительность импульса пучка	2–30 мкс
Средний ток ускоренного пучка, до	5 мкА
Диаметр выпускного окна	85 мм
Частота следования импульсов	0.249 Гц

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: Yury.Titareenko@itep.ru

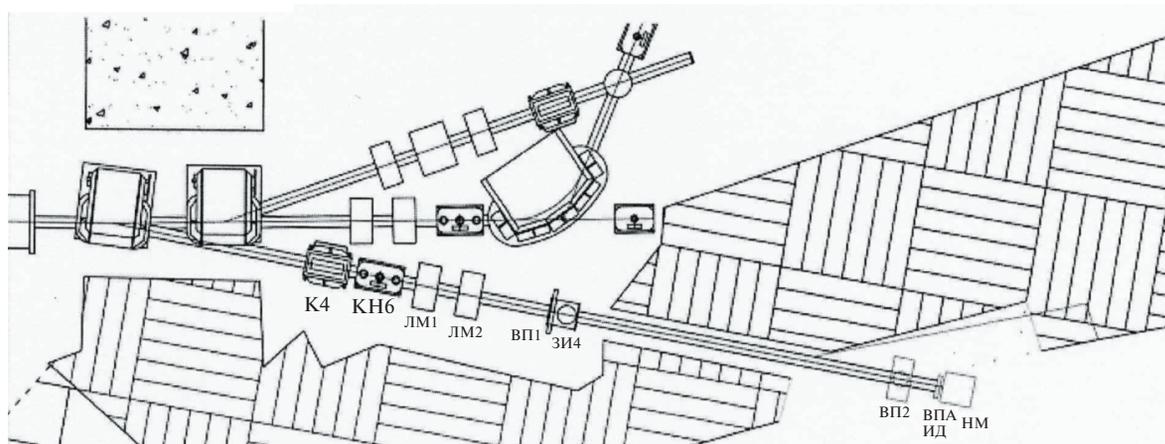


Рис. 1. Схема внешнего канала линейного ускорителя И-2: К4 — электромагнитный корректор; КН6 — камера наблюдения; ЛМ1 — 1-я малая линза; ЛМ2 — 2-я малая линза; ВП1 — вакуумный пост 1 (форвакуумный насос); ЗИ4 — затвор вакуумный; ВП2 — вакуумный пост 2 (высоковакуумный магнетронный насос); ВПА — вывод пучка протонов в атмосферу; ИД — индукционный датчик; НПМ — нейтронопроизводящий модуль.

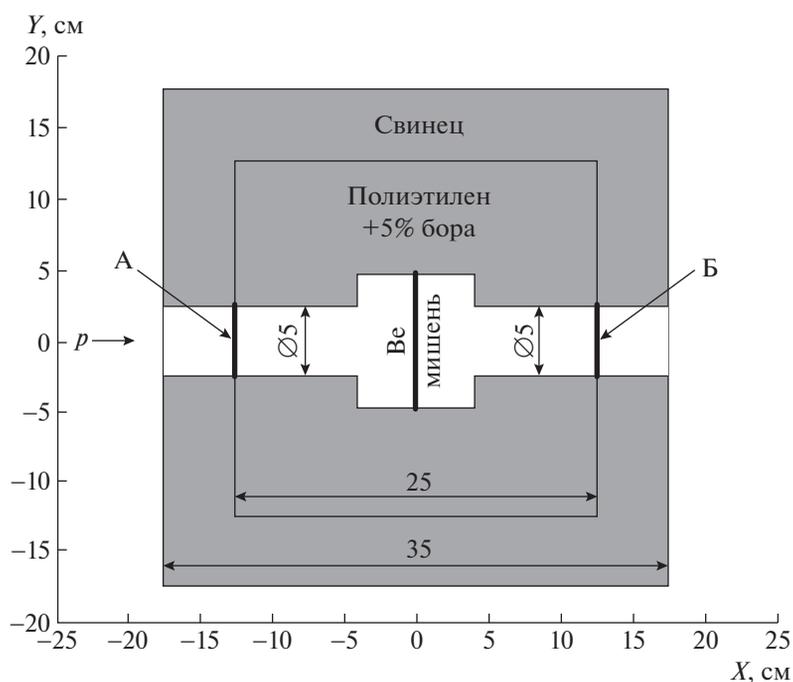


Рис. 2. Чертеж НПМ с Rb-защитой. Буквы А и Б показывают расположение активационных мониторов, параметры которых представлены в табл. 6.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ В СИ-МОНИТОРЕ И СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ РАСПОЛОЖЕНИЯ А1-МИШЕНИ

Активационный Си-монитор диаметром 5 см с помощью липкой ленты помещался во входном отверстии НПМ. При определении энергии протонов в объеме активационного монитора и на входе в Ве-мишень использовались следующие исходные данные:

выпускное окно ВК — А1-фольга толщиной 0.5 мм;

толщина воздушного промежутка от окна ВК до активационного Си-монитора — 85.0 мм;

толщина Си-монитора — 0.1 мм;

толщина воздушного промежутка от Си-монитора до Ве-мишени — 122.5 мм.

Таблицы 2 и 3 показывают результаты вычислений с помощью программы SRIM [1] пробегов

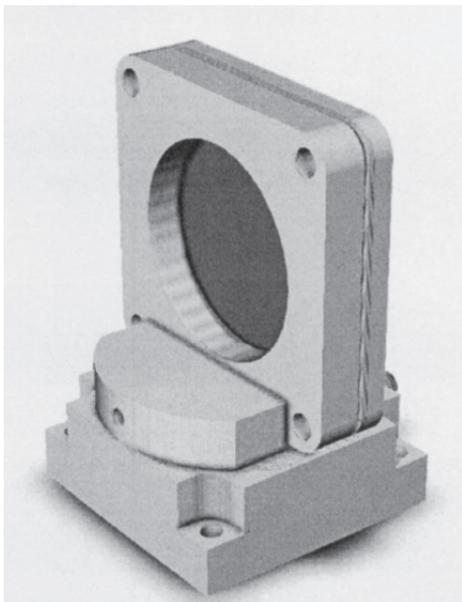


Рис. 3. 3D модель нейтронопроизводящего модуля.

протонов на граничных точках вышеуказанных материалов.

Спектры протонов и нейтронов в Cu- и Al-

Таблица 2. Граничные энергии протонного пучка при выводе из ускорителя И-2 при использовании Cu-мониторa

Номер слоя, i	Энергия протонов на входе в слой E_i , МэВ	Материал слоя	Толщина слоя, мкм	Энергия на выходе из слоя E_i , МэВ
1	24.60	Al	500	22.24
2	22.24	Воздух	85 000	21.96
3	21.96	Cu	100	20.56

Таблица 3. Граничные энергии протонного пучка при выводе из ускорителя И-2 при использовании Al-мониторa

Номер слоя, i	Энергия протонов на входе в слой E_i , МэВ	Материал слоя	Толщина слоя, мкм	Энергия на выходе из слоя E_i , МэВ
1	24.60	Al	500	22.26
2	22.26	Воздух	209 350	21.05
3	21.05	Be	1300	15.48
4	15.48	Воздух	124 350	14.90
5	14.90	Al	138	13.96

мониторах рассчитывались с использованием программы RHITS [2]. Спектр нейтронов от реакции ${}^9\text{Be}(p, x)$ в Al-мониторе представлен на рис. 4. Кроме спектра нейтронов, также рассчитывались скорости реакций ${}^{27}\text{Al}(n, p){}^{27}\text{Mg}$ и ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$, файлы сечений этих реакций были взяты из библиотеки ENDF/B-VIII.0.

В этом случае средние сечения по расчетному спектру нейтронов можно представить в виде

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{E_{\text{пор}}}^{20 \text{ МэВ}} \sigma(E)\Phi(E)dE}{\int_{E_{\text{пор}}}^{20 \text{ МэВ}} \Phi(E)dE}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}$ — значение среднего сечения, усредненного по спектру нейтронов; $\Phi(E)$ — спектр нейтронов, представленный на рис. 4; $\sigma(E)$ — энергетическая зависимость сечения пороговых реакций, представленная на рис. 5 и 6. Для демонстрации динамики сечений при энергиях выше 20 МэВ, для которых информация в библиотеке ENDF/B отсутствует, на рис. 5 и 6 дополнительно представлены сечения из библиотеки TENDL-2019.

Значения средних сечений нейтронных реакций, оцененных по формуле (1), представлены в табл. 4.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗНАЧЕНИЯ СЕЧЕНИЯ МОНИТОРНОЙ РЕАКЦИИ

С использованием базы данных по экспериментально измеренным сечениям различных ядерных реакций EXFOR были составлены компиляции имеющихся данных по реакциям ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$ и ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$ [5], которые представлены на рис. 7 и 8. Таблица 5 содержит результаты оценки сечений мониторинговых реакций при указанных в табл. 2 энергиях протонов.

5. ПАРАМЕТРЫ ОБЛУЧЕНИЙ Cu- И Al-МОНИТОРОВ, ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Облучения Cu- и Al-мониторов состояли из двух сеансов, параметры которых представлены

Таблица 4. Результаты определения сечений ${}^{27}\text{Al}(n, p){}^{27}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$ реакций

Способ оценки	Значение среднего сечения ${}^{27}\text{Al}(n, p){}^{27}\text{Mg}$, мбн	Значение среднего сечения ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$, мбн
RHITS	12.2 ± 1.2	6.8 ± 0.9

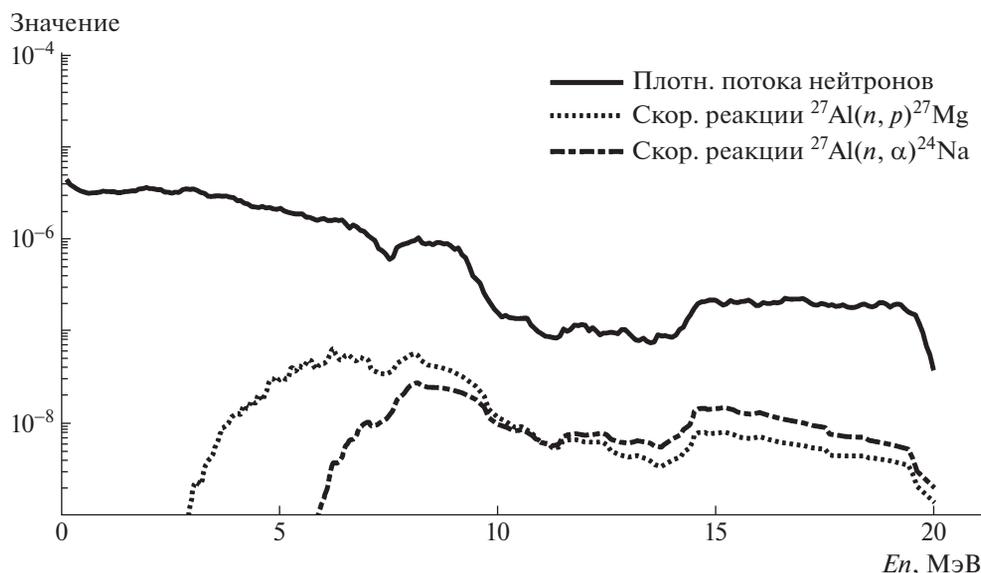


Рис. 4. Результаты моделирования с использованием программы RHITS спектров нейтронов в области расположения Al-монитора и скоростей $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ реакций. Значения плотности потока представлены с размерностью $(n/p/\text{см}^2/\text{МэВ})$, значения скоростей реакций — $(10^{-24}/p/\text{МэВ})$.

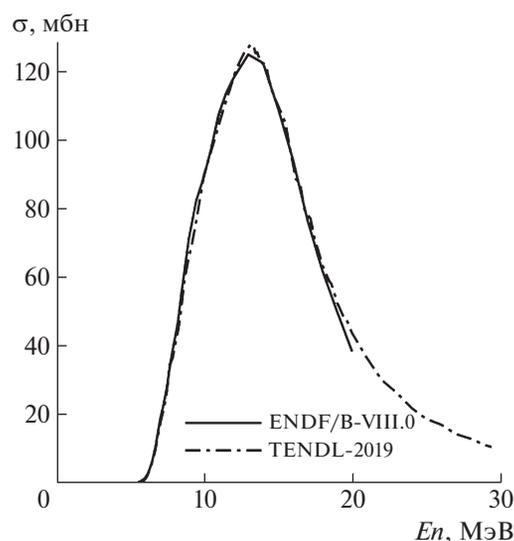


Рис. 5. Файлы сечений реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, представленные в библиотеках ENDF/B-VIII.0 [3] и TENDL-2019 [4].

Таблица 5. Результаты определения сечений $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$, $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$ реакций

Способ оценки	Средняя энергия протонов в Си-мониторе, МэВ	Значение мониторингового сечения $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$, мбн	Значение мониторингового сечения $^{nat}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$, мбн
SRIM	21.3	60.4 ± 5.8	35.8 ± 6.3

в табл. 6. В обоих сеансах диаметры мониторов составляли 50 мм, а длительность сеансов составляла 20 мин при частоте следования протонных импульсов 0.249 Гц (по 400 протонных импульсов в обоих сеансах).

Спектрометры, используемые для измерения облученных Си- и Al-мониторов, представляли собой два идентичных комплекта на базе коаксиальных HPGe-детекторов GC2518 и цифровых блоков DSA 1000.

Для выполнения экспериментов были определены их рабочие характеристики и проведены калибровки эффективности регистрации γ -квантов в

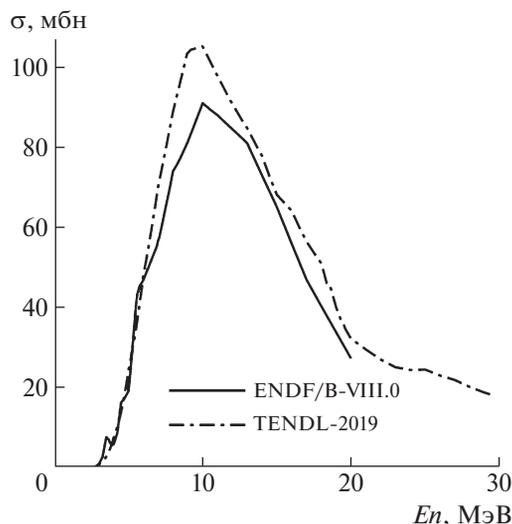


Рис. 6. Файлы сечений реакции $^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$, представленные в библиотеках ENDF/B-VIII.0 и TENDL-2019.

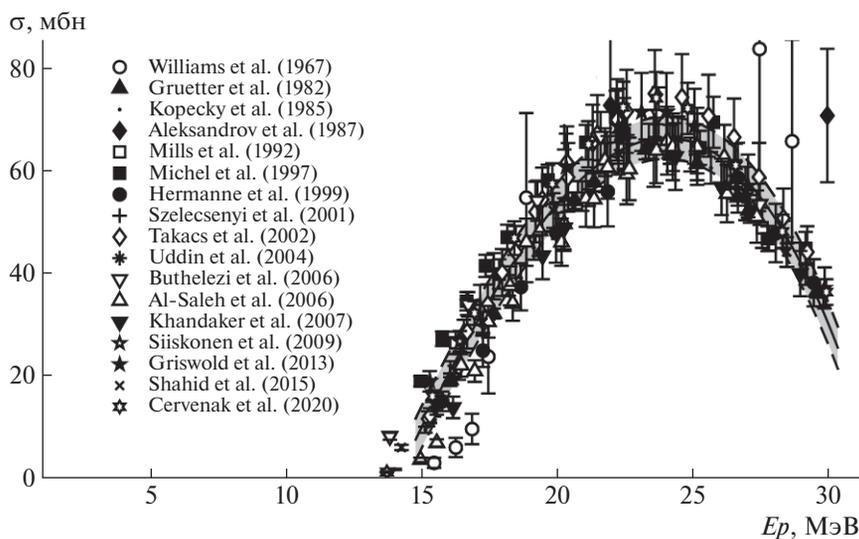


Рис. 7. Компильция базы данных EXFOR экспериментальных работ по измерению сечений мониторинг реакции $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$.

интервале энергий от 0.05 до 3 МэВ в диапазоне расстояний источник–детектор от 40 до 1325 мм. Пример полученной калибровки представлен в [6].

Обработка первичных γ -спектров облученных исследуемых и мониторинговых образцов во всех экспериментах осуществлялась с помощью пакета программ GENIE-2000 [7], обеспечивающего возможность после пакетной обработки применить интерактивную подгонку γ -спектров с заведомо большим количеством неразрешенных мультиплетов. Примеры измеренных γ -спектров представлены на рис. 9 и 10.

С использованием значений сечений мониторинговых реакций $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{62}\text{Zn}$ и $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{63}\text{Zn}$, представленных в табл. 4, плотность потока прото-

Таблица 6. Параметры облучений Cu- и Al-мониторов

№ сеанса	Цели сеанса	Позиция монитора на рис. 2	Материал монитора	Вес монитора, мг
1	Определение плотности потока протонов на входе в НПМ	А	Cu	1731.4
2	Определение плотности потока нейтронов на выходе из НПМ	Б	Al	738.2

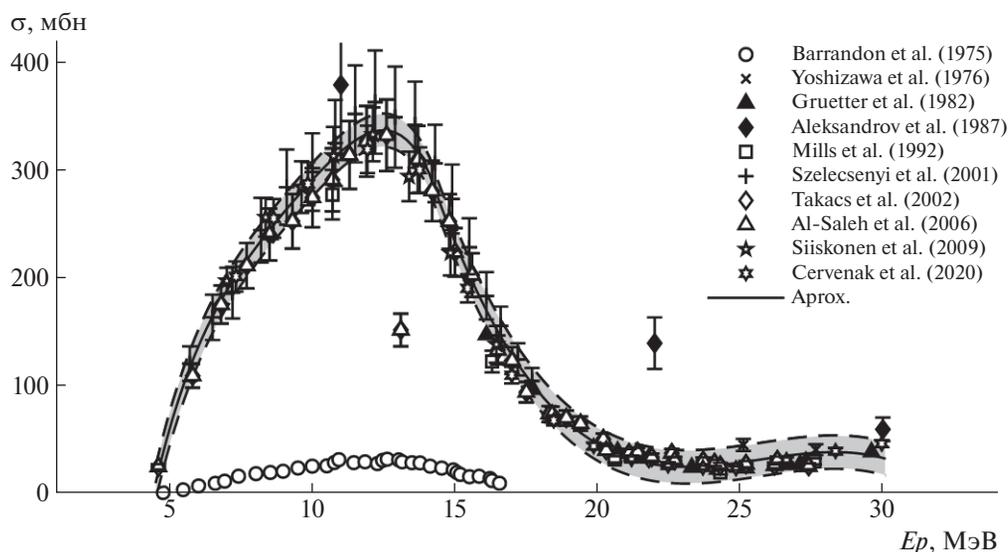


Рис. 8. Компиляция базы данных EXFOR экспериментальных работ по измерению сечений мониторинжной реакции ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$.

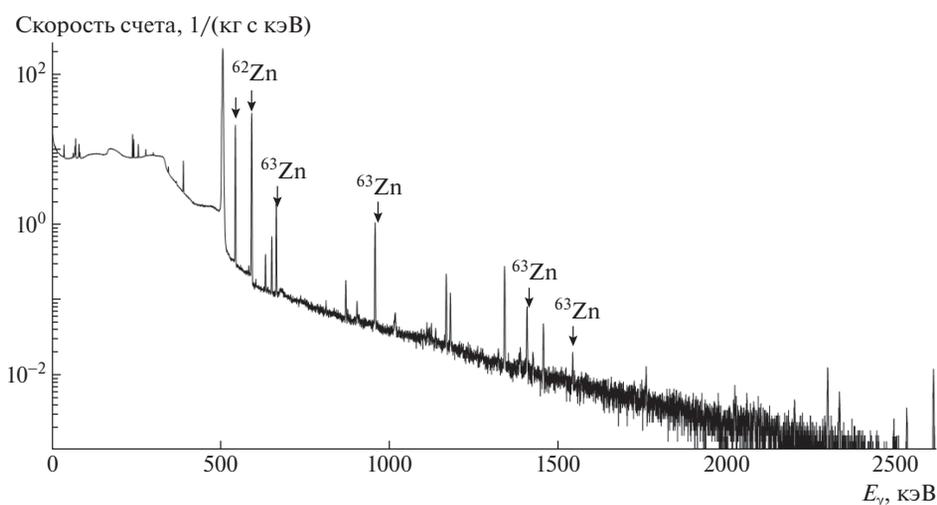


Рис. 9. Спектр гамма-излучения Cu-монитора.

нов и ее погрешность определяются по формулам:

$$\Phi = \frac{RR}{\sigma}, \quad (2)$$

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = \sqrt{\left(\frac{\Delta RR}{RR}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)^2}, \quad (3)$$

где RR — скорость мониторинжной реакции, σ — сечение используемой мониторинжной реакции.

Скорость мониторинжной реакции RR и ее погрешность ΔRR , в свою очередь, определяются с использованием гамма-спектрометра по формулам:

$$RR = \frac{A}{N_{\text{tag}}\eta\varepsilon F}, \quad (4)$$

$$\Delta RR = \sqrt{\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\eta}{\eta}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{\text{tag}}}{N_{\text{tag}}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F}{F}\right)^2} RR, \quad (5)$$

Таблица 7. Ядерно-физические характеристики ^{62}Zn , ^{63}Zn и ^{27}Mg , ^{24}Na

	Энергия γ -квантов, кэВ	Выход γ -квантов на 100 распадов	Период полурас- пада
^{62}Zn	548.35	15.3 ± 1.4	9.193 ч
^{62}Zn	596.56	26 ± 2	9.193 ч
^{63}Zn	669.62	8.2 ± 0.3	38.47 мин
^{63}Zn	962.06	6.5 ± 0.4	38.47 мин
^{27}Mg	843.76	71.80 ± 0.02	9.458 мин
^{27}Mg	1014.52	28.20 ± 0.02	9.458 мин
^{24}Na	1368.63	99.99	14.997 ч

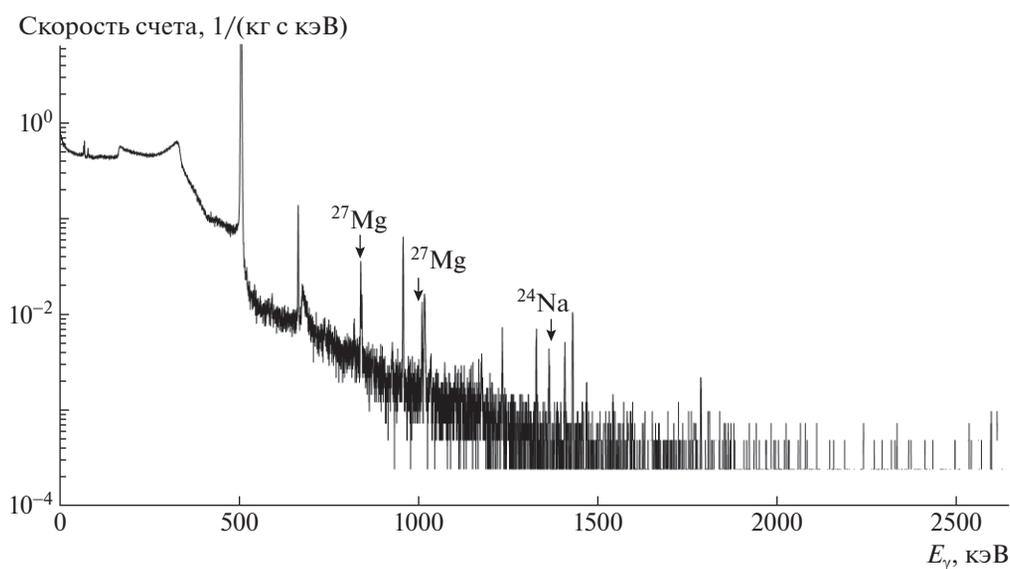


Рис. 10. Спектр гамма-излучения Al-монитора.

где A — скорость счета в пике полного поглощения; N_{tag} — число ядер в мониторе; η — квантовый выход регистрируемых гамма-квантов на один распад продукта мониторинговой реакции; ε — эффективность регистрации спектрометра; F — экспоненциальная функция, учитывающая распад продукта мониторинговой реакции.

Подробное описание процедуры определения скоростей реакции представлено в [6].

Ядерно-физические характеристики продуктов, используемых для расчета потока протонов и нейтронов за все время облучения, представлены в табл. 7 [8].

Итоговые значения скоростей реакций и итоговые значения потоков протонов и нейтронов представлены в табл. 8.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты контроля плотностей потоков протонов и нейтронов с энергией до 20 МэВ позволили определить численное значение плотности потока нейтронов из Ве-мишени с относительной погрешностью $\sim 15\%$. Полученное значение $(7.0 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ нейтронов, вылетающих из НПМ, в нормировке на исходный протон примерно в на треть выше значения, полученного по программе RHITS — (5.4×10^{-4}) .

Таблица 8. Значения измеренных скоростей реакций, плотности потока частиц (протоны и нейтроны) и их погрешности

№ сеанса	Продукт реакции	Энергия γ -излучения, кэВ	$RR_i \pm \Delta RR_i$, 1/с	$\overline{RR} \pm \Delta \overline{RR}$, 1/с	$\Phi_i \pm \Delta \Phi_i$, частиц/см ² с	$\overline{\Phi} \pm \Delta \overline{\Phi}$, частиц/см ² с
Протоны						
1	⁶² Zn	548.35	$(1.44 \pm 0.13) \times 10^{-15}$	$(1.419 \pm 0.086) \times 10^{-15}$	$(2.3 \pm 0.2) \times 10^{10}$	$(2.2 \pm 0.3) \times 10^{10}$
	⁶² Zn	596.56	$(1.41 \pm 0.11) \times 10^{-15}$			
	⁶³ Zn	669.62	$(7.59 \pm 0.34) \times 10^{-16}$	$(7.56 \pm 0.28) \times 10^{-16}$	$(2.1 \pm 0.4) \times 10^{10}$	
	⁶³ Zn	962.06	$(7.49 \pm 0.49) \times 10^{-16}$			
Нейтроны						
2	²⁷ Mg	843.76	$(2.091 \pm 0.091) \times 10^{-19}$	$(2.100 \pm 0.072) \times 10^{-19}$	$(1.6 \pm 0.07) \times 10^7$	$(1.6 \pm 0.05) \times 10^7$
	²⁷ Mg	1014.5	$(2.11 \pm 0.12) \times 10^{-19}$			
	²⁴ Na	1368.6	$(1.463 \pm 0.021) \times 10^{-19}$	$(1.463 \pm 0.021) \times 10^{-19}$	$(2.2 \pm 0.06) \times 10^7$	
Отношение $\overline{\Phi}_n/\overline{\Phi}_p$						$(7.0 \pm 0.6) \times 10^{-4}$

Отметим, что образование ²⁷Mg в Al происходит исключительно под воздействием нейтронов, в то время как ²⁴Na может образовываться как под воздействием нейтронов, так и протонов с энергиями ниже 20 МэВ. Поэтому для вычисления плотности потока нейтронов использовалось значение реакции ²⁷Al(*n*, *p*)²⁷Mg.

В дальнейшем планируется провести работы по измерению спектров нейтронов методом времени пролета. Толщину Ве-мишени предполагается увеличить до 3.0 мм с целью исключения протонов на выходе из НПМ или изготовить комбинированную мишень, состоящую из Ве толщиной 1.3 мм и Cu толщиной ~0.5 мм.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 19-29-02028, а также при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Соглашения № 075-15-2022-830 от 27 мая 2022 г. (продолжение Соглашения № 075-15-2021-1358 от 12 октября 2021 г.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. F. Ziegler, SRIM-2013, <http://www.srim.org/>

- T. Sato, Y. Iwamoto, S. Hashimoto, T. Ogawa, T. Furuta, S. Abe, T. Kai, Pi-En Tsai, N. Matsuda, H. Iwase, N. Shigyo, L. Sihver, and K. Niita, J. Nucl. Sci. Tech. **55**, 684 (2018).
- D. A. Brown, M. B. Chadwick, R. Capote, A. C. Kahler, A. Trkov, M. W. Herman, A. A. Sonzogni, Y. Danon, A. D. Carlson, M. Dunn, D. L. Smith, G. M. Hale, G. Arbanas, R. Arcilla, C. R. Bates, B. Beck, *et al.*, Nucl. Data Sheets **148**, 1 (2018).
- A. J. Koning, D. Rochman, J.-Ch. Sublet, N. Dzysiuk, M. Fleming, and S. van der Marck, Nucl. Data Sheets **155**, 1 (2019).
- Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR), <https://www-nds.iaea.org/exfor/>
- Yu. E. Titarenko, V. F. Batyaev, E. I. Karpikhin, V. M. Zhivun, A. V. Ignatyuk, V. P. Lunev, N. N. Titarenko, Yu. N. Shubin, and V. S. Barashenkov, INDC(CCP)-0447, IAEA (Oct. 2009); <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-ccp-0447.pdf>
- Genie™2000 Gamma Analysis Software, Mirion Technologies (Canberra), Inc.
- Nuclear Structure & Decay Data (NuDat 2.8); <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/nudat2.jsp>

DETERMINATION OF THE NEUTRON FLUX UNDER IRRADIATION OF THE BERYLLIUM TARGET BY PROTONS WITH ENERGY 21.3 MeV

Yu. E. Titarenko¹⁾, V. F. Batyaev¹⁾, V. Yu. Blandinskiy¹⁾, V. M. Zhivun¹⁾, M. A. Zhigulina¹⁾, A. A. Kovalishin¹⁾, T. V. Kulevoy¹⁾, B. V. Kuteev¹⁾, V. O. Legostaev¹⁾, S. V. Malinovskiy¹⁾, K. V. Pavlov¹⁾, V. I. Rogov¹⁾, A. Yu. Titarenko¹⁾, R. S. Khalikov¹⁾, V. S. Stolbunov¹⁾, N. A. Kovalenko^{1),2)}, A. R. Moroz²⁾, S. V. Grigoryev²⁾, K. A. Pavlov²⁾

¹⁾National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾NRC "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

The results of determining the flux density of neutrons with energies up to 20 MeV, which were formed upon irradiation of Be with a thickness of 1.3 mm by a beam of protons with an energy of 21.3 MeV, are presented. The proton flux density was determined by standard instruments and controlled by the activation method using the monitor reactions ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{62}\text{Zn}$ and ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x){}^{63}\text{Zn}$, and the neutron flux density was determined using the reactions ${}^{27}\text{Al}(n, p){}^{27}\text{Mg}$ and ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha){}^{24}\text{Na}$. The spectra of protons and neutrons at the center of the experimental samples were calculated using the PHITS code.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКА НЕСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР

© 2022 г. Д. А. Артеменков¹⁾, В. Браднова¹⁾, О. Н. Кашанская²⁾, Н. В. Кондратьева¹⁾,
Н. К. Корнегруца¹⁾, Э. Мицова^{1),3)}, Н. Г. Пересадько⁴⁾, В. В. Русакова¹⁾,
Р. Станоева^{5),3)}, А. А. Зайцев^{1),4)}*, И. Г. Зарубина¹⁾, П. И. Зарубин^{1),4)}

Поступила в редакцию 22.06.2022 г.; после доработки 22.06.2022 г.; принята к публикации 24.06.2022 г.

Представлены перспективы эксперимента БЕККЕРЕЛЬ, посвященного экспериментальному исследованию в релятивистском подходе проблем физики ядерных кластеров. Используемый метод ядерной эмульсии позволяет полно изучать релятивистские конечные состояния во фрагментации ядер. В фокусе представляемого исследования находится динамика возникновения ядра ${}^8\text{Be}$ и состояния Хойла, а также поиск распадающегося через них 4α -частичного конденсата. В таком контексте представлено развитие анализа облучения ядрами ${}^{84}\text{Kr}$ при 950 МэВ/нуклон. Как продолжение исследования легких ядер представлен статус поиска изобар-аналогового состояния ядра ${}^{13}\text{N}$ во фрагментации ядер ${}^{14}\text{N}$ при 2 ГэВ/нуклон.

DOI: 10.31857/S0044002722060034

1. ВВЕДЕНИЕ

Присутствие в структуре легких ядер квартетов протонов и нейтронов, спаренных по спине, проявляется в интенсивном образовании α -частиц в самых разнообразных ядерных реакциях и распадах [1]. Изучение ансамблей, состоящих из нескольких α -частиц, позволяет выявить роль нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$ и вести поиск их аналогов, начиная с 3α -состояния Хойла (HS). Наиболее ярким образом α -кластеризация выражена в ядре ${}^8\text{Be}$. Энергия распада ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ составляет всего 91.8 кэВ. Его ширина, составляющая 5.57 ± 0.25 эВ, отвечает времени жизни, на 8–9 порядков большему временному масштабу реакции. ${}^8\text{Be}$ является неизменным продуктом распада ${}^9\text{Be}$ и HS. Основное состояние ядра ${}^9\text{Be}$ выше порога ${}^8\text{Be}p$ на 185.1 кэВ, а его ширина, составляющая 0.54 ± 0.21 кэВ, также указывает на него как на долгоживущее состояние.

Состояние HS является вторым возбуждением ядра ${}^{12}\text{C}$ (обзор [2]) при 378 кэВ над 3α -порогом. Обособленность HS в начале спектра возбуждений ${}^{12}\text{C}$ и значение ширины $\Gamma(\text{HS}) = 9.3 \pm 0.9$ эВ делают его 3α -аналогом ${}^8\text{Be}$. Синтез ${}^{12}\text{C}$ в среде красных гигантов возможен через слияние $3\alpha \rightarrow \alpha^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow {}^{12}\text{C} (+2\gamma$ или e^+e^- с вероятностью порядка 10^{-4}). Дальнейший синтез $\alpha^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O}\gamma$ через подходящий по энергии уровень ${}^{16}\text{O}$ запрещен по четности, что определяет относительную распространенность ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ и фактически выживание ${}^{12}\text{C}$ в астрофизических условиях горения гелия. Однако синтез ${}^{16}\text{O}$ возможен в последовательности ${}^{12}\text{C}{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}{}^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow {}^{16}\text{O}{}^8\text{Be}$ [2].

Определяя ключевую роль ${}^8\text{Be}$ и HS в ядерной астрофизике, эти факты позволяют предположить возможность возникновения их более тяжелых аналогов. Не ограничиваясь ролью возбуждения ядра ${}^{12}\text{C}$, HS может проявляться в реакциях и с другими ядрами, что объединяет его, как и ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$, с другими фрагментами. Экзотически большие размеры этих трех объектов (например, в [3]), предсказываемые теоретически, критичны для понимания механизма их генерации и фрагментации в целом. Обладая ядерно-молекулярной структурой, они могут служить родоначальниками собственных ветвей возбуждений и состояний с более сложным составом.

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Беларусь.

³⁾Институт ядерных исследований и ядерной энергии Болгарской АН, София, Болгария.

⁴⁾Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия.

⁵⁾Юго-западный университет “Неофит Рильский”, Благоевград, Болгария.

*E-mail: zaicev@jinr.ru

Возросший интерес к нестабильным состояниям α -частиц мотивирован концепцией α -частичного конденсата Бозе—Эйнштейна (α ВЕС), выдвинутой в начале 2000-х гг. в аналогии с квантовыми газами атомной физики (обзор [3]). Проявлением α ВЕС могут служить возбуждения $n\alpha$ -кратных ядер сразу над порогами связи α -частиц. Сосуществуя с фермионными возбуждениями, они рассматриваются на основе среднего поля бозонного типа, формируемого газом почти идеальных бозонов в S -состоянии при средней плотности в 4 раза ниже обычной. ${}^8\text{Be}$ и HS описываются как состояния 2α и 3α ВЕС, а их распады могут служить сигнатурами более сложных распадов $n\alpha$ ВЕС. Существование более тяжелых аналогов HS может обогатить сценарий нуклеосинтеза на пути к тяжелым ядрам. Предложены экспериментальные подходы к поиску α ВЕС во фрагментации легких ядер, среди которых и представляемый здесь (обзор [4]). В фокусе — состояние 0_6^+ ядра ${}^{16}\text{O}$ при 15.1 МэВ (или 660 кэВ над 4α -порогом), рассматриваемое как 4α -аналог HS с распадом на αHS или $2{}^8\text{Be}$. Рассмотрение $n\alpha$ ВЕС как слабосвязанных нестабильных состояний указывает на новые возможности их поиска с ростом энергии и массовых чисел порождающих ядер. Весьма ценно продемонстрировать на основе релятивистской инвариантности универсальность кандидатов $n\alpha$ ВЕС.

При фрагментации релятивистских ядер ансамбли ядер He и H генерируются в предельно узком конусе. Пороги их детектирования отсутствуют, а потери энергии минимальны. Из-за предельно малой энергии распады ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ и HS должны проявляться как пары и тройки релятивистских фрагментов He и H с наименьшими углами разлета. Согласно ширинам, распады ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ и HS происходят при пробегах от нескольких тысяч (${}^8\text{Be}$ и HS) до нескольких десятков (${}^9\text{B}$) атомных размеров и должны идентифицироваться минимальной инвариантной массой. Ответ на эти вызовы дает метод ядерной эмульсии (ЯЭ), применение которого продолжилось в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ. В слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами, следы фрагментов наблюдаются полностью, а их направления измеряются с наилучшим разрешением. Определение инвариантных масс ансамблей релятивистских фрагментов He и H в приближении сохранения скорости родительского ядра позволяет спроецировать их угловые корреляции на масштаб относительной энергии, начиная с распада ${}^8\text{Be}$. Возможности и статус этих исследований представлены в обзорных публикациях [5–7]. Среди достижений — идентификация ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$, а также состояния Хойла во фрагментации легких ядер, в том числе радиоактивных [6].

В эксперименте БЕККЕРЕЛЬ предложено распространить этот подход на поиск состояний α ВЕС в событиях фрагментации средних и тяжелых ядер. Недавно был обнаружен быстрый рост вклада ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ и HS с ростом числа сопровождающих α -частиц. Объяснение этому эффекту может лежать в картине соединения образовавшихся α -частиц с ростом их плотности в фазовом пространстве [7]. Такой сценарий позволяет предположить возникновение α ВЕС не в результате подходящего возбуждения родительского ядра, а формирования состояний типа α ВЕС последовательным подхватом сопровождающих α -частиц. Тогда α ВЕС может расцениваться как короткоживущее состояние ядерной материи предельно низкой плотности и температуры, не связанное с возбуждением родительского ядра. Отбор событий с высокой множественностью α -частиц может быть использован как усиливающий фактор в статистику событий-кандидатов в α ВЕС. Итак, поиск α ВЕС на основе инвариантной массы ансамблей релятивистских α -частиц с предельно близкими 4-импульсами — это ближайшая перспектива эксперимента БЕККЕРЕЛЬ, обсуждаемая далее.

Вместе с тем исследование образования легкими ядрами нестабильных состояний продолжится в отношении поиска изобар-аналоговых состояний (ИАС) методом ЯЭ в релятивистской постановке. Отвечая из-за массовых эффектов гораздо более высокой энергии и вместе с тем весьма малым ширинам. В этом аспекте заслуживают анализа имеющиеся облучения ЯЭ релятивистскими ядрами ${}^{14}\text{N}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{28}\text{Si}$. В настоящее время ведется поиск ИАС ${}^{13}\text{N}(15.065)$ во фрагментации ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$, ИАС ${}^8\text{Be}(16.6 + 16.9)$ в ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и ИАС ${}^9\text{B}(14.7)$ в ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$. Его предварительные результаты представлены далее.

2. ВОЗМОЖНОСТИ МЕТОДА ЯЭ

Возможности метода ЯЭ, сохраняющие уникальность в представляемой теме, заслуживают напоминания. Облучаемые стопки собираются из слоев размером до 10×20 см² толщиной ЯЭ 200 мкм на стеклянной подложке и 550 мкм без нее. Если пучок направляется параллельно плоскости слоев, то следы всех релятивистских фрагментов остаются достаточно долго в одном слое для трехмерной реконструкции углов. Подложка обеспечивает “жесткость” следов, а ее отсутствие позволяет вести их в соседние слои. Факторами получения значительной статистики служат толщина и полный телесный угол детектирования. В ЯЭ содержатся в близких концентрациях атомы Ag и Vg и CNO , а также в трехкратно большем числе атомы H . Прослеживанием на

микроскопах с объективами 20× следов исследуемых ядер обеспечивается обнаружение порядка тысячи взаимодействий без выборки или десятков периферических. Статистика в несколько сотен периферических взаимодействий с определенными конфигурациями релятивистских фрагментов достижима при поперечном сканировании.

Следы релятивистских фрагментов He и H, идентифицируемых по зарядам визуально, сосредоточены в конусе до $\sin \theta_{fr} = p_{fr}/P_0$, где $p_{fr} = 0.2 \text{ ГэВ}/c$ — величина, характеризующая Ферми-импульс нуклонов в ядре-снаряде, а P_0 — его импульс на нуклон. Благодаря зернистости порядка 0.5 мкм угловое разрешение на базе 1 мм не хуже 10^{-3} рад. Поперечный импульс P_T фрагмента с массовым числом A_{fr} определяется как $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin \theta$ в приближении сохранения P_0 . Присвоение массовых чисел H и He возможно по измерениям средних углов многократного рассеяния. Использование этого трудоемкого метода оправдано в особых случаях для ограниченного числа следов. В случае диссоциации стабильных ядер достаточно предположить соответствие He— ^4He и H— ^1H . Это упрощение особенно справедливо в случае чрезвычайно узких распадов ^8Be и ^9B [6].

Во фрагментации ядер ЯЭ могут наблюдаться следы b -частиц (α -частицы и протоны с энергией ниже 26 МэВ), g -частиц (протоны с энергией выше 26 МэВ), а также s -частицы (рожденные мезоны). Приблизительное сохранение в событии фрагментами заряда ядер пучка при небольшом числе медленных фрагментов используется как критерии отбора взаимодействий периферического вида, составляющих несколько процентов от их общего числа звезд. Наиболее периферические взаимодействия, именуемые когерентной диссоциацией или “белыми” звездами, не сопровождаются фрагментацией ядер мишени и рождением мезонов. На сайте <http://becquerel.jinr.ru/> доступны фотографии и видеозаписи характерных взаимодействий.

Инвариантная масса ансамбля релятивистских фрагментов определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = \sum (P_i P_k)$. Вычитание массы начального ядра или суммы масс фрагментов $Q = M^* - M$ является вопросом удобства представления. Компоненты $P_{i,k}$ определяются в приближении сохранения фрагментами P_0 . Реконструкция по инвариантной массе распадов релятивистских нестабильных ядер ^8Be и ^9B , освоенная в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ, подтвердила справедливость этого приближения [6].

Наиболее точные измерения углов обеспечиваются применением координатного метода на микроскопах KSM-1 (Карл Цейсс, Йена) с объективами 60× в иммерсионном масле. Измерения проводятся в декартовой системе координат. Слой ЯЭ разворачивается таким образом, чтобы направление анализируемого первичного следа совпадало с осью OX столика микроскопа с отклонением до 0.1–0.2 мкм на 1 мм длины. Тогда ось OX системы совпадает с направлением проекции первичного следа на плоскость слоя, а ось OY на ней перпендикулярна первичному следу. Ось OZ перпендикулярна к плоскости слоя. По OX и OY измерения производятся микровинтами горизонтального перемещения, а по OZ — микровинтом глубины резкости. Координаты измеряются на первичных и вторичных следах на длинах от 1 до 4 мм с шагом 100 мкм. По их линейной аппроксимации вычисляются планарные углы и углы погружения.

3. СТАТУС ИССЛЕДОВАНИЯ

В основном поиски αBEC ведутся на базе компактных спектрометров, обеспечивающих значительный охват телесного угла, на пучках легких ядер при нескольких десятках МэВ на нуклон [5, 8–13]. Используются кремниевые детекторы с наилучшим энергетическим разрешением, размещаемые в вакуумных объемах вблизи сверхтонких мишеней. Идентификация нестабильных ядер и состояний осуществляется по энергетическим и угловым корреляциям в регистрируемых ансамблях α -частиц.

Эксперимент с полной регистрацией α -частичных фрагментов снаряда в реакции $^{40}\text{Ca}(25 \text{ МэВ/нуклон}) + ^{12}\text{C}$ указал на растущий вклад ^8Be до множественности α -частиц, равной 6 [8]. Этот факт противоречит модели, предсказывающей его снижение (табл. 2 в [8]). Проведен поиск распадов состояния $^{16}\text{O}(0_6^+, 15.1 \text{ МэВ})$ $^{20}\text{Ne}(12 \text{ МэВ/нуклон}) + ^4\text{He}$ [9] и $^{16}\text{O}(160, 280, 400 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C}$ [11]. Недавно данные по $^{16}\text{O}(45 \text{ МэВ}) + ^{12}\text{C} \rightarrow 4\alpha$ в полной кинематике [13] были проанализированы для всех возможных конфигураций. Была восстановлена функция возбуждения непосредственно из 4α , а также для особых каналов распадов, таких как $^{12}\text{C}(0_2^+)\alpha$, $^{12}\text{C}(3_1^-)\alpha$ и ^8Be . Однако поиск состояния 15.1 МэВ во всех случаях остается безрезультатным [12]. Проводились измерения совпадений α -частиц (386 МэВ), рассеянных на 0° в реакции $^{20}\text{Ne}(\alpha, \alpha')5\alpha$ [5]. Утверждается, что вновь наблюдаемые состояния при 23.6, 21.8 и 21.2 МэВ в ^{20}Ne сильно связаны с кандидатом $4\alpha\text{BEC}$ ^{16}O и сами являются кандидатами в αBEC .

Хотя статус наблюдений α ВЕС остается неопределенным [11], во всех случаях HS образуется при фрагментации не только ^{12}C . Этот факт указывает на независимость от порождающего ядра HS, как и ^8Be . Подобную универсальность должны проявлять и кандидаты α ВЕС. В целом складывается впечатление, что эксперименты по поиску состояний 4α ВЕС в отношении статистики пришли к практическому пределу. Требуется ориентация на периферические столкновения более тяжелых ядер с большей энергией. Для объединения данных, получаемых в возможно более широком энергетическом диапазоне, и на этой основе подтверждения универсальности α ВЕС требуется представление нестабильных состояний в релятивистски-инвариантном виде.

Электронные эксперименты на пучках релятивистских ядер не преодолели сложности, обусловленные квадратичной зависимостью ионизации от зарядов, крайне малой расходимостью и совпадением по магнитной жесткости релятивистских фрагментов и ядер пучка. Единственная практическая альтернатива состоит в целенаправленном применении технически несложного и недорогого метода ЯЭ. Он дает гибкость и единообразие на поисковом этапе, а в теоретическом плане — прозрачность интерпретации. В 1970-х гг. стартовали облучения стопок ЯЭ легкими ядрами с энергией несколько ГэВ на нуклон на Синхрофазотроне ОИЯИ и Бевалаке LBL, а в 1990-х гг. — средними и тяжелыми на AGS (BNL) и SPS (CERN) при существенно более высоких значениях энергии. Полученные результаты и слои ЯЭ, сохраненные в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ, уникальны в отношении релятивистской фрагментации по настоящее время. К ним относится идентификация ^8Be , свидетельствующая о наблюдении конечных состояний вплоть до минимальной энергии распада. В целом этот факт мотивировал выбор ядерной кластеризации в качестве объекта исследования методом ЯЭ в релятивистском подходе.

С начала 2000-х гг. применение метода ЯЭ продолжилось в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ на нуклотроне ОИЯИ для изучения фрагментации легких ядер (обзоры [5, 6]). Особенности изотопов $^7,^9\text{Be}$, $^{8,10,11}\text{B}$, $^{10,11}\text{C}$, $^{12,14}\text{N}$ выявились в вероятностях каналов диссоциации. Распады $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + p$ были идентифицированы по инвариантной массе, вычисленной в предположении сохранения начального импульса. Продемонстрировано, что необходимым и достаточным является разрешение ЯЭ. Отбор ^8Be определяется ограничением до 0.2 МэВ (рис. 1а и 1б), а ^9B — до 0.5 МэВ (рис. 1в).

Идентификация ^8Be и ^9B стала основанием для поиска распадов HS в диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ (рис. 1г), где было установлено ограничение

инвариантной массы 3α -троек до 0.7 МэВ. Выбор этих трех условий как “отсечек сверху” достаточен, поскольку значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико для этих ядер.

Анализ “белых” звезд $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, не сопровождаемых фрагментами мишени, позволил установить, что доля событий, содержащих распады ^8Be (HS), составляет $45 \pm 4\%$ ($11 \pm 3\%$) для ^{12}C и $62 \pm 3\%$ ($22 \pm 2\%$) для ^{16}O (рис. 1б). Можно усмотреть, что рост 2α - и 3α -комбинаций усиливает вклад ^8Be и HS. Это наблюдение заслуживает проверки для более тяжелых ядер, когда α -комбинаторика стремительно нарастает с массовым числом.

Простой отбор распадов стал возможен благодаря тому, что значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико. Тот же подход можно распространить и на дальнейший поиск состояний сразу над порогами связи α -частиц. Была исследована возможность возникновения HS через α -распад $^{16}\text{O}(0_6^+)$. Распределение “белых” звезд $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ по инвариантной массе 4α -квартетов $Q_{4\alpha}$ (рис. 2) в основной части описывается распределением Рэля с параметром $\sigma_{Q_{4\alpha}} = (6.1 \pm 0.2)$ МэВ. Условие $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < < 700$ кэВ смещает распределение по $Q_{4\alpha}$ в низкоэнергетическую сторону. Увеличенный вид распределения по $Q_{4\alpha}$, представленный на вставке рис. 2а, указывает на девять событий, удовлетворяющих $Q_{4\alpha} < 1$ МэВ и имеющих среднее значение $\langle Q_{4\alpha} \rangle (\text{RMS}) = 624 \pm 84(252)$ кэВ. Тогда оценка вклада распадов $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha + \text{HS}$ составляет $1.4 \pm 0.5\%$ при нормировке на $N_{\text{ws}}(^{16}\text{O})$ и $7 \pm 2\%$ при нормировке на $N_{\text{HS}}(^{16}\text{O})$.

Идентифицированы 33 события $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$, что составляет $5 \pm 1\%$ “белых” звезд $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$. Тогда статистика $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$ и $^{16}\text{O} \rightarrow \alpha\text{HS}$ имеет отношение 0.22 ± 0.02 . Распределение по инвариантной массе $Q_{4\alpha}$ событий $^{16}\text{O} \rightarrow 2^8\text{Be}$, представленное на рис. 2б, указывает на два кандидата $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$ в области $Q < 1.0$ МэВ. Таким образом, оценка отношения вероятности каналов $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$ и $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha\text{HS}$ составляет 0.22 ± 0.17 . Можно заключить, что, хотя при образовании HS доминирует прямая диссоциация, поиск его 4α -“предшественника” возможен. Поскольку наращивание статистики событий $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ исчерпано, изучение α -ансамблей продолжилось для более тяжелых ядер.

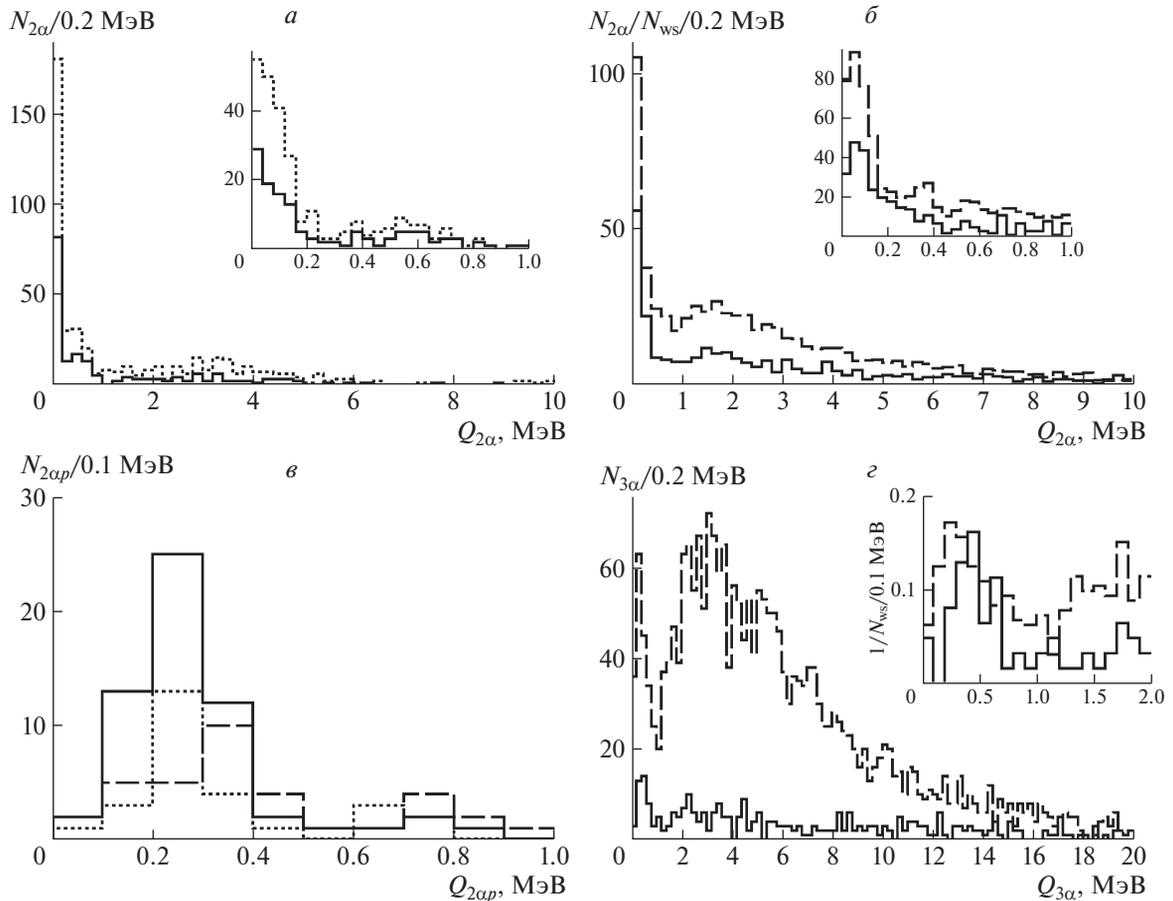


Рис. 1. Распределения по инвариантной массе [7]: *a* — $Q_{2\alpha}$ в ${}^9\text{Be}$ (1.2 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 2\alpha$ (точная кривая), “белые” звезды (сплошная); *б* — $Q_{2\alpha}$ в ${}^{12}\text{C}$ (3.65 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 3\alpha$ (сплошная кривая) и ${}^{16}\text{O}$ (3.65 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 4\alpha$ (штриховая); *в* — $Q_{2\alpha p}$ (< 1 МэВ) в ${}^{10}\text{C}$ (1.2 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 2\alpha 2p$ (сплошная) и ${}^{11}\text{C}$ (1.2 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 2\alpha 2p$ (точечная), и ${}^{10}\text{B}$ (1 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 2\alpha p$ (штриховая); *з* — $Q_{3\alpha}$ в ${}^{12}\text{C}$ (3.65 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 3\alpha$ (сплошная) и ${}^{16}\text{O}$ (3.65 ГэВ/нуклон) $\rightarrow 4\alpha$ (штриховая).

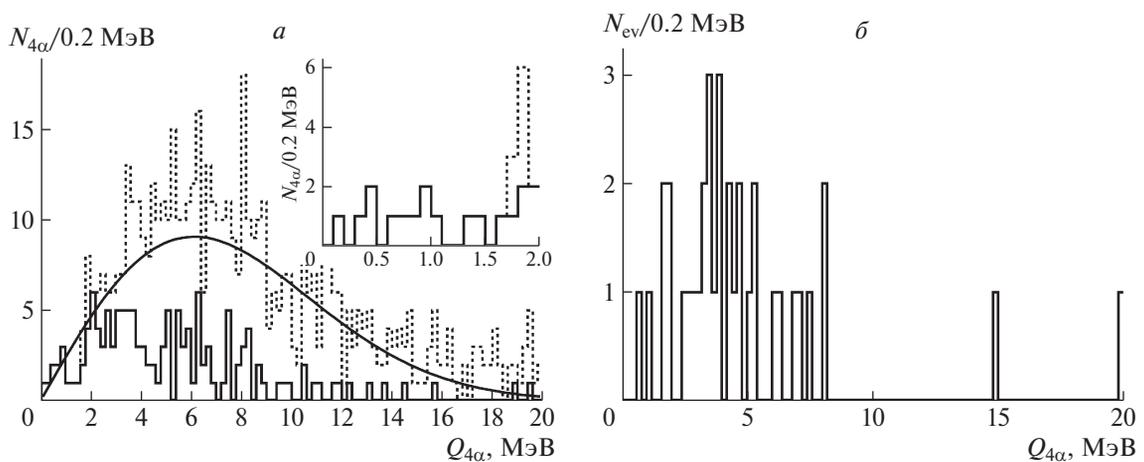


Рис. 2. Распределение по инвариантной массе $Q_{4\alpha}$ [7] в 641 “белой” звезде ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ при 3.65 ГэВ/нуклон всех 4α -квартетов (*a*, точечная кривая), событий αHS (*a*, сплошная) и ${}^{16}\text{O} \rightarrow 2{}^8\text{Be}$ (*б*); плавная кривая — распределение Рэлея; на вставке увеличенная часть $Q_{3\alpha} < 2$ МэВ.

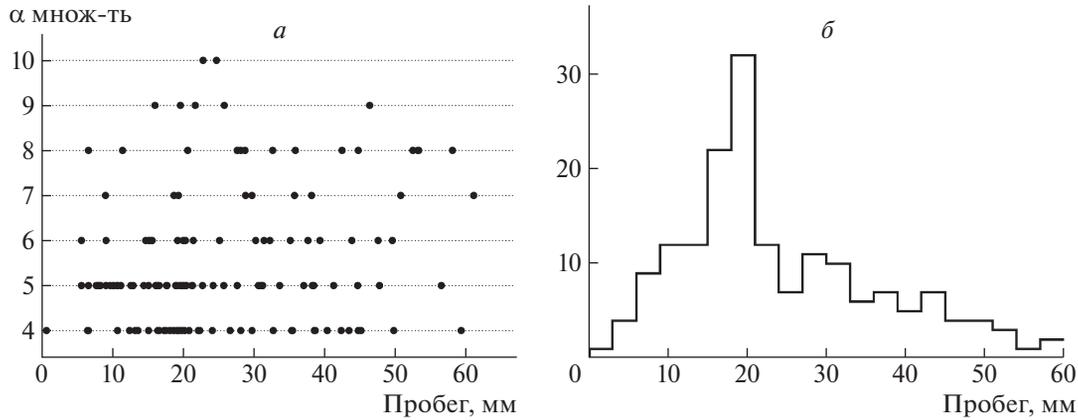


Рис. 3. Распределение по множественности образовавшихся α -частиц в зависимости от продольной координаты вершины (*a*); распределение событий по пробегу ядер Kг до вершины взаимодействия (*б*).

4. НЕСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ДИССОЦИАЦИИ ЯДЕР Kг

Представляется маловероятным, что вышерасмотренные состояния — это универсальная, хотя и экзотическая часть структуры исследованных ядер. Альтернатива состоит в образовании ядер ${}^8\text{Be}$ во взаимодействии пар уже сформированных α -частиц. Затем становится возможен последующий подхват ядрами ${}^8\text{Be}$ других α -частиц и нуклонов. Тогда с возрастанием множественности α -частиц $n\alpha$ следует ожидать роста выхода ${}^8\text{Be}$ и, возможно, ${}^9\text{Be}$ и HS. В таком сценарии возможна последовательная генерация состояний $n\alpha\text{BEC}$. Напротив, в первом варианте можно ожидать обратной корреляции — рост $n\alpha$ вел бы к дефициту ${}^8\text{Be}$.

В таком контексте были проанализированы измерения взаимодействий ядер ${}^{16}\text{O}$, ${}^{22}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{197}\text{Au}$ эмульсионного сотрудничества на синхротроне ОИЯИ и сотрудничества EMU на AGS (BNL) [14], полученные прослеживанием по следам, т.е. без выборки. Широкий охват по $n\alpha$ обеспечивают измерения 1316 неупругих взаимодействий ${}^{197}\text{Au}$ при 10.7 ГэВ/нуклон, доля событий с $n\alpha > 3$ в которых составила 16%. Из-за усложнения измерений условие отбора $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be})$ было ослаблено до ≤ 0.4 МэВ. Оказалось, что отношения числа событий $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$ с хотя бы одним идентифицированным распадом ${}^8\text{Be}$ к их числу $N_{n\alpha}$ демонстрируют сильный рост с $n\alpha$.

Во взаимодействиях ${}^{197}\text{Au}$ присутствуют тройки $Q_{2\alpha p}({}^9\text{Be}) \leq 0.5$ МэВ и $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$ МэВ. Отношение числа событий $N_{n\alpha}({}^9\text{Be})$, $N_{n\alpha}(\text{HS})$ и $N_{n\alpha}({}^{28}\text{Be})$ к $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$ не проявляет заметного изменения с $n\alpha$, указывая на рост относительно $N_{n\alpha}$. Однако малая статистика позволяет отметить

только такую тенденцию. Суммирование статистики $N_{n\alpha}({}^9\text{Be})$, $N_{n\alpha}(\text{HS})$ и $N_{n\alpha}({}^{28}\text{Be})$ по множественности $n\alpha$ и нормировка на сумму $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$ ведут к относительным вкладам, равным $25 \pm 4\%$, $6 \pm 2\%$ и $10 \pm 2\%$ соответственно. Распределение по $Q_{4\alpha}$ указывает на α -четверки почти на самом пороге, в которых реконструированы распады HS и ${}^{28}\text{Be}$ с условием $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ. Одно из них с $Q_{4\alpha} = 1.0$ (16 α , HS) МэВ служит ориентиром поиска $4\alpha\text{BEC}$.

В настоящее время статистика ансамблей $n\alpha$ наращивается путем поперечного сканирования слоев ЯЭ, облученных ядрами ${}^{84}\text{Kг}$ при 950 МэВ/нуклон (ГСИ, начало 1990-х гг.) [15]. Распределение по $n\alpha$ и продольной координате вершин найденных событий представлено на рис. 3. В этом случае потери энергии до 6 см примерно равномерны и составляют около 9 МэВ/мм (полный пробег около 8 см) [16]. Этот эффект учитывается по пробегу до каждого взаимодействия соответствующим уменьшением импульсов α -частиц при вычислении $Q_{(2-4)\alpha}$. Кроме того, импульс фрагментов взят с коэффициентом 0.8. Будучи непринципиальным для отбора $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ, далее он позволяет сохранить условие отбора $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < 0.7$ МэВ, ориентируясь на пик $Q_{3\alpha}(\text{HS})$.

На рис. 4а представлено распределение по $Q_{2\alpha}$ 173 измеренных звезд $n\alpha > 3$. Для наилучшего отбора распадов ${}^8\text{Be}$ углы испускания в этой выборке определялись по усредненным значениям пятикратных измерений координат пяти точек на следе каждой из α -частиц на удалении до 500 мкм от вершины. В это распределение добавлены значения $Q_{2\alpha}$ 184 звезд $n\alpha > 3$ из полного числа $N_{\text{ev}} = 875$ взаимодействий ядер ${}^{84}\text{Kг}$ при 950–800 МэВ/нуклон [15]. Из-за отсутствия

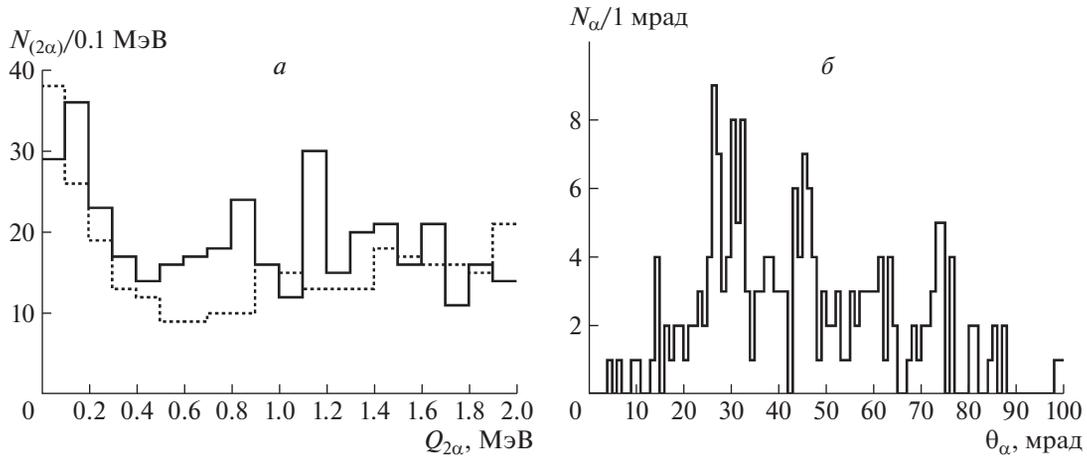


Рис. 4. Распределение всех комбинаций пар α -частиц, рожденных во фрагментации ядер $^{84}\text{Kг}$, по инвариантной массе $Q_{2\alpha} < 2 \text{ МэВ}$ (а) согласно новым измерениям и ранним данным [15] (точечная кривая) и распределения следов α -частиц $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$ по полярным углам (б).

информации о положении вершин принята энергия 875 МэВ/нуклон , а коэффициент 0.8 не использовался. Эти моменты не критичны для идентификации $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$. На рис. 4б представлены распределения следов α -частиц $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$ по полярным углам относительно направления следов ядер Кг.

Статистика $N_{n\alpha}$ звезд $n\alpha > 3$ как по новым измерениям, так и по данным [15] близка в обоих случаях. Схожесть распределений $N_{n\alpha}$ по $n\alpha$ в пределах статистических ошибок указывает на корректность поперечного сканирования. Отношение $N_{n\alpha}/N_{ev}$ по данным [15] дает представление о вкладе звезд $n\alpha > 3$ в сечение взаимодействия с ядрами из состава ЯЭ. В табл. 1 приведена статистика звезд $n\alpha > 3$, у которых имеется хотя бы один или два распада $^8\text{Ве}$, а также HS. Статистика обеих выборок суммирована в отношении $N_{n\alpha} (\geq 1^8\text{Ве})/N_{n\alpha}$. Можно заключить, что универсальный эффект возрастания вероятности обнаружения $^8\text{Ве}$ в событии с ростом в нем $n\alpha$ проявляется для еще одного ядра и при наиболее низком значении энергии.

Новые измерения позволили идентифицировать 12 распадов 2^8Ве и 9 — HS (табл. 1). Распределение по $Q_{3\alpha}$ до 2 МэВ (рис. 5а) указывает на ожидаемое сосредоточение α -троек вблизи энергии распада HS. Принимая этот факт как калибровку, поправочный коэффициент 0.8 на импульсы α -частиц также внесен в вычисления $Q_{4\alpha}$. На рис. 5б представлены распределения следов α -частиц $Q_{3\alpha} (\text{HS}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$ по полярным углам относительно направления следов ядер Кг.

Распределения по $Q_{4\alpha}$ до 10 МэВ представлены на рис. 6 при условиях $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$ и

$Q_{3\alpha} (\text{HS}) < 0.7 \text{ МэВ}$ (а), а также условия на две пары α -частиц $Q_{2\alpha} (^8\text{Ве}) \leq 0.4 \text{ МэВ}$ (б). Оба распределения указывают на 4α -квартет при $n\alpha = 6$ с изолированным значением $Q_{4\alpha} = 0.6 \text{ МэВ}$, отвечающий как варианту αHS , так и 2^8Ве . Энергия ядра Кг с учетом поправки в этом событии составляет 700 МэВ/нуклон , а полярные углы относительно направления следа Кг в квартете α -частиц равны $58, 63, 73$ и 75×10^{-3} рад соответственно. Не противореча распаду $^{16}\text{O}(0_6^+)$, это единичное наблюдение служит отправным пунктом дальнейшего накопления статистики по проблеме $4\alpha\text{BEC}$.

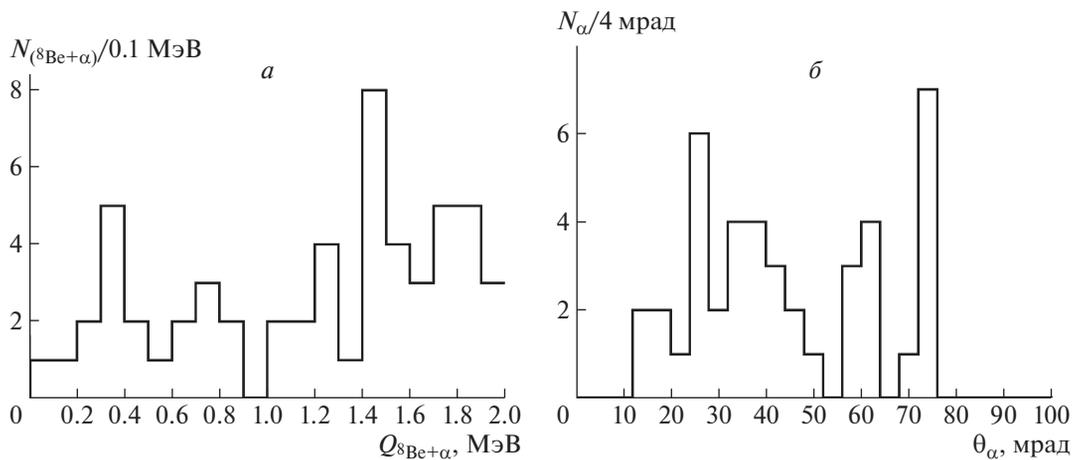
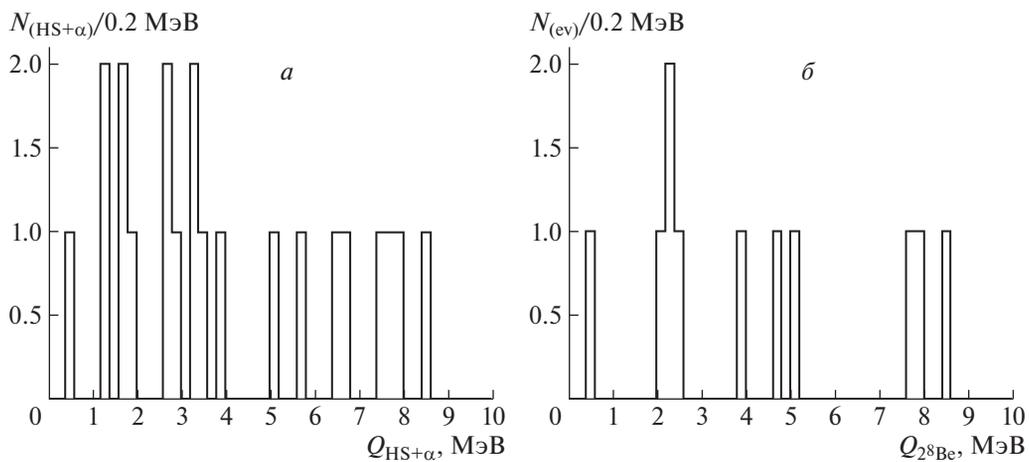
5. ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Исследование нестабильных состояний указывает возможность поиска более сложных возбуждений в легких ядрах: изобар-аналоговых состояний, указывающих на перестройку в направлении сходства с менее стабильными изобарами с меньшей α -кластеризацией. Несмотря на высокую энергию ($13\text{--}18 \text{ МэВ}$), ИАС отличают ширины Γ меньшие, чем у соседних возбуждений, связанные с запретом их распадов по изоспину $\Delta T = 1$, т.е. с возрастанием α -кластеризации. Можно предположить, что ИАС в легких ядрах возбуждаются конфигурации hn и tp с $T = 1$ до порога связи (рис. 7). Здесь кластер ^3He обозначен как h (helion). Такой виртуальный переход может быть результатом переворота спинов нуклонов в α -квартетах $nn\text{--}pp$ (рис. 7а). Будучи невозможен в свободной α -частице, он может сказываться в дифракционном рассеянии α -частиц.

Проявление пар $hn\text{--}tp$ прослеживается, начиная с $^8\text{Ве}$ (рис. 7б), в котором присутству-

Таблица 1. Статистика $N_{n\alpha}$ звезд $n\alpha > 3$; в скобках приведена статистика выборки [14]

$n\alpha$	4	5	6	7	8	9–13
$N_{n\alpha}$	40(69)	50(54)	21(27)	10(19)	15(12)	7(3)
$N_{n\alpha}/N_{ev}, \%$	(7.9 ± 1.0)	(6.2 ± 0.9)	(3.1 ± 0.6)	(2.2 ± 0.5)	(1.4 ± 0.4)	(0.4 ± 0.2)
$N_{n\alpha}(\geq 1^8\text{Be})$	5(15)	16(10)	12(13)	4(10)	11(8)	4(3)
$N_{n\alpha}(\geq 1^8\text{Be})/N_{n\alpha}, \%$	19 ± 5	25 ± 6	52 ± 13	48 ± 16	70 ± 21	70 ± 35
$N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$	0	2	2	1	5	2
$N_{n\alpha}(\text{HS})$	1	2	1	1	2	2

**Рис. 5.** Распределение всех комбинаций троек α -частиц, рожденных во фрагментации ядер ^{84}Kr , при условии $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ по инвариантной массе в области $Q_{3\alpha} < 2$ МэВ (а) и распределения следов α -частиц при $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$ и $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ по полярным углам (б).**Рис. 6.** Распределение всех комбинаций квартетов α -частиц, рожденных во фрагментации ядер ^{84}Kr , по инвариантной массе в области $Q_{3\alpha} < 10$ МэВ при условиях $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ и $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < 0.7$ МэВ (а) и условии на две пары α -частиц. $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$ МэВ (б).

ет дублет возбуждений $^8\text{Be}(16.6)$ с шириной $\Gamma = 108$ кэВ и $^8\text{Be}(16.9)$ с $\Gamma = 74$ кэВ, смешанных по изоспину $T = 0 + 1$. Располагаясь ниже

порога $^7\text{Li} + p$ (17.255) и распадаясь только на α -пару, эти уровни — кандидаты в конфигурацию $\alpha + (hn/tp)$. Уровни $^8\text{Be}(16.6 + 16.9)$ достаточно

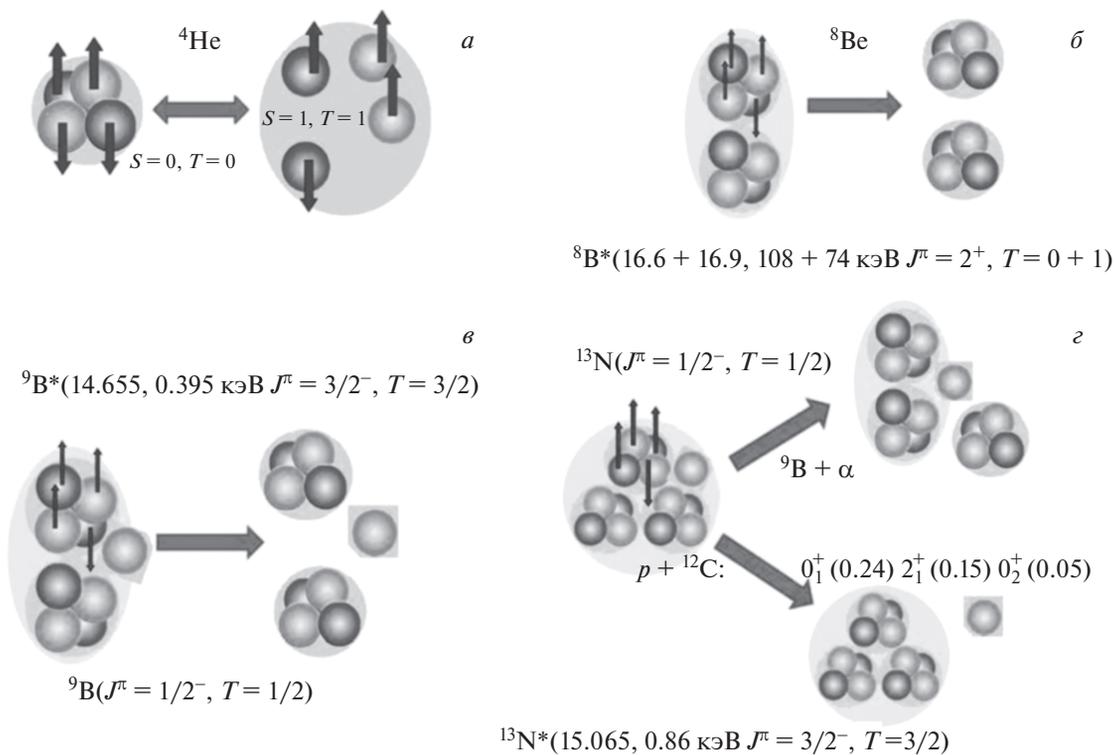


Рис. 7. Сценарий возникновения ИАС в легких ядрах на основе возмущения α -частичной конфигурации (а), в ${}^8\text{Be}$ (б), ${}^9\text{B}$ (в) и ${}^{13}\text{N}$ (г).

далеки от ближайшего возбуждения ${}^8\text{Be}_{4+}$ (11.4) с $\Gamma = 3.5$ МэВ, что позволяет их совместную идентификацию в релятивистской фрагментации ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$. Выше них имеется ИАС ${}^8\text{Be}$ (17.640) с $T = 1$ и $\Gamma = 10.7$ кэВ над порогом разрешенного по изоспину распада ${}^7\text{Li} + p$. Из-за разницы в магнитной жесткости продуктов распада идентификация последнего удобна в электронном эксперименте.

Присоединение протона ведет к возбуждению $\alpha + (hn/tp) + p$ с $T = 3/2$ (рис. 7в), которое могло бы соответствовать ИАС ${}^9\text{B}$ (14.655) с шириной $\Gamma = 0.395$ кэВ. При исследовании когерентной диссоциации ядер ${}^{10}\text{C}$ при энергии 2 ГэВ на нуклон было установлено лидирование канала $2\text{He}2\text{H}$ (82%), обусловленное в значительной степени распадами ${}^9\text{B}$ (30%) (обзор [5]). Проявилось полное совпадение распадов основных состояний ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}$, что делает ${}^{10}\text{C}$ эффективным источником ${}^9\text{B}$. Имеющиеся угловые измерения в “белых” звездах ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha 2p$ позволяют проверить присутствие в них распадов ${}^9\text{B}$ (14.655). Их дополняют измерения звезд $2\alpha 2p$, содержащих фрагменты мишени или рожденные мезоны, статистика которых наращивается.

В настоящее время ведется ускоренный поиск событий ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha(+\text{H})$ при 2 ГэВ/нуклон на основе поперечного сканирования слоев ЯЭ. Ранее

было установлено лидирование канала 3HeH в распределении по каналам фрагментации с сохранением заряда ${}^{14}\text{N}$ и выявлен вклад распадов ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ 25–30% [6, 17]. Начальная цель — определение вкладов ${}^8\text{Be}$, ${}^9\text{B}$ и HS . Поскольку фрагментация ${}^{14}\text{N}$ оказывается источником ансамблей $3\alpha p$, еще одним объектом служит ИАС ${}^{13}\text{N}$ (15.065) с изоспином $T = 3/2$ в спектре возбуждений ${}^{13}\text{N}$ на 5.6 МэВ над порогом ${}^9\text{Be}$. Как следствие запрета по изоспину ширина ${}^{13}\text{N}$ (15.065) составляет всего $\Gamma = 0.86$ кэВ. В принципе распады ${}^{12}\text{C}(0_2^+)p$ и ${}^9\text{Be}\alpha$, имеющие вероятности по 5%, могут служить сигнатурами ${}^{13}\text{N}$ (15.065) [18].

Рассмотрим ${}^{13}\text{N}$ (15.065) в α -кластерной картине (рис. 7г). Значения $T = 3/2$ и $J = 3/2$ возможны в конфигурациях $2\alpha + (hn) + p$ и $2\alpha + (tp) + p$ с участием виртуальных пар hn или tp со спином $J = 1$. Переход возможен при перевероте спина S -волнового нуклона в ансамбле $3\alpha p$, без полного преодоления порога связи hn и tp (около 20 МэВ). Распад ${}^{13}\text{N}$ (15.065) инициируется возвращением нуклона в α -кластер, а высвобождающаяся энергия реализуется через эмиссию протона или α -частицы, возбужденные и основные состояния ${}^{12}\text{C}$ и ${}^9\text{B}$ соответственно. Как сигнал ветви ИАС обнаружение ${}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{N}$ (15.065) моти-

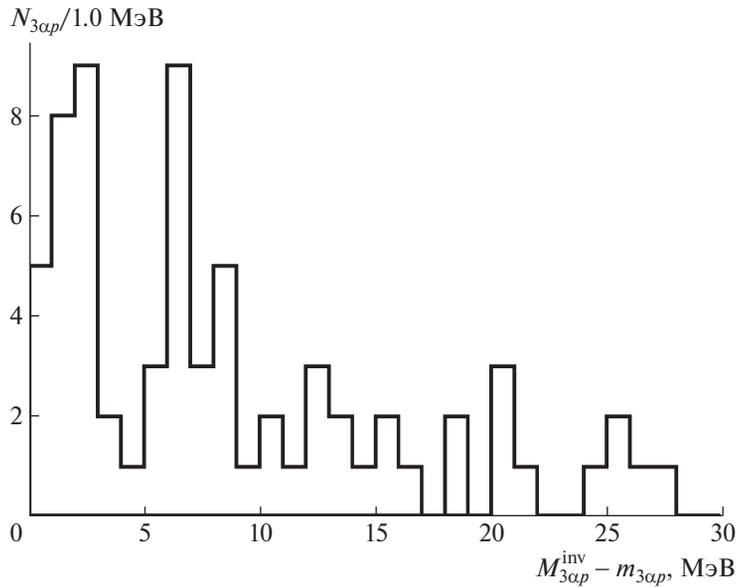


Рис. 8. Распределения по инвариантной массе $Q_{3\alpha p}$ в 60 событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$.

вировало бы их поиски во фрагментации соседних ядер. Еще одна возможность — это поиск состояния $^{14}\text{N} (>20.4 \text{ МэВ})$ $T = 1$ по распадам $3\alpha d$, также подавленным по изоспину.

Рисунок 8 представляет состояние анализа. Он указывает на возможное присутствие ИАС в диапазоне от 5–9 МэВ над порогом $3\alpha p$, что удовлетворительно в данном подходе. Таким образом, связанная α -частица проявляется как упруго деформируемый объект, лежащий в основе целого семейства достаточно долгоживущих состояний. Его релаксация в S -состояние определяет конечные состояния распадов ИАС.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен статус эксперимента БЕККЕ-РЕЛЬ, нацеленного на решение актуальных проблем физики ядерных кластеров. Благодаря уникальной чувствительности и пространственному разрешению используемый метод ядерной эмульсии позволяет изучать в едином подходе множественные конечные состояния, возникающие в диссоциации широчайшего разнообразия ядер.

В настоящее время в фокусе исследования находится концепция α -частичного конденсата Бозе–Эйнштейна предельно холодного состояния нескольких S -волновых α -частиц вблизи порогов связи. Нестабильное ядро ^8Be описывается как $2\alpha\text{BEC}$, а возбуждение $^{12}\text{C}(0_2^+)$ или состояние Хойла как $3\alpha\text{BEC}$. Распады $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и $^{12}\text{C}(0_2^+) \rightarrow ^8\text{Be}\alpha$ могут служить сигнатурами более сложных распадов $n\alpha\text{BEC}$. Так, состояние 0_6^+ ядра ^{16}O при 660 кэВ над 4α -порогом, рассматриваемое как $4\alpha\text{BEC}$, может последовательно распадаться,

$^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow \alpha^{12}\text{C}(0_2^+)$ или $^{16}\text{O}(0_6^+) \rightarrow 2^8\text{Be}$. Его поиски ведутся в нескольких экспериментах по фрагментации легких ядер при низких энергиях. Подтверждение существования этой и более сложных форм αBEC могло бы дать основу для расширения сценариев синтеза средних и тяжелых ядер в ядерной астрофизике.

Рассмотрение αBEC как инвариантного явления указывает на возможность его поиска в слоях ЯЭ, продольно облученных релятивистскими ядрами. В этом случае инвариантная масса ансамблей фрагментов He и H может быть определена по углам испускания в приближении сохранения импульса на нуклон родительского ядра. Благодаря предельно малым значениям энергии и ширин распады ^8Be и HS, а также $^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}p$ идентифицируются во фрагментации легких ядер ограничением сверху на инвариантную массу.

Будучи апробирован, этот подход стал применяться для идентификации ^8Be и HS и поиска более сложных состояний $n\alpha\text{BEC}$ во фрагментации средних и тяжелых ядер. Недавно на статистике десятков распадов ^8Be было установлено возрастание вероятности обнаружения ^8Be в событии с ростом числа релятивистских α -частиц. Сделан предварительный вывод о том, что вклады распадов ^9B и HS также растут. Экзотически большие размеры и времена жизни ^8Be и HS позволяют предположить возможность синтеза αBEC последовательным соединением возникающих α -частиц $2\alpha \rightarrow ^8\text{Be}$, $^8\text{Be}\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}(0_2^+)$, $^{12}\text{C}(0_2^+)\alpha \rightarrow ^{16}\text{O}(0_6^+)$, $2^8\text{Be} \rightarrow ^{16}\text{O}(0_6^+)$ и далее с вероятностью, падающей на каждом шаге, при испускании γ -квантов или частиц отдачи.

Главная задача предстоящего этапа — прояснение связи между возникновением ^8Be и HS и множественностью α -ансамблей и поиск на этой основе распадов состояния $^{16}\text{O}(0_6^+)$. В этой связи эксперимент БЕККЕРЕЛЬ нацелен на измерение множественных каналов фрагментации ядер ^{84}Kr до 1 ГэВ/нуклон. Имеется достаточное количество слоев ЯЭ, поперечное сканирование которых позволяет достичь требуемой статистики. Представленные данные — первый вклад в целенаправленный поиск $4\alpha\text{ВЕС}$. Хотя полученные данные обнадеживают, для подтверждения $4\alpha\text{ВЕС}$ требуется кратное наращивание статистики.

В продолжение исследования фрагментации легких ядер начат поиск распадов изобар-аналоговых состояний. Проявляясь при высокой энергии возбуждения, но также имея весьма малые ширины, ИАС служат “маяками” перестройки структуры в направлении сходства с их менее стабильными изобарами. В этом контексте возобновляется анализ облучения ЯЭ ядрами ^9Be , ^{14}N , ^{22}Ne , ^{24}Mg , ^{28}Si .

Решение поставленных задач осуществимо с применением моторизованного микроскопа Olympus VХ63, недавно поставленного для эксперимента БЕККЕРЕЛЬ. Освоение его возможностей — особый методический вызов. Стоит надеяться, что его применение и прогресс анализа изображений позволит придать совершенно новый размах использованию метода ЯЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988); TUNL Nuclear Data Evaluation Project.
2. M. Freer and H. O. U. Fynbo, Prog. Part. Nucl. Phys. **78**, 1 (2014), <https://doi.org/10.1016/j.ppnp.2014.06.001>
3. A. Tohsaki, H. Horiuchi, P. Schuck, and G. Röpke, Rev. Mod. Phys. **89**, 011002 (2017), <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002>
4. W. von Oertzen, Lect. Notes Phys. **818** (Springer, 2010), Vol. 1, https://doi.org/10.1007/978-3-642-13899-7_3
5. S. Adachi, Y. Fujikawa, T. Kawabata, H. Akimune, T. Doi, T. Furuno, T. Harada, K. Inaba, S. Ishida, M. Itoh, C. Iwamoto, N. Kobayashi, Y. Maeda, Y. Matsuda, M. Murata, S. Okamoto, *et al.*, Phys. Lett. B **819**, 136411 (2021), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136411>
6. P. I. Zarubin, Lect. Notes Phys. **875** (Springer, 2013), Vol. 3, p. 51, https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3
7. D. A. Artemenkov, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, E. Firu, M. Haiduc, N. K. Kornegrutsa, A. I. Malakhov, E. Mitsova, A. Neagu, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, R. Stanoeva, A. A. Zaitsev, P. I. Zarubin, and I. G. Zarubina, Eur. Phys. J. A **56**, 250 (2020), <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3>
8. B. Borderie, Ad. R. Raduta, G. Ademard, M. F. Rivet, E. De Filippo, E. Geraci, N. Le Neindre, R. Alba, F. Amorini, G. Cardella, M. Chatterjee, D. Guinet, P. Lattes, E. La Guidara, G. Lanzalone, G. Lanzano, *et al.*, Phys. Lett. B **755**, 475 (2016), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.061>
9. M. Barbui, K. Hagel, J. Gauthier, S. Wuenschel, R. Wada, V. Z. Goldberg, R. T. deSouza, S. Hudan, D. Fang, X.-G. Cao, and J. B. Natowitz, Phys. Rev. C **98**, 044601 (2018), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.044601>
10. R. J. Charity, K. W. Brown, J. Elson, W. Reviol, L. G. Sobotka, W. W. Buhro, Z. Chajecski, W. G. Lynch, J. Manfredi, R. Shane, R. H. Showalter, M. B. Tsang, D. Weisshaar, J. Winkelbauer, S. Bedoor, D. G. McNeel, *et al.*, Phys. Rev. C **99**, 044304 (2019), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.044304>
11. J. Bishop *et al.*, Phys. Rev. C **100**, 034320 (2019); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.034320>
12. R. Smith, J. Bishop, J. Hirst, Tz. Kokalova, and C. Wheldon, Few Body Syst. **61**, 14 (2020); <https://doi.org/10.1007/s00601-020-1545-5>
13. S. Manna, T. K. Rana, C. Bhattacharya, S. Kundu, R. Pandey, K. Banerjee, Pratap Roy, A. Sen, T. K. Ghosh, G. Mukherjee, Debasish Mondal, Md. Moin Shaikh, J. K. Meena, P. Karmakar, D. Paul, K. Atreya, *et al.*, Eur. Phys. J. A **57**, 286 (2021), <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00592-8>
14. A. A. Zaitsev, D. A. Artemenkov, V. V. Glagolev, M. M. Chernyavsky, N. G. Peresadko, V. V. Rusakova, and P. I. Zarubin, Phys. Lett. B **820**, 136460 (2021), <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136460>
15. S. A. Krasnov, T. N. Maksimkina, G. J. Musulmanbekov, F. Schussler, A. Dirner, L. Just, M. Karabová, A. Pavuková, M. Tóthová, S. Vokál, J. Vrláková, B. Jakobsson, K. Soderstrom, M. I. Adamovich, M. M. Chernyavsky, S. P. Kharlamov, *et al.*, Czech J. Phys. **46**, 531 (1996), <https://doi.org/10.1007/BF01690674>
16. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and M. D. Ziegler, Nucl. Instrum. Methods B **268**, 1818 (2010), <https://doi.org/10.1016/j.nimb.2010.02.091>
17. T. V. Schedrina, V. Bradnova, M. M. Chernyavsky, S. P. Kharlamov, A. D. Kovalenko, M. Haiduc, A. I. Malakhov, G. I. Orlova, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, S. Vokal, A. Vokalova, P. I. Zarubin, and I. G. Zarubina, Phys. At. Nucl. **70**, 1230 (2007); <https://doi.org/10.1134/S1063778807070149>; nucl-ex/0605022.
18. E. G. Adelberger, A. B. McDonald, C. L. Cocke, C. N. Davids, A. P. Shukla, H. B. Mak, and D. Ashery, Phys. Rev. C **7**, 889 (1973), <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.7.889>

PROSPECTS FOR SEARCHING FOR UNSTABLE STATES IN RELATIVISTIC NUCLEAR FRAGMENTATION

**D. A. Artemenkov¹⁾, V. Bradnova¹⁾, O. N. Kashanskaya²⁾, N. V. Kondratieva¹⁾,
N. K. Kornegrutsa¹⁾, E. Mitsova^{1),3)}, N. G. Peresadko⁴⁾, V. V. Rusakova¹⁾, R. Stanoeva^{5),3)},
A. A. Zaitsev^{1),4)}, I. G. Zarubina¹⁾, P. I. Zarubin^{1),4)}**

¹⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

²⁾Francisk Skorina Gomel State University, Belarus

*³⁾Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy of the Bulgarian Academy of Sciences,
Sofia, Bulgaria*

⁴⁾P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

⁵⁾South-West University Neofit Rilski, Blagoevgrad, Bulgaria

The prospects of the BECQUEREL experiment, devoted to the experimental study in the relativistic approach of problems of nuclear cluster physics, are presented. The nuclear emulsion method used makes it possible to fully study the relativistic final states in the fragmentation of nuclei. The focus of the presented research is the dynamics of the emergence of the ^8Be nucleus and the Hoyle state, as well as the search for the 4α -particle condensate decaying through them. In this context, the development of the analysis of exposure to ^{84}Kr nuclei at 950 MeV/nucleon is presented. As a continuation of the study of light nuclei, the status of the search for the isobar-analog state of the ^{13}N nucleus in the fragmentation of ^{14}N nuclei at 2 GeV/nucleon is presented.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО С ЯДРАМИ МОЛИБДЕНА 98 И 100

© 2022 г. Ю. С. Лютостанский^{1)*}, Н. А. Белогорцева¹⁾, Г. А. Коротеев^{1),2)},
А. Ю. Лютостанский¹⁾, А. П. Осипенко¹⁾, В. Н. Тихонов¹⁾, А. Н. Фазлиахметов^{1),2),3)}

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.; после доработки 09.06.2022 г.; принята к публикации 11.06.2022 г.

Процесс взаимодействия нейтрино с ядрами молибдена 98 и 100 изучается с учетом влияния зарядово-обменных резонансов. В работе представлены расчеты сечения захвата солнечных нейтрино $\sigma(E_\nu)$ изотопами ^{98}Mo и ^{100}Mo . Использовались как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$, так и функции $S(E)$, рассчитанные в рамках теории конечных ферми-систем. Исследовалось влияние резонансной структуры $S(E)$ на рассчитываемые сечения захвата солнечных нейтрино, и выделены вклады каждого из высоколежащих резонансов в сечение захвата $\sigma(E_\nu)$. Рассчитан вклад всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Оценен вклад фоновых солнечных нейтрино в двойной бета-распад ядер ^{100}Mo .

DOI: 10.31857/S0044002722060095

1. ВВЕДЕНИЕ

При расчете сечения взаимодействия нейтрино с атомными ядрами $\sigma(E_\nu)$ необходимо рассчитывать структуру зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ ядра, которая имеет резонансный характер. Для солнечных нейтрино верхняя граница спектра определяется hep -реакцией: $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ с энергией $E_x \leq 18.77$ МэВ [1]. Для рассматриваемых изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo были измерены силовые функции $S(E)$ до $E_x = 18$ МэВ для ^{98}Mo [2] и $E_x > 20$ МэВ для ^{100}Mo [3, 4]. Изотопы ^{98}Mo и ^{100}Mo различаются по структуре всего на два нейтрона, а по сечению $\sigma(E_\nu)$ захвата солнечных нейтрино различие во много раз. И это обсуждается в настоящей статье.

Выбор этих ядер связан еще и с тем, что в больших международных проектах по исследованию двойного бета-распада используется изотоп ^{100}Mo и очень важно влияние фоновых солнечных нейтрино. В эксперименте NEMO-3 с использованием 6.914 кг изотопа ^{100}Mo и 0.932 кг ^{82}Se был измерен период полураспада ^{100}Mo в основное состояние ^{100}Ru [5]. При планировании экспериментов с существенно большей экспозицией фоном

от солнечных нейтрино пренебрегать нельзя. Для SuperNEMO с большими массой и числом изотопов [6] эти фоны будут учитываться. Похожая ситуация с фонами в эксперименте CUPID-Mo, проводимом в подземной лаборатории в Модане (LSM) [7], и в начальной стадии эксперимента AMoRE [8].

Схема зарядово-обменных возбуждений ядер $^{98,100}\text{Mo}$ при нейтринном захвате с последующим распадом образующихся $^{98,100}\text{Tc}$ представлена на рис. 1. Видно, что образующиеся возбужденные состояния изотопов технеция имеют резонансную структуру. Наиболее интенсивным является гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) [9]. Ниже GTR расположен изобарический аналоговый резонанс (AR) [10], а еще ниже так называемые пигми-резонансы (PR) [11], которые важны в реакциях перезарядки [12, 13] и в процессах, связанных с бета-распадом [14]. Соответственно эти зарядово-обменные резонансы проявляются в силовой функции $S(E)$ и существенно изменяют результат вычисления сечения реакции перезарядки, в том числе сечения $\sigma(E_\nu)$ захвата нейтрино атомными ядрами [13, 15].

На рис. 1 также представлены энергетические пороги Q_1 и Q_2 для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc соответственно, которые сильно различаются. Так, энергия $Q_1 = Q_\beta$ для изотопа ^{98}Tc равна 1684 ± 3 кэВ, а для ^{100}Tc $Q_2 = 172.1 \pm 1.4$ кэВ [16]. Это приводит к тому, что в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo —

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Москва, Россия.

³⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: lutostansky@yandex.ru

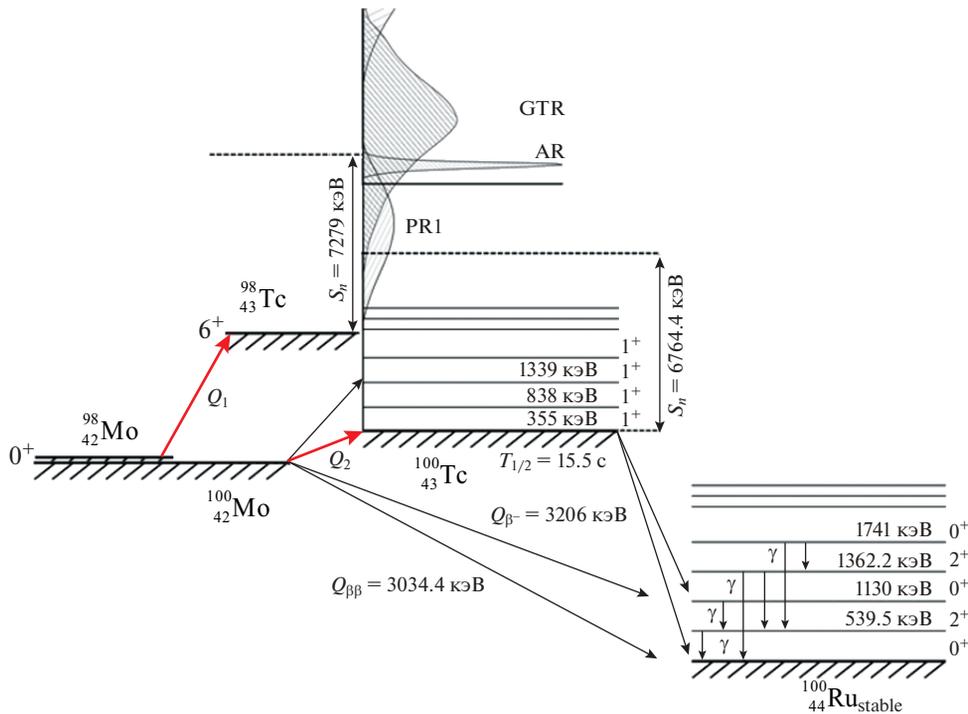


Рис. 1. Схема возбужденных уровней ядер $^{98,100}\text{Mo}$.

нейтрино с меньшими энергиями, в основном pp солнечные нейтрино (реакция $p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$) с $E_x \leq 420$ кэВ [1], которых на порядки больше. Вследствие этого сильно различаются сечения $\sigma(E_\nu)$ захвата нейтрино этими ядрами (см. ниже).

2. ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗОТОПОВ $^{98,100}\text{Mo}$

Резонансная структура зарядово-обменных возбуждений ядер $^{98,100}\text{Mo}$ представлена на рис. 2, где показаны экспериментальные данные по силовым функциям, которые были получены в реакциях $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2] и $^{100}\text{Mo}({}^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [3, 4], а также расчетные данные [17], полученные в рамках теории конечных ферми-систем (ТКФС) [18]. Данные на рис. 2 представлены в виде графика зависимости силовой функции $S(E)$ от энергии возбуждения E , отсчитанной от основного состояния изотопа ^{100}Mo (см. рис. 1). В такой системе отсчета энергии изобарических резонансов имеют близкие значения, так как изотопы ^{98}Mo и ^{100}Mo отличаются всего на два нейтрона. Так же такая система отсчета позволяет определить, какие типы солнечных нейтрино, представленные на графике (см. рис. 2в), вносят вклады в различные области энергий рассматриваемых изотопов $^{98,100}\text{Mo}$. Видно, что солнечные нейтрино малых энергий (см. рис. 2в) дают основной вклад, на несколько порядков больший, чем другие нейтрино

солнечного спектра, в сечение захвата $\sigma(E_\nu)$ ядра ^{100}Mo , в отличие от ^{98}Mo с $Q_\beta = 1684$ кэВ, где основной вклад вносят более жесткие борные и hep -нейтрино (см. рис. 2в).

Расчеты зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$, представленных на рис. 2, производились в рамках теории конечных ферми-систем [18], как ранее для других ядер [13, 19]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений для эффективного поля ТКФС согласно [18]. В расчетах использовались параметры f'_0 и g'_0 локального изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействий квазичастиц, полученные недавно [20] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и гамов-теллеровских (20 ядер) резонансов. Непрерывная часть спектра функции $S(E)$ рассчитывалась как в [13] с уширением по Брейт–Вигнеру (см. [21, 22]).

При описании как экспериментальных, так и расчетных данных по силовой функции $S(E)$ изотопов $^{98,100}\text{Mo}$, представленных на рис. 2, существенный вопрос состоит в нормировке $S(E)$. Так, экспериментальные данные для ^{98}Mo были получены в реакции $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2], и была получена зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ до энергии возбуждения $E_{\text{max}} = 18$ МэВ. Было получено, что полная сумма квадратов GT

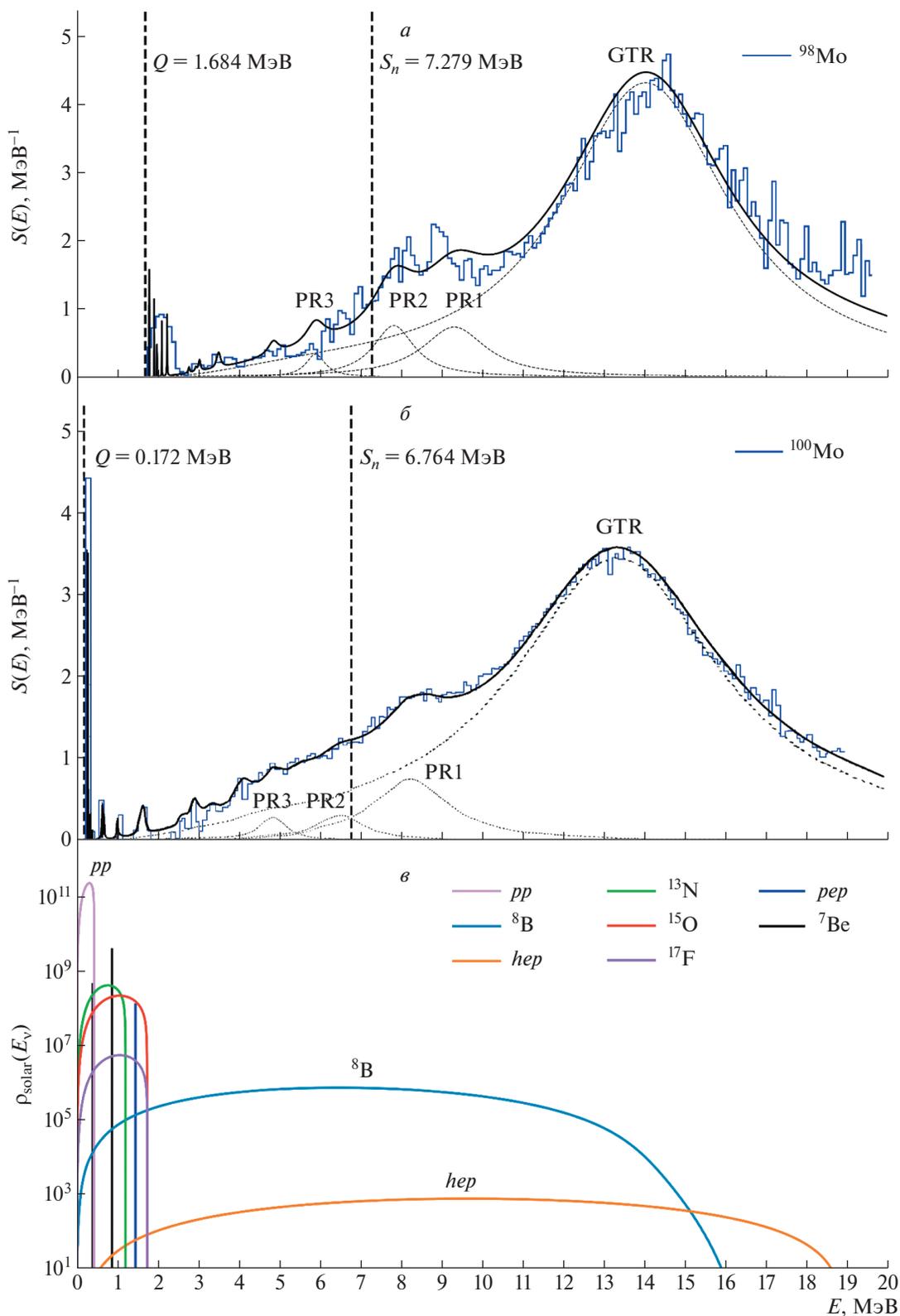


Рис. 2. Зарядово-обменная силовая функция $S(E)$ изотопа ^{98}Tc (а) и ^{100}Tc (б) для GT-возбуждений. Кривые: тонкие — экспериментальные данные ([2] ^{98}Tc и [4] ^{100}Tc), толстые — наш расчет по ТКФС, штриховые — резонансы GTR, PR1, PR2 и PR3. в — Нейтринные потоки от Солнца с выделением различных вкладов.

матричных элементов $B(\text{GT})$ до энергии 18 МэВ равна 28 ± 5 [2], что составляет 0.67 ± 0.08 от максимального значения $3(N - Z) = 42$, которое дается правилом сумм для GT-возбуждений ядра ^{98}Mo . Т.е. наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений. Для ^{100}Mo в работе [4] приведены результаты обработки $B(\text{GT})$ в энергетическом диапазоне до 4 МэВ. Для других энергий в работе [4] зависимость $B(\text{GT})$ от энергии E не приводится, как и сумма $\Sigma B(\text{GT})$. Но в более ранней работе [3] было получено, что сумма GT матричных элементов до энергии 18.8 МэВ равна 34.56 или 0.72 (72%) от максимально возможного значения $3(N - Z) = 48$, что на 7.5% больше, чем для ^{98}Mo [2]. Наблюдаемый недобор в правиле сумм для GT-возбуждений связан с quenching-эффектом [23] или с нарушением нормировки GT матричных элементов. Так, согласно правилу сумм, для GT-переходов нормировка имеет вид [16]

$$\begin{aligned} \Sigma M_i^2 &= \Sigma B_i(\text{GT}) = q[3(N - Z)] = & (1) \\ &= e_q^2[3(N - Z)] \approx \int_0^{E_{\max}} S(E)dE = I(E_{\max}). \end{aligned}$$

Здесь E_{\max} — максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте, $S(E)$ — зарядово-обменная силовая функция. В настоящих расчетах использовалось значение $E_{\max} = 20$ МэВ для ^{98}Mo и ^{100}Mo , а в экспериментах $E_{\max} = 18$ [2] и $E_{\max} \approx 19$ МэВ [4] соответственно. Параметр $q < 1$ в (1) определяет quenching-эффект (недобор в правиле сумм) и при $q = 1$, $\Sigma M_i^2 = \Sigma B_i(\text{GT}) = 3(N - Z)$, что соответствует максимальному значению. В ТКФС $q = e_q^2$, где e_q — эффективный заряд [18]. Как показал А.Б. Мигдал [24], эффективный заряд не должен превышать единицу, и для фермиевских переходов $e_q(F) = 1$, а для гамовтеллеровских $e_q(\text{GT}) = 1 - 2\zeta_S$ (см. [18, с. 223], где $0 < \zeta_S < 1$ — эмпирический параметр. Таким образом, в нашем случае $\text{Mo} \rightarrow \text{Tc}$ -переходов эффективный заряд $e_q = e_q(\text{GT})$ является параметром, извлекаемым из экспериментальных данных. Подробный анализ quenching-эффекта представлен в работе [17], где было получено, что $e_q = 0.90$ ($q = 0.81$) для изотопа ^{98}Mo и $e_q = 0.8$ ($q = 0.64$) для ^{100}Mo , что подтверждает наличие quenching-эффекта.

3. СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{98,100}\text{Mo}$

Формула для сечения реакции (ν_e, e^-) , зависящего от энергии налетающего нейтрино E_ν , имеет

вид [21]:

$$\sigma(E_\nu) = \frac{(G_F g_A)^2}{\pi c^3 \hbar^4} \int_0^{E_\nu - Q} E_e p_e F(Z, A, E_e) S(x) dx, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} E_e &= E_\nu - Q - x + m_e c^2, \\ p_e &= \sqrt{E_e^2 - (m_e c^2)^2}, \end{aligned}$$

где $F(Z, A, E_e)$ — функция Ферми, $S(E)$ — силовая функция, $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \times 10^{-5}$ ГэВ $^{-2}$ — фермиевская константа слабого взаимодействия, $g_A = -1.2723(23)$ — аксиально-векторная константа [25].

Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ представлено на рис. 3, и $\sigma(E)$ в реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$ представлено на рис. 4. Сечения представлены как для расчетов с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2), так и для расчетов с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе. Представлены также расчеты без учета GTR и без учета пигми-резонансов. На рисунках видно, что расчеты с силовыми функциями $S(E)$, полученными в ТКФС-подходе, неплохо описывают расчеты сечения $\sigma(E)$ с экспериментальными силовыми функциями, и средние расхождения полного сечения не превышают 10% как для ^{98}Mo , так и для ^{100}Mo .

Как видно из рис. 3 и 4, влияние зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ довольно существенно. Неучет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение $\sigma(E)$ для ^{98}Mo на величину от ~ 10 до $\sim 60\%$ при изменении энергии нейтрино в интервале 4–14 МэВ, а для ^{100}Mo от ~ 5 до $\sim 40\%$. Таким образом, влияние резонансов на сечение $\sigma(E)$ для ядра ^{100}Mo меньше, чем для ^{98}Mo . Это видно на рис. 5, где представлены отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакций $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ и $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$, нормированных на полное сечение $\sigma_{\text{tot}}(E)$ с силовыми функциями $S(E)$, рассчитанными по ТКФС. Уменьшение влияния зарядово-обменных резонансов на величину сечения $\sigma(E)$ нейтринного захвата для ядра ^{100}Mo по сравнению с ^{98}Mo объясняется тем, что в сечение для ^{100}Mo основной вклад вносят солнечные нейтрино малых энергий, которых на порядки больше, чем нейтрино с энергией $E_\nu > 2$ МэВ, вносящих основной вклад в резонансную область энергий ^{98}Mo .

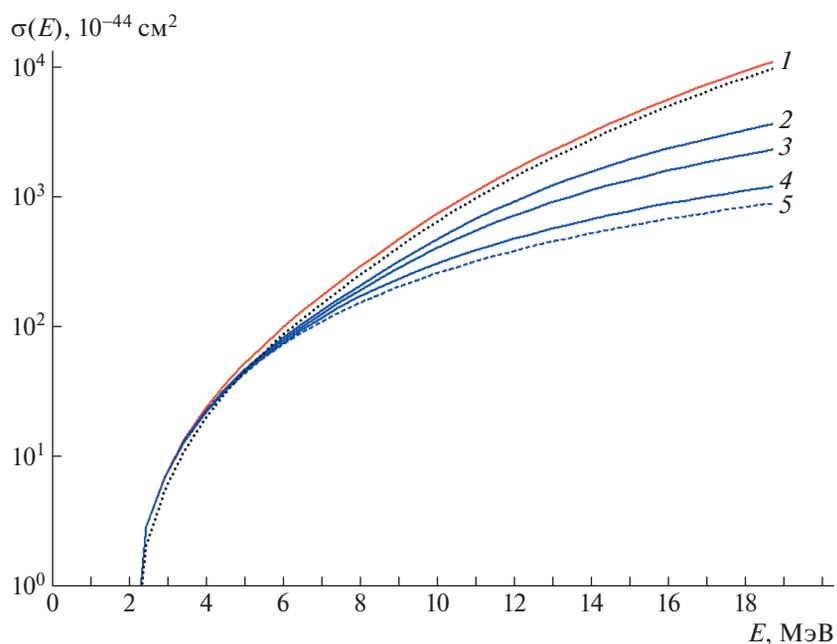


Рис. 3. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Кривые сплошные и штриховые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе: 1 — полное сечение, 2 — расчет без учета GTR, 3 — расчет без учета GTR и PR1, 4 — расчет без учета GTR, PR1 и PR2, 5 — расчет без учета GTR, PR1, PR2 и PR3.

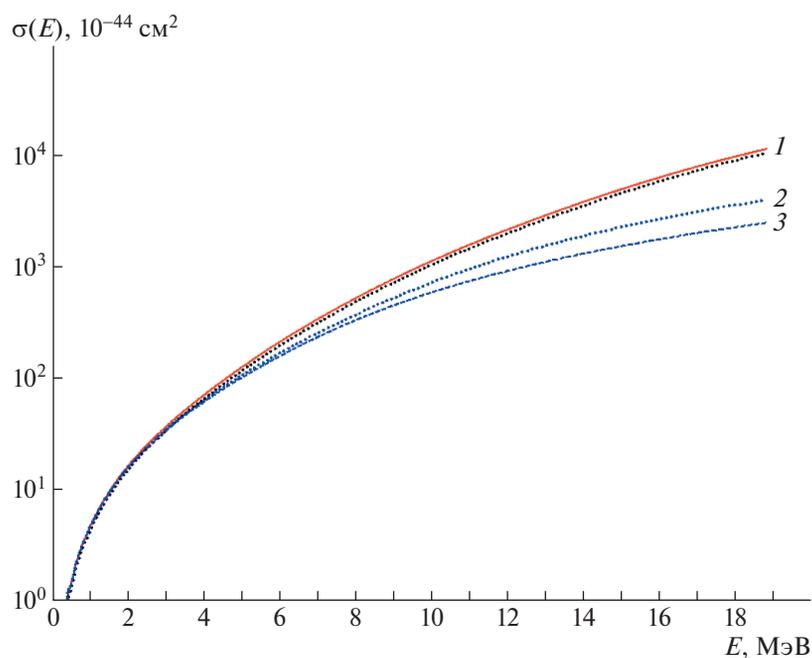


Рис. 4. Сечение нейтринного захвата $\sigma(E)$ в реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$. Точки — расчет с экспериментальной силовой функцией $S(E)$ (см. рис. 2). Кривые сплошные и штриховые — расчеты с силовой функцией $S(E)$, полученной в ТКФС-подходе: 1 — полное сечение, 2 — расчет без учета GTR, 3 — расчет без учета GTR и PR1.

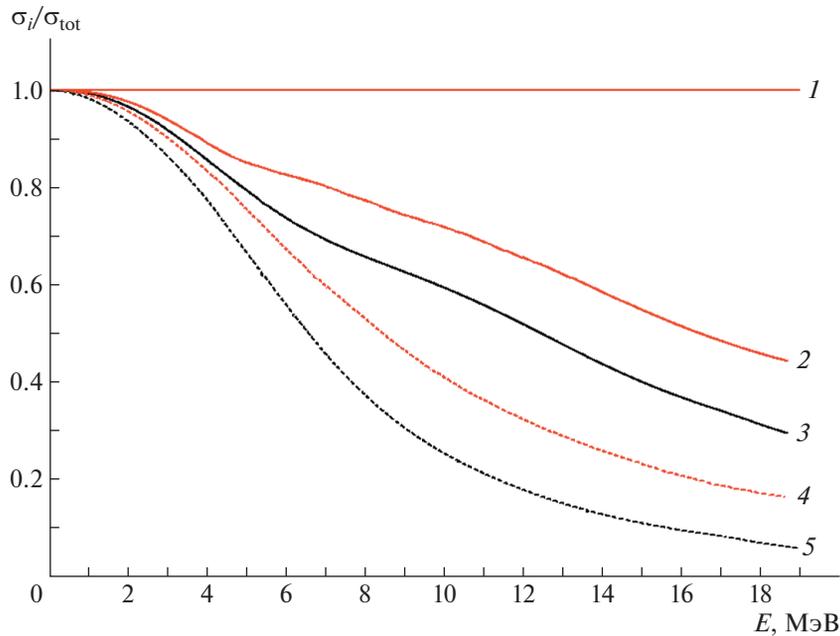


Рис. 5. Отношения расчетных сечений $\sigma_i(E)$ реакции $^{98}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{98}\text{Tc}$ (кривые 3, 5) и реакции $^{100}\text{Mo}(\nu_e, e^-)^{100}\text{Tc}$ (кривые 2 и 4), нормированных на полное сечение $\sigma_{tot}(E)$ по ТКФС (кривая 1). Кривые 2 и 3 — расчеты без учета GTR, 4 и 5 — расчеты без учета GTR и PRI.

4. СКОРОСТЬ ЗАХВАТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО ЯДРАМИ $^{98,100}\text{Mo}$

Скорость захвата солнечных нейтрино R (число поглощенных нейтрино за единицу времени) связана с потоком солнечных нейтрино и сечением поглощения следующей формулой:

$$R = \int_0^{E_{\max}} \rho_{\text{solar}}(E_\nu) \sigma_{\text{total}}(E_\nu) dE_\nu, \quad (3)$$

где для энергии E_{\max} можно ограничиться *hер*-нейтрино (реакция $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 18.79$ МэВ или борными нейтрино (реакция $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$) с $E_{\max} \leq 16.36$ МэВ [26]. Скорость захвата солнечных нейтрино представлена в единицах SNU (SNU — это стандартная солнечная единица, соответствующая количеству событий в секунду на 10^{36} ядер мишени).

При расчете сечений захвата солнечных нейтрино важно правильно смоделировать поток солнечных нейтрино. В последнее время активно развиваются несколько моделей Солнца. Например: BS05(OP), BS05(AGS, OP), BS05(AGS, OPAL), разработанные группой Бакала [26]. Моделируемыми параметрами, в первую очередь, являются концентрация гелия и металличность (удельное число атомов тяжелее гелия), а также их распределение по объему звезды, также параметр непрозрачности среды и размеры конвективной зоны. Описание нейтринных потоков требует детального

знания сечения взаимодействия нейтрино с веществом детектора и, как следствие, знания силовой функции и ее резонансной структуры для ядер этого вещества. В нашей статье мы приводим расчеты в модели BS05(OP), наиболее удобной для сравнения с экспериментальными данными, пересчеты в другие модели Солнца сводятся к нормировке потоков.

Численные значения расчетных скоростей захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo представлены в табл. 1–4 (в SNU). В таблицах представлены результаты расчетов величины R с экспериментальными и теоретическими силовыми функциями $S(E)$ с учетом и без учета гамов-теллеровского и пигми-резонансов. Расчеты с экспериментальными силовыми функциями $S(E)$ (табл. 1 и 3) проводились с использованием данных, которые были получены в реакциях $^{98}\text{Mo}(p, n)^{98}\text{Tc}$ [2] и $^{100}\text{Mo}(^3\text{He}, t)^{100}\text{Tc}$ [3, 4] (см. рис. 2).

Для изотопа ^{98}Mo было получено $R_{\text{Total}} = 18.52$ SNU (табл. 1), что близко к значению $17.4_{-11}^{+18.5}$ SNU [1] и с расчетными силовыми функциями, у нас $R_{\text{Total}} = 19.028$ SNU (табл. 2), а ранее в работе [27] было получено 28_{-8}^{+15} SNU.

В расчетах для ^{100}Mo (табл. 3) использовались два набора экспериментальных данных — из работ [3] и [4], так как в [4] приводится таблица данных по энергиям E и матричным элементам $B(\text{GT})$ до

Таблица 1. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{98}Mo с силовой функцией, полученной из экспериментальных данных [2] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{98}Mo	^8B	hep	^{15}O	^{17}F	Total
R	18.415	0.105	5.1×10^{-5}	10^{-6}	18.520
R без GTR	10.893 (−40.8%)	0.044 (−58%)	5.1×10^{-5}	10^{-6}	10.937 (−41%)
R без GTR и PR1	8.282 (−55%)	0.025 (−76%)	5.1×10^{-5}	10^{-6}	8.307 (−55%)

Таблица 2. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{98}Mo с силовой функцией, рассчитанной по ТКФС [17] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{98}Mo	^8B	hep	^{15}O	^{17}F	Total
R	18.92	0.108	0.0002	10^{-5}	19.028
R без GTR	12.515 (−34%)	0.057 (−47%)	0.0002	10^{-5}	12.572 (−34%)
R без GTR и PR1	10.778 (−43%)	0.043 (−60%)	0.0002	10^{-5}	10.822 (−43%)

энергии $E \leq 4$ МэВ, а в более ранней работе [3] есть табличные данные по высоколежащим возбуждениям дочернего ядра ^{100}Tc . В табл. 3 наряду с расчетами величины R с экспериментальными силовыми функциями для ^{100}Mo представлены также данные из работы Н. Ejiri и S.R. Elliott [28], приведенные с данными работы [4] до энергии 4 МэВ. У нас это соответствует расчетам без учета GTR и расхождения незначительны, а величины R_{Total} расходятся на $\approx 0.4\%$. В 2017 г. те же авторы опубликовали работу [29], в которой привели значение $R_{\text{Total}} = 975$ SNU отличающееся от первого значения и нашей оценки приблизительно на 1%. Расхождения связаны с особенностями обработки экспериментальных данных и не принципиальны для данного анализа.

Сравнивая расчеты для ^{98}Mo и ^{100}Mo (табл. 1, 2 и 3, 4), в первую очередь надо отметить большое отличие, большее чем в 45 раз, значений R_{Total} для этих изотопов, что объясняется сильным различием энергий $Q_1 = 1684$ кэВ для изотопа ^{98}Tc и $Q_2 = 172.1$ кэВ для ^{100}Tc (см. рис. 1). В результате в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo — нейтрино с меньшими энергиями, в основном pp солнечные нейтрино, которых на порядки больше (см. рис. 2). Так, вклад жестких борных нейтрино в величину R_{Total} для ^{98}Mo составляет 99%, а для ^{100}Mo только 2.6%, и около 70% дают вклад мягкие pp -нейтрино (см. рис. 2).

Расхождения значений R , полученные из экспериментальных и расчетных данных по силовым функциям $S(E)$, более значительны и составляют

для величин $R_{\text{Total}} \approx 3\%$ для ^{98}Mo и $\approx 14\%$ для ^{100}Mo . Для ^{98}Mo это объясняется расхождениями в описании резонансных состояний [17], вносящих основной вклад в сечение нейтринного захвата $\sigma(E_\nu)$, а для ^{100}Mo неточностями в описании низколежащих состояний, где рассчитываемая величина R очень сильно зависит от изменений в величинах E_x и $B(\text{GT})$. Так, изменение положения основного состояния от 0 до 100 кэВ с шагом $\Delta E = 50$ кэВ вызывает последовательное изменение значений R_{Total} в SNU на ~ 150 единиц на каждом шаге ΔE (~ 300 SNU суммарно). Почти все связано с каналом pp -нейтрино, а на нейтрино от ^7Be уменьшение ~ 10 SNU на каждом шаге ΔE .

Влияние зарядово-обменных резонансов на скорости захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo также представлено в табл. 1–4. Видно, что значения R_{Total} для ^{100}Mo почти не меняются при расчетах без GTR (уменьшается на $\approx 1\%$) и при расчетах без GTR и PR1 ($\approx -2\%$), но для ^{98}Mo эти изменения значительны: -34% и -43% соответственно. Это различие объясняется тем, что (как было отмечено выше) основной вклад в R_{Total} для ^{100}Mo дают нейтрино малых энергий, в основном pp солнечные нейтрино, около 70%, а для ^{98}Mo основной вклад $\approx 99\%$ дают борные нейтрино. Вследствие этого примерно одинаковый вклад в R_{Total} и в $R(^8\text{B})$ для ^{98}Mo дают расчеты без резонансов GTR и PR1. Похожая ситуация и для изотопа йода-127 [30], где $R_{\text{Total}} = 37.904$ SNU и $R(^8\text{B}) = 33.232$ SNU различаются всего на 12.3%, а вклад резонансов GTR и PR1 уменьшает

Таблица 3. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{100}Mo с силовой функцией, полученной из экспериментальных данных [3, 4]; также представлены расчеты [28] с использованием данных [4] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{100}Mo	pp	pep	^7Be	^8B	^{13}N	^{17}F	^{15}O	hep	Total
R	692.73	15.93	230.06	25.60	12.46	0.40	15.76	0.12	993.05
R без GTR	692.73	15.93	230.06	19.39	12.46	0.40	15.76	0.07	986.78
				(-24%)				(-42%)	(-0.6%)
R без GTR и PR1	692.73	15.93	230.06	15.82	12.46	0.40	15.76	0.05	983.21
				(-38%)				(-58%)	(-1%)
[28]	695	16	234	16	12		16		989

Таблица 4. Скорость захвата R солнечных нейтрино (в SNU) на изотопе ^{100}Mo с силовой функцией, рассчитанной по ТКФС [17] (в скобках указаны уменьшения (в %) скоростей захвата без учета GTR и GTR + PR1)

^{100}Mo	pp	pep	^7Be	^8B	^{13}N	^{17}F	^{15}O	hep	Total
R	586.58	14.46	202.16	31.42	10.91	0.35	14.08	0.15	860.11
R без GTR	586.58	14.35	201.80	20.61	10.89	0.35	14.01	0.08	848.67
				(-34%)				(-47%)	(-1.3%)
R без GTR и PR1	586.58	14.29	201.61	17.28	10.88	0.35	13.97	0.06	845.02
				(-45%)				(-60%)	(-1.8%)

величину R_{Total} на 72.7% до 10.345 SNU (27.3%), в основном из-за борных нейтрино.

Аналоговые резонансы с энергиями $E(\text{AR})_{\text{эксп}} = 9.7$ МэВ [2] и $E(\text{AR})_{\text{расч}} = 9.78$ МэВ [17] для ^{98}Mo , и для ^{100}Mo $E(\text{AR})_{\text{эксп}} = 11.085$ МэВ [4], и $E(\text{AR})_{\text{расч}} = 10.99$ МэВ [17], слабо влияют на сечения $\sigma(E)$ и на скорости захвата солнечных нейтрино R . Так, при учете AR значение R для ^{98}Mo увеличивается на $\Delta R \leq 5\%$ и для ^{100}Mo $\Delta R \leq 1\%$.

Без учета осцилляций наши расчеты числа нейтринных событий на ^{100}Mo до энергии отрыва нейтрона с учетом вкладов как гамов-теллеровских, так и аналоговых резонансов дают значение в 188.3 событий на тонну в год. Расчеты проводились до энергии отрыва нейтрона в ядре ^{100}Tc , так как возбуждения с большими энергиями будут разряжаться с эмиссией нейтрона и переходами в возбужденные состояния ядра ^{99}Tc . Такой процесс не будет давать вклада в фоны в двойной бета-распад ядра ^{100}Mo от солнечных нейтрино. В работах последних лет приводились следующие значения: так, в статье [28] авторы оценивают $R = 989$ SNU ($R = 975$ SNU в [29]), что в пересчете на тонну вещества дает 187.6 (184.9 [29]) событий на тонну в год.

В реальных земных экспериментах поток электронных нейтрино от Солнца приблизительно вдвое меньше, чем в модели без осцилляций. Помимо этого, существуют схемы детектирования с возможностью частичного подавления фона [31].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами молибдена 98 и 100 изучается с учетом влияния зарядово-обменных резонансов. Исследованы влияния высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции $S(E)$ и на сечения захвата солнечных нейтрино ядрами ^{98}Mo и ^{100}Mo . Использовались как экспериментальные данные по силовым функциям $S(E)$, полученные в зарядово-обменных реакциях (p, n) и $(^3\text{He}, t)$ [2–4], так и силовые функции $S(E)$, рассчитанные в рамках теории конечных ферми-систем [17].

Сравнение расчетов функции $S(E)$ с экспериментальными данными демонстрирует хорошее согласие как по энергиям, так и по амплитудам резонансных пиков. Наблюдается недобор в правиле сумм для GT-возбуждений, который связан с quenching-эффектом [23] или с нарушением

нормировки GT матричных элементов. В ТКФС-теории [18] этот недобор компенсируется введением эффективного заряда $e_q = 0.90$ ($q = 0.81$) для изотопа ^{98}Mo и $e_q = 0.8$ ($q = 0.64$) для ^{100}Mo [17].

Проведены расчеты сечений захвата $\sigma(E)$ для солнечных нейтрино, и проанализирован вклад всех зарядово-обменных резонансов. Получено, что величина $\sigma(E)$ ядра ^{100}Mo существенно больше, чем у ^{98}Mo во всех энергетических интервалах. Это связано с тем, что энергии порогов Q_1 и Q_2 для соседних ядер-изобар ^{98}Tc и ^{100}Tc сильно различаются (см. рис. 1). Вследствие этого различаются сечения $\sigma(E)$ ядер ^{98}Mo и ^{100}Mo . Таким образом, в $\sigma(E)$ ^{100}Mo основной вклад вносят мягкие нейтрино, которых на порядки больше (см. рис. 2), при этом резонансная область энергий не влияет. Соответственно вклад энергичных ядерных резонансов в $\sigma(E)$ ^{100}Mo меньше, чем в ^{98}Mo .

Рассчитывались скорости захвата солнечных нейтрино R для изотопов ^{98}Mo и ^{100}Mo с учетом всех компонентов солнечного нейтринного спектра. Расчеты проводились как с экспериментальными, так и с теоретическими силовыми функциями $S(E)$ с учетом и без учета гамов-теллеровского и пигми-резонансов.

Сравнивая расчеты для ^{98}Mo и ^{100}Mo , надо отметить большое отличие, большее чем в 45 раз, значений R_{Total} для этих изотопов. Это объясняется тем, что, как было отмечено, в процессе захвата солнечных нейтрино ядром ^{98}Mo основную роль играют жесткие солнечные нейтрино, а в ядре ^{100}Mo — нейтрино с меньшими энергиями, которых на порядки больше.

Вопрос изменения фоновых значений R_{Total} в связи с нейтринными осцилляциями в данной работе не рассматривался, так как надо учитывать изменения во всех компонентах солнечного потока, имеющих различную энергетику.

Таким образом, два изотопа одного элемента ^{98}Mo и ^{100}Mo , мало различающиеся по структуре и по зарядово-обменной силовой функции, очень сильно различаются по сечениям $\sigma(E)$ и скоростям захвата солнечных нейтрино.

Авторы благодарны М.Д. Скорохватову, И.Н. Борзову, А.К. Выборову, Л.В. Инжечкику, Н.В. Ключковой, С.С. Семенову и В.В. Хрущеву за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00061) и гранта Отделения нейтринных процессов НИЦ “Курчатовский институт”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дж. Бакал, *Нейтринная астрофизика* (Мир, Москва, 1993) [J. N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University Press, 1989)].
2. J. Rapaport, P. Welch, J. Bahcall, E. Sugarbaker, T. N. Tادdeucci, C. D. Goodman, C. F. Foster, D. Horen, C. Gaarde, J. Larsen, and T. Masterson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2325 (1985).
3. H. Akimune, H. Ejiri, M. Fujiwara, I. Daito, T. Inomata, R. Hazama, A. Tamii, H. Toyokawa, and M. Yosoi, *Phys. Lett. B* **394**, 23 (1997).
4. J. H. Thies, T. Adachi, M. Dozono, H. Ejiri, D. Frekers, H. Fujita, Y. Fujita, M. Fujiwara, E.-W. Grewe, K. Hatanaka, P. Heinrichs, D. Ishikawa, N. T. Khai, A. Lennarz, H. Matsubara, H. Okamura, *et al.*, *Phys. Rev. C* **86**, 044309 (2012).
5. R. Arnold, C. Augier, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blondel, S. Blot, M. Bongrand, D. Boursette, V. Brudanin, J. Busto, A. J. Caffrey, S. Calvez, M. Cascella, C. Cerna, J. P. Cesar, A. Chapon, *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **79**, 440 (2019).
6. A. V. Rakhimov, A. S. Barabash, A. Basharina-Freshville, S. Blot, M. Bongrand, Ch. Bourgeois, D. Breton, R. Breier, E. Birdsall, V. B. Brudanin, H. Burešova, J. Busto, S. Calvez, M. Cascella, C. Cerna, J. P. Cesar, *et al.*, *Radiochim. Acta* **108**, 87 (2020).
7. E. Armengaud *et al.* (CUPID-Mo Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **126**, 181802 (2021).
8. Moo Hyun Lee, *JINST* **15**, C08010 (2020).
9. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **15**, 173 (1972) [*JETP Lett.* **15**, 120 (1972)].
10. Ю. В. Гапонов, Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **16**, 484 (1972) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **16**, 270 (1972)].
11. Ю. С. Лютоостанский, Письма в ЖЭТФ **106**, 9 (2017) [*JETP Lett.* **106**, 7 (2017)].
12. K. Pham, J. Jänecke, D. A. Roberts, M. N. Harakeh, G. P. A. Berg, S. Chang, J. Liu, E. J. Stephenson, B. F. Davis, H. Akimune, and M. Fujiwara, *Phys. Rev. C* **51**, 526 (1995).
13. Ю. С. Лютоостанский, В. Н. Тихонов, ЯФ **81**, 515 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 540 (2018)].
14. D. Verney, D. Testov, F. Ibrahim, Yu. Penionzhkevich, B. Roussiere, V. Smirnov, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, H. Pai, E. Sokol, I. Stefan, and D. Suzuki, *Phys. Rev. C* **95**, 054320 (2017).
15. Ю. С. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, Изв. РАН. Сер. физ. **83**, 539 (2019) [*Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **83**, 488 (2019)].
16. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, *Chin. Phys. C* **45**, 030003 (2021).
17. Ю. С. Лютоостанский, Г. А. Коротеев, А. Ю. Лютоостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, ЯФ **85**, 177 (2022) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 231 (2022)].
18. А. Б. Мигдал, *Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер* (Наука, Москва, 1983) [A. B. Migdal, *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (Nauka, Moscow,

- 1983, 2nd ed.; Interscience, New York, 1967, transl. 1st ed.].
19. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **82**, 440 (2019) [Phys. At. Nucl. **82**, 528 (2019)].
 20. Ю. С. Лютоостанский, ЯФ **83**, 34 (2020) [Phys. At. Nucl. **83**, 39 (2020)].
 21. Yu. S. Lutostansky and N. B. Shul'gina, Phys. Rev. Lett. **67**, 430 (1991).
 22. Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. P. Osipenko, and V. N. Tikhonov (2021), arXiv: 2103.12325v1 [nucl-th].
 23. A. Arima, Nucl. Phys. A **649**, 260 (1999).
 24. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957) [Sov. Phys. JETP **5**, 333 (1957)].
 25. C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016).
 26. J. N. Bahcall, A. M. Serenelli, and S. Basu, Astrophys. J. Lett. **621**, L85 (2005).
 27. К. И. Ерохина, В. И. Исаков, ЯФ **58**, 483 (1995) [Phys. At. Nucl. **58**, 432 (1995)]; K. I. Erokhina and V. I. Isakov, Phys. Scr. **56**, 258 (1995).
 28. H. Ejiri and S. R. Elliott, Phys. Rev. C **89**, 055501 (2014).
 29. H. Ejiri and S. Elliott, Phys. Rev. C **95**, 055501 (2017).
 30. Y. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. Y. Lutostansky, A. P. Osipenko, and V. N. Tikhonov, Phys. Lett. B **826**, 136905 (2022).
 31. H. Ejiri and K. Zuber, J. Phys. G **43**, 045201 (2016).

SOLAR NEUTRINOS CAPTURING BY MOLYBDENUM 98 AND 100 NUCLEI

**Yu. S. Lutostansky¹⁾, N. A. Belogortseva¹⁾, G. A. Koroteev^{1),2)}, A. Yu. Lutostansky¹⁾,
A. P. Osipenko¹⁾, V. N. Tikhonov¹⁾, A. N. Fazliakhmetov^{1),2),3)}**

¹⁾ National Research Center Kurchatov Institute, Moscow, Russia

²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Moscow, Russia

³⁾ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The neutrino capture process by molybdenum 98 and 100 nuclei was studied taking into account the influence of the charge-exchange resonances. The paper presents the calculations of the cross section for the capture of solar neutrinos $\sigma(E_\nu)$ by ^{98}Mo and ^{100}Mo nuclei. The calculations used both the experimental data on the strength function $S(E)$ obtained in charge-exchange reactions (p, n) and ($^3\text{He}, t$) and the functions $S(E)$ calculated within the framework of the finite Fermi systems theory. The influence of the resonance structure $S(E)$ on the calculated cross section for the capture of solar neutrinos $\sigma(E_\nu)$ was investigated, and the contributions of each of the resonances to the cross sections of $\sigma(E_\nu)$ were distinguished. The contribution of all components of the solar neutrino spectrum is calculated. The contribution of background solar neutrinos to double beta decay of ^{100}Mo nuclei is estimated.

ПРОХОЖДЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ОСЦИЛЛИРУЮЩИЙ ВДОЛЬ ПУЧКА ОБРАЗЕЦ

© 2022 г. Ф. С. Джепаров^{1),2)*}, Д. В. Львов^{1),2)}, А. И. Франк³⁾

Поступила в редакцию 15.06.2022 г.; после доработки 15.06.2022 г.; принята к публикации 04.07.2022 г.

Рассмотрено прохождение тепловых нейтронов через плоскопараллельную пластину, совершающую периодические колебания вдоль пучка нейтронов. Для анализа процесса построено нестационарное приближение эйконала. Проведено сравнение эйконального результата с борновским приближением. Получено аналитическое выражение для потока прошедших нейтронов.

DOI: 10.31857/S004400272206006X

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования специфики взаимодействия нейтронных волн с ускоренным веществом имеют немалую историю, и в настоящее время можно считать твердо установленным наличие влияния продольного ускорения нейтронно-оптически однородной мишени на прошедший сквозь нее поток [1, 2]. Данное явление получило название эффекта ускоряющегося вещества (ЭУВ), в его результате частота волны, прошедшей через образец, движущийся с ускорением, отлична от частоты падающей волны. Планируются новые эксперименты для изучения ЭУВ в более сложных условиях и для поисков его приложений. Впервые вопрос о прохождении нейтрона сквозь слой вещества, движущийся с линейным ускорением, был рассмотрен в работе [3]. С тех пор проведенные исследования, по существу, основывались на чисто классическом анализе [4, 1, 2] и численных методах [5], поскольку аналитическое решение (в электродинамике) было получено только для простейшего случая, когда равноускоренно движущаяся мишень выбрана в форме плоскопараллельной диэлектрической пластины [6]. Аналогичное полуклассическое объяснение получило явление ускорения нейтрона вблизи брэгговского резонанса при прохождении нейтроном совершенного кристалла, движущегося с переменной скоростью [7]. В данной работе впервые сформулирован квантово-механический ме-

тод анализа, позволивший получить аналитические формулы для данного круга задач. Он основывается на нестационарном обобщении эйконального приближения, хорошо известного в стационарной теории рассеяния, см., например, [8, 9].

2. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ВАРИАНТ МЕТОДА ЭЙКОНАЛА

Стационарный метод эйконала (также называемый приближением высоких энергий) изложен во многих учебниках по квантовой механике (см., например, [8]). В данном методе рассматривается решение задачи о рассеянии частицы с массой m и начальным импульсом $\mathbf{k} = k\mathbf{n} = m\mathbf{v} = (0, 0, k)$ для $E \gg U$, где E — кинетическая энергия частицы, а $U(\mathbf{r})$ — потенциальная энергия. Здесь и далее полагаем постоянную Планка $\hbar = 1$. Решение стационарного уравнения Шредингера

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r})\right)\psi = \frac{k^2}{2m}\psi, \quad (1)$$

где $\hat{\mathbf{p}} = -i\nabla$, ищется в форме $\psi = e^{ikz}F(\mathbf{r})$. Функция $F(\mathbf{r})$ медленно меняется по сравнению с множителем e^{ikz} , при $U = 0$ имеем $F = 1$. Для расчета $F(\mathbf{r})$ удерживаются главные члены по $1/k$, т.е. в точном уравнении

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}\mathbf{k}}{m} + U\right)F = -\frac{\hat{p}^2}{2m}F \quad (2)$$

пренебрегаем второй производной F в правой части (2). В результате получаем уравнение первого порядка

$$n\hat{\mathbf{p}}F = -i\frac{\partial F}{\partial z} = -\frac{mU}{k}F, \quad (3)$$

¹⁾ Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия.

³⁾ Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: dzheparov@itep.ru

решение которого имеет вид

$$F(\mathbf{r}) = \exp\left(-i\frac{m}{k} \int_{-\infty}^z dz' U(\mathbf{r}_\perp, z')\right) = \quad (4)$$

$$= \exp\left(-i \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U(\mathbf{r}_\perp, z')\right),$$

где \mathbf{r}_\perp — компонента вектора \mathbf{r} , ортогональная оси z . Рассмотрим аналогичное приближение для нестационарного уравнения Шредингера

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r}, t)\right) \psi = i\frac{\partial}{\partial t} \psi. \quad (5)$$

Ищем решение в виде

$$\psi(\mathbf{r}, t) = e^{ikz - i\frac{k^2}{2m}t} F(\mathbf{r}, t). \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получаем

$$\left(\frac{(\hat{\mathbf{p}} + \mathbf{k})^2}{2m} + U\right) F = \left(\frac{k^2}{2m} + i\frac{\partial}{\partial t}\right) F, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\hat{\mathbf{p}}\mathbf{k}}{m} - i\frac{\partial}{\partial t} + U\right) F = \frac{\hat{p}^2}{2m} F. \quad (8)$$

Как и в стационарном варианте, заменяем правую часть на 0. Остается

$$\left(-iv\frac{\partial}{\partial z} - i\frac{\partial}{\partial t} + U(\mathbf{r}, t)\right) F = 0. \quad (9)$$

Вводим вместо (z, t) новые переменные $(\xi(z, t), \tau(z, t))$, т.е.

$$z = z(\xi, \tau) = f(\xi, \tau), \quad t = t(\xi, \tau) = u(\xi, \tau), \quad (10)$$

так, чтобы выполнялось равенство

$$v\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial t} = v\frac{\partial}{\partial \xi}. \quad (11)$$

Тогда вместо (9) получаем

$$\left(-iv\frac{\partial}{\partial \xi} + U(\mathbf{r}_\perp, f(\xi, \tau), u(\xi, \tau))\right) \times$$

$$\times F(\mathbf{r}_\perp, f(\xi, \tau), u(\xi, \tau)) = 0.$$

Решение этого уравнения

$$F(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \exp\left(-i \int_{-\infty}^{\xi(z, t)} \frac{d\xi'}{v} \times \quad (12)$$

$$\times U(\mathbf{r}_\perp, f(\xi', \tau(z, t)), u(\xi', \tau(z, t)))\right).$$

Из (11) следует, что

$$v\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \xi}{\partial t} = v, \quad v\frac{\partial \tau}{\partial z} + \frac{\partial \tau}{\partial t} = 0, \quad (13)$$

откуда находим связь переменных (ξ, τ) и (z, t)

$$\xi = \xi(z, t) = \frac{1}{2}(z + vt), \quad \tau = \tau(z, t) = t - z/v.$$

Решая данную систему относительно (z, t) , имеем

$$z = f(\xi, \tau) = \xi - \frac{v\tau}{2}, \quad t = u(\xi, \tau) = \frac{\xi}{v} + \frac{\tau}{2}. \quad (14)$$

Подстановка этих соотношений в (12) дает

$$F(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \exp\left(-i \int_{-\infty}^{\frac{1}{2}(z+vt)} \frac{d\xi'}{v} \times \quad (15)$$

$$\times U(\mathbf{r}_\perp, f(\xi', t - z/v), u(\xi', t - z/v))\right).$$

Отсюда после замены $\xi' = z' + \frac{vt - z}{2}$ и элементарных упрощений окончательно получаем нестационарное приближение эйконала для волновой функции

$$F(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \exp\left(-i \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} \times \quad (16)$$

$$\times U\left(\mathbf{r}_\perp, z', t - \frac{1}{v}(z - z')\right)\right) =$$

$$= \exp(-i\Phi(\mathbf{r}_\perp, z, t)).$$

Легко видеть, что волновая функция непосредственно зависит от значения потенциала в момент прохождения частицы через него.

Очевидно, что в стационарном случае, т.е. при $U(\mathbf{r}_\perp, z, t) = U(\mathbf{r}_\perp, z)$, из (16) получается стандартная формула (4).

3. ОСЦИЛЛИРУЮЩАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ СТЕНКА

В экспериментах, описанных в [1] и [2], образец, представляющий собой плоскопараллельную пластинку толщины d , осциллирует с частотой ω в направлении нейтронного пучка, которое ортогонально плоскости пластинки. Потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с такой прямоугольной стенкой определяется нейтронно-оптическим потенциалом и равна:

$$U(\mathbf{r}_\perp, z, t) = V(z - s(t)), \quad (17)$$

$$V(z) = V_0 \vartheta(0 < z < d),$$

$$s(t) = s_0 \sin \omega t,$$

где $\vartheta(y)$ — функция Хэвисайда. Величину потенциала V_0 мы считаем вещественной, т.е. поглощение нейтронов в образце не рассматривается. Из (16) имеем

$$\Phi(\mathbf{r}_\perp, z, t) = \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 &= \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U \left(\mathbf{r}_{\perp}, z', t - \frac{1}{v} (z - z') \right) = \\
 &= V_0 \int_{-\infty}^z dz' \vartheta \left(0 < z' - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) < d \right) = \\
 &= \Phi(z, t).
 \end{aligned}$$

Далее удобно использовать поток импульса нейтронов, равный стандартному потоку, умноженному на массу нейтрона. В точке \mathbf{r} он имеет только z -компоненту, равную

$$\begin{aligned}
 j &= \frac{i}{2} |\nabla_z \psi^*(\mathbf{r}, t) \psi(\mathbf{r}, t) - \psi^*(\mathbf{r}, t) \nabla_z \psi(\mathbf{r}, t)| = \\
 &= k - \frac{d}{dz} \Phi(z, t) = \\
 &= k - \frac{1}{v} V_0 \vartheta(0 < z - s(t) < d) - \\
 &- \frac{1}{v} V_0 \int_{-\infty}^z dz' \nabla_z \vartheta \left(0 < z' - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) < d \right).
 \end{aligned}$$

Поток на детекторе, расположенном в $z > d + s_0$

$$\begin{aligned}
 j &= k + \frac{1}{v^2} V_0 \int_{-\infty}^z dz' \nabla_t \times \quad (19) \\
 &\times \vartheta \left(0 < z' - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) < d \right) = \\
 &= k - \frac{V_0}{v^2} \int_{-\infty}^z dz' \left[\delta \left(z' - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) \right) - \right. \\
 &- \left. \delta \left(z' - d - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) \right) \right] \nabla_t s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right).
 \end{aligned}$$

В эксперименте [1, 2] максимальная скорость движения образца много меньше скорости нейтрона, т.е. $\omega s_0/v \ll 1$. Вычислим интегралы в (19) в главных порядках по этому малому параметру. Обозначим

$$\begin{aligned}
 I &= \int_{-\infty}^z dz' \delta \left(z' - s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right) \right) \times \\
 &\times \frac{d}{dt} s \left(t - \frac{z - z'}{v} \right).
 \end{aligned}$$

Сделаем замену переменной $h = t - \frac{z - z'}{v}$. Тогда

$$I = \int_{-\infty}^t vdh \delta(vh - vt + z - s(h)) \frac{d}{dh} s(h) = \quad (20)$$

$$= v \frac{s'(h_0)}{v - s'(h_0)},$$

где h_0 определяет нули δ -функции: $h_0 = t - \frac{z}{v} + \frac{s(h_0)}{v}$. В первом приближении

$$h_0 = t - \frac{z}{v} + \frac{s_0}{v} \sin \omega(t - z/v).$$

Тогда

$$\begin{aligned}
 s'(h_0) &= s_0 \omega \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} + \frac{s_0}{v} \sin \omega(t - z/v) \right) \approx \\
 &\approx s_0 \omega \left[\cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) - \frac{s_0 \omega}{v} \sin^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right].
 \end{aligned}$$

Подставляя данное выражение в (20), имеем

$$\begin{aligned}
 I &= v s_0 \omega \frac{\cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) - \frac{s_0 \omega}{v} \sin^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)}{v - s_0 \omega \cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right)} \approx \\
 &\approx s_0 \omega \left(\cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) + \frac{s_0 \omega}{v} \times \right. \\
 &\times \left. \left[\cos^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) - \sin^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right] \right).
 \end{aligned}$$

Вычисляя аналогично второй интеграл в (19), получаем

$$\begin{aligned}
 j &= k - \frac{V_0}{v^2} s_0 \omega \left(\cos \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) - \right. \\
 &- \left. \cos \omega \left(t - \frac{z - d}{v} \right) \right) + \frac{V_0}{v^3} s_0^2 \omega^2 \times \\
 &\times \left(\cos^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) - \cos^2 \omega \left(t - \frac{z - d}{v} \right) + \right. \\
 &+ \left. \sin^2 \omega \left(t - \frac{z - d}{v} \right) - \sin^2 \omega \left(t - \frac{z}{v} \right) \right).
 \end{aligned}$$

Из соотношений (6) и (16) следует, что $|\psi(\mathbf{r}, t)|^2 = 1$. Поэтому изменение потока $\Delta j = j - k$ в (19) равно изменению Δk среднего по ансамблю импульса нейтрона в точке z , а соответствующее изменение его энергии может быть оценено как

$$\begin{aligned}
 \Delta E &= v \Delta k = \Delta E_1 + \Delta E_2 = \quad (21) \\
 &= -\frac{2V_0 s_0 \omega}{v} \sin \frac{\omega d}{2v} \sin \omega \left(t - \frac{z - d/2}{v} \right) - \\
 &- \frac{2V_0}{v^2} s_0^2 \omega^2 \sin \frac{\omega d}{2\nu} \sin 2\omega \left(t - \frac{z - d/2}{\nu} \right).
 \end{aligned}$$

Для определения же реального распределения по энергии в потоке прошедших частиц должна использоваться волновая функция (6) с учетом (16) и теория того прибора, который применяется для данного измерения.

Если $\frac{\omega d}{2v} \ll 1$, то из (21) следует

$$\Delta E_1 = -V_0 \frac{s_0 \omega^2 d}{v^2} \sin \omega \left(t - \frac{z - d/2}{v} \right), \quad (22)$$

$$\Delta E_2 = -\frac{2V_0 s_0^2 \omega^3 d}{v^3} \sin 2\omega \left(t - \frac{z - d/2}{v} \right). \quad (23)$$

В работе [2] для этих же условий, но в рамках классического приближения для изменения энергии было получено выражение

$$\Delta E_F = -m s_0 \omega^2 d \frac{1-n}{n} \sin \omega t,$$

где n — показатель преломления. Учитывая, что

$$1-n = 1 - \left(1 - \frac{V_0}{mv^2/2} \right)^{1/2} \approx \frac{V_0}{mv^2},$$

имеем

$$\begin{aligned} \Delta E_F &= -m s_0 \omega^2 d \frac{V_0}{mv^2} \sin \omega t = \quad (24) \\ &= -s_0 \frac{\omega^2 d}{v^2} V_0 \sin \omega t, \end{aligned}$$

что совпадает с (22) с точностью до фазы. При выводе величины эффекта в [2] фаза не отслеживалась, а необходимость измерения фазы осцилляции в экспериментах [1, 2] была обусловлена поглощением в образце, которое в нашем выводе игнорировалось. Выражение (23) дает поправку к данному результату следующего порядка малости по $\omega s_0/v \ll 1$.

4. СРАВНЕНИЕ ЭЙКОНАЛЬНОГО РЕЗУЛЬТАТА С БОРНОВСКИМ ПРИБЛИЖЕНИЕМ

Формула (16) работает в области мишени и около нее. Для продолжения результата на любые расстояния можно поступить аналогично тому, что делают в стационарном варианте: подставить в правую часть точного соотношения

$$\begin{aligned} \psi &= e^{-iH_0(t-t_0)} \psi_0 - \quad (25) \\ &- i \int_{t_0}^t dt' e^{-iH_0(t-t')} U(t') \psi(t') \end{aligned}$$

эйкональное приближение $\psi_e(\mathbf{r}, t') = \exp\left(ikz - i\frac{k^2}{2m}t' - i\Phi(\mathbf{r}_\perp, z, t') \right)$ вместо $\psi(t')$.

Однако интересен следующий вопрос: воспроизводят ли формулы (6), (16) борновское приближение в общей области применимости?

В стационарной теории для амплитуды рассеяния в методе эйконала [8] получено:

$$\begin{aligned} f(\mathbf{q}) &= \frac{k}{2\pi i} \int d^2 \rho e^{i\mathbf{q}\rho} \times \quad (26) \\ &\times \left(\exp \left(-i \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz'}{v} U(\rho, z') \right) - 1 \right). \end{aligned}$$

При этом правильная формула для амплитуды рассеяния (т.е. в зоне Фраунгофера) в борновском приближении получается простым разложением $f(\mathbf{q})$ в ряд по U , а вопрос о совпадении эйконального приближения ψ_e с борновским в окрестности мишени (т.е. в зоне Френеля) не ставится. Для нас он важен как проверочный для новых формул нестационарного эйконального приближения. Решить его на основе уравнения (25) нельзя, поскольку в борновском приближении оно очевидно правильно и ничего не говорит о $\psi_e(t')$.

В борновском приближении из (25) следует:

$$\begin{aligned} \psi &= e^{-iH_0(t-t_0)} \psi_0 - i \int_{t_0}^t dt' e^{-iH_0(t-t')} \times \quad (27) \\ &\times U(t') e^{-iH_0(t'-t_0)} \psi_0 + O(U^2). \end{aligned}$$

Выберем начальное условие в виде

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \exp(ikz), \quad E_0 = \frac{k^2}{2m}. \quad (28)$$

Пропагатор свободного движения

$$\begin{aligned} G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t) &= \langle \mathbf{r} | e^{-iH_0 t} | \mathbf{r}' \rangle = \quad (29) \\ &= \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{-i\frac{p^2 t}{2m} + i\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')} = \\ &= \left(\frac{m}{2\pi(\varepsilon + it)} \right)^{3/2} e^{-m(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2 / (2(\varepsilon + it))}, \end{aligned}$$

где $\varepsilon \rightarrow +0$. Подставляя (29) в (27), в координатном представлении имеем:

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &= e^{-iE_0(t-t_0) + ikz} - i \int d^3 r' \times \quad (30) \\ &\times \int_{t_0}^t dt' G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') U(\mathbf{r}', t') e^{-iE_0(t'-t_0) + ikz'} = \\ &= e^{-iE_0(t-t_0) + ikz} \left[1 - i \int d^3 r' \times \right. \\ &\left. \times \int_{t_0}^t dt' G_0(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \times \right. \end{aligned}$$

$$\times U(\mathbf{r}', t') e^{iE_0(t-t') + ik(z'-z)} \Big] = \\ = e^{ikz - i\frac{k^2}{2m}(t-t_0)} F_B(\mathbf{r}, t).$$

Таким образом, в борновском приближении при $t_0 \rightarrow -\infty$ получаем:

$$F_B(\mathbf{r}, t) = 1 - i \int d^3r' \int_0^\infty ds G_0(\mathbf{r}', s) \times \quad (31) \\ \times U(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - s) e^{iE_0s - ikz'} = 1 - i\Phi_B(\mathbf{r}, t).$$

Эта формула верна на любых расстояниях, тогда как (16) работает только при $r \ll ka^2$, где a — размер мишени. Для выяснения вопроса о том, совпадают ли формулы (16) и (31) в общей области применимости, учтем, что

$$G_0(\mathbf{r}', s) e^{iE_0s - ikz'} = \left(\frac{m}{2\pi(\varepsilon + is)} \right)^{3/2} \times \quad (32) \\ \times \exp \left(\frac{im(\mathbf{r}'_\perp{}^2 + (z' - vs)^2)}{2s} \right) = \\ = G_0(\mathbf{r}'_\perp, z' - vs, s).$$

Теперь с учетом (31) и (32) получаем, что

$$\Phi_B(\mathbf{r}, t) = \int d^3r' \int_0^\infty ds \left(\frac{m}{2\pi(\varepsilon + is)} \right)^{3/2} \times \quad (33) \\ \times \exp \left(\frac{im(\mathbf{r}'_\perp{}^2 + (z' - ks/m)^2)}{2(s - i\varepsilon)} \right) U(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - s).$$

Выделим главный порядок по $(ka)^{-1} = (mva)^{-1}$. Пусть

$$U(\mathbf{r}, t) = U_1\left(\frac{\mathbf{r}}{a}, t\right) = U_1\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{a}, \frac{z}{a}, t\right). \quad (34)$$

Подставляя (34) в (33) и выполняя замену переменных $\mathbf{r}' = a\mathbf{r}''$ и $s = \frac{a\tau}{v}$, с учетом $v = k/m$, получаем

$$\Phi_B(\mathbf{r}, t) = a^4 \int d^3r'' \int_0^\infty \frac{d\tau}{v} \left(\frac{vm}{2\pi(\varepsilon + ia\tau)} \right)^{3/2} \times \\ \times \exp \left(\frac{ima^2(\mathbf{r}''_\perp{}^2 + (z'' - \tau)^2)}{2\frac{a}{v}(\tau - i\varepsilon)} \right) \times \\ \times U_1\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{a} - \mathbf{r}''_\perp, \frac{z}{a} - z'', t - \frac{a\tau}{v}\right).$$

Выполнив еще одну замену переменной $\mathbf{r}' = \sqrt{ka}(\mathbf{r}''_\perp, z'' - \tau)$, получим

$$\Phi_B(\mathbf{r}, t) = \frac{a^{5/2}v^{1/2}m^{3/2}}{(ka)^{3/2}} \int d^3r' \times \quad (35)$$

$$\times \int_0^\infty d\tau \left(\frac{1}{2\pi(\varepsilon + i\tau)} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{i\mathbf{r}'^2}{2(\tau - i\varepsilon)} \right) \times \\ \times U_1\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{a} - \frac{\mathbf{r}'_\perp}{(ka)^{1/2}}, \frac{z}{a} - \frac{z'}{(ka)^{1/2}} - \tau, t - \frac{a\tau}{v}\right).$$

Раскладывая потенциал по малому параметру $(ka)^{-1/2}$, получаем

$$\Phi_B(\mathbf{r}, t) = \frac{a}{v} \times \quad (36)$$

$$\times \left(\int_0^\infty d\tau U_1\left(\frac{\mathbf{r}_\perp}{a}, \frac{z}{a} - \tau, t - \frac{a\tau}{v}\right) + O((ka)^{-1}) \right) = \\ = \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U\left(\mathbf{r}_\perp, z', t - \frac{z - z'}{v}\right) (1 + O((ka)^{-1})).$$

Подставляя полученное выражение в (31), в главном порядке по малому параметру $(ka)^{-1/2}$ имеем

$$F_B(\mathbf{r}, t) = 1 - i \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U\left(\mathbf{r}_\perp, z', t - \frac{z - z'}{v}\right). \quad (37)$$

Это выражение в главном порядке по U совпадает с (16).

Проведем аналогичные выкладки в стационарном случае. Эйкональное решение в области мишени

$$\psi(\mathbf{r}) = e^{ikz} F(\mathbf{r}, k), \quad (38)$$

$$F(\mathbf{r}, k) = \exp \left(-i \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U(\mathbf{r}_\perp, z') \right).$$

В борновском приближении

$$\psi_B(\mathbf{r}) = e^{ikz} - \frac{m}{2\pi} \int d^3r' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} U(\mathbf{r}') e^{ikz'} = \quad (39) \\ = e^{ikz} \left[1 - \frac{m}{2\pi} \int d^3r' \frac{e^{ikr'}}{r'} U(\mathbf{r} - \mathbf{r}') e^{-ikz'} \right].$$

Экспоненты выделяют область размером k^{-1} вблизи $r' = z'$ и $r'_\perp = 0$, определяющую значение интеграла. Поэтому для \mathbf{r} вблизи мишени имеем

$$\psi_B(\mathbf{r}) \approx e^{ikz} \times \quad (40)$$

$$\times \left[1 - \frac{m}{2\pi} \int dz' U(\mathbf{r}_\perp, z - z') e^{-ikz'} \int d^2r'_\perp \frac{e^{ikr'_\perp}}{r'} \right].$$

Используя выражение для пропагатора в импульсном представлении, получаем

$$\int d^2r'_\perp \frac{e^{ikr'_\perp}}{r'} = 4\pi \int \frac{dp}{2\pi} \frac{e^{ipz}}{p^2 - k^2 - i\varepsilon} = 4\pi \frac{i}{2k} e^{ik|z|}.$$

Подставляя данное выражение в (40), имеем

$$\begin{aligned} \psi_B(\mathbf{r}) &= e^{ikz} \times \\ &\times \left[1 - 2m \int dz' \frac{i}{2k} e^{ik|z'| - ikz'} U(\mathbf{r}_\perp, z - z') \right] = \\ &= e^{ikz} \left[1 - i \int_{-\infty}^z \frac{dz'}{v} U(\mathbf{r}_\perp, z') + O((ka)^{-1}) \right], \end{aligned} \quad (41)$$

что соответствует (38).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя наличие эффекта ускоряющегося вещества на данный момент не вызывает сомнений, изучение его природы продолжается, планируются новые эксперименты. В работе [10] на основе принципа эквивалентности сформулирована гипотеза о более общем характере эффекта. Полученные в данной работе решения дают первое аналитическое описание ЭУВ на основе квантовой механики, что

позволяет лучше понять природу явления. Данный подход может быть использован для анализа более сложных экспериментов, например, для предсказания влияния поперечных пучку ускорений, когда образцом служит не плоскопараллельная пластина, а специально профилированная мишень.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. И. Франк, П. Гелтенборт, М. Жентшель, Д. В. Кустов, Г. В. Кулин, В. Г. Носов, А. Н. Стрепетов, ЯФ **71**, 1686 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 1656 (2008)].
2. А. И. Франк, ЭЧАЯ **47**, 1192 (2016) [Phys. Part. Nucl. **47**, 647 (2016)].
3. F. V. Kowalski, Phys. Lett. A **182**, 335 (1993).
4. В. Г. Носов, А. И. Франк, ЯФ **61**, 686 (1998) [Phys. At. Nucl. **61**, 613 (1998)].
5. М. А. Zakharov, G. V. Kulin, and A. I. Frank, Eur. Phys. J. D **75**, 47 (2021).
6. К. Такака, Phys. Rev. A **25**, 385 (1982).
7. Ю. П. Брагинец, Я. А. Бердников, В. В. Федоров, И. А. Кузнецов, М. В. Ласица, С. Ю. Семенихин, Е. О. Вежлев, В. В. Воронин, ЯФ **80**, 39 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 38 (2017)].
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Физматлит, Москва, 2019).
9. Ф. С. Джепаров, Д. В. Львов, Письма в ЖЭТФ **72**, 518 (2000) [JETP Lett. **72**, 360 (2020)].
10. А. И. Франк, УФН **190**, 539 (2020) [Phys. Usp. **63**, 500 (2020)].

PASSAGE OF NEUTRONS THROUGH A SAMPLE OSCILLATING ALONG THE BEAM

F. S. Dzheparov^{1),2)}, D. V. Lvov^{1),2)}, A. I. Frank³⁾

¹⁾ Kurchatov Complex for Theoretical and Experimental Physics NRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

²⁾ National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

³⁾ Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The passage of thermal neutrons through a plane-parallel plate performing periodic oscillations along the neutron beam is considered. To analyze the process, a nonstationary eikonal approximation is constructed. The eikonal result is compared with the Born approximation. An analytical expression for the flux of transmitted neutrons is obtained.

КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ НЕАКСИАЛЬНЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР С КВАДРУПОЛЬНОЙ И ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ

© 2022 г. М. С. Надирбеков^{1)*}, С. Н. Кудиратов¹⁾, О. А. Бозаров¹⁾

Поступила в редакцию 22.02.2022 г.; после доработки 07.06.2022 г.; принята к публикации 20.06.2022 г.

Развита неадиабатическая коллективная модель неаксиальных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. Асимметричные квадрупольные и октупольные моды учитываются эффективно. На основе развитой модели получены аналитические выражения для энергии уровней, содержащих пять подгоночных параметров, которые определяются из сравнения теоретических и экспериментальных данных. Угловая часть полярных координат использована в качестве одного из параметров равновесного состояния четно-четного ядра. Получено хорошее описание коллективных состояний $yrast$ - и первой $non-yrast$ -полос переменной четности тяжелых неаксиальных четно-четных ядер: ^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{172}Yb , $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{232,234,236,238}\text{U}$ и ^{240}Pu . В приложении представлено квантование кинетической энергии октупольных колебаний в криволинейных координатах.

DOI: 10.31857/S0044002722060101

1. ВВЕДЕНИЕ

Реальный наблюдаемый спектр возбуждения деформированных ядер содержит уровни, имеющие как вращательную природу, так и уровни, возникшие за счет коллективных колебаний [1]. Наблюдение больших квадрупольных моментов привело к предположению, что некоторые ядра могут иметь сфероидальную форму, что было подтверждено наблюдением структур вращательных полос. Для большинства деформированных ядер описание аксиально-симметричного сфероида является приемлемым для воспроизведения спектра энергетических полос. В последнее время спектроскопические свойства возбужденных коллективных состояний тяжелых ядер широко изучаются различными авторами в рамках различных моделей, использующих геометрические, алгебраические и микроскопические подходы [2]. Алгебраические подходы к коллективным состояниям положительной четности основаны на предположении, что ядро может быть описано как система пар фермионов с угловым моментом 0, 1, 2 и 3 (пары s , p , d и f), которые рассматриваются как феноменологические бозоны, а состояния с отрицательной четностью описываются путем добавления f -бозона к обычным s - и d -бозонам [3]. Микроскопические подходы к мультипольным колебаниям и расчет их

параметров направлены либо на обоснование феноменологических моделей, либо на приближенное решение ядерной проблемы многих тел. Однако в рамках микроскопических моделей мы еще не имеем столь детального описания спектров возбуждения ядер, как это дают феноменологические модели коллективного возбуждения [4, 5].

Коллективные спектры аксиально-симметричных атомных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями характеризуются вращательными полосами переменной четности [2, 6–12]. В работе [12] в рамках неадиабатической коллективной модели описаны последовательности энергий уровней $yrast$ - и первой $non-yrast$ -полос переменной четности деформированных аксиально-симметричных четно-четных ядер с квадрупольными и октупольными степенями свободы в редкоземельных ядрах ^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{154}Gd , ^{156}Dy , $^{162,164}\text{Er}$ и актиноидах $^{232,234,236,238}\text{U}$.

В работах [13–15] показано, что γ -колебания играют важную роль в ядрах с квадрупольной деформацией, и подтверждена важность отклонения формы ядра от аксиально-симметричной при коллективном возбуждении при низких энергиях. В работе [16] рассмотрены описания энергетических уровней переменной четности $yrast$ -полос четно-четных ядер в области актиноидов: $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{230,232,234,236,238}\text{U}$ и ^{240}Pu в приближении жесткого асимметричного ротатора.

В настоящей работе развивается модель четно-четных ядер с неаксиальной квадрупольной и окту-

¹⁾Институт ядерной физики, АН Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан.

*E-mail: mnadirbekov@yandex.ru

польной деформациями. Рассчитаны уровни энергии $yrast$ - и первой $non-yrast$ -полос, проведены сравнения с имеющимися экспериментальными данными [1]. Как будет показано ниже, проведенный анализ позволяет сделать вывод об актуальности формализма представляемой модели.

Раздел 2 посвящен краткому рассмотрению неадиабатической коллективной модели неаксиальных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. В разд. 3 рассмотрено решение радиального уравнения Шредингера для потенциала Дэвидсона для поверхностных колебаний. В разд. 4 и 5 приведены обсуждения и результаты теоретических расчетов энергетического спектра четно-четных ядер и их сравнения с экспериментом. В разд. 6 приводятся заключительные выводы.

2. МОДЕЛЬНЫЙ ФОРМАЛИЗМ

Общая теория квадрупольной и октупольной деформаций четно-четных ядер определяется оператором Гамильтона, содержащим семь динамических переменных $\beta_2 (\beta_2 \geq 0)$, $\gamma (0 \leq \gamma \leq \frac{2\pi}{3})$, $\beta_3 (\beta_3 \geq 0)$, $\eta (0 \leq \eta \leq \pi)$, $\theta_1 (0 \leq \theta_1 \leq 2\pi)$, $\theta_2 (0 \leq \theta_2 \leq \pi)$, $\theta_3 (0 \leq \theta_3 \leq 2\pi)$ [17]:

$$\hat{H} = \hat{T}_{\beta_2} + \hat{T}_{\beta_3} + \hat{T}_{\gamma} + \hat{T}_{\eta} + \hat{T}_{\text{rot}} + V(\beta_2, \beta_3, \gamma, \eta), \quad (1)$$

где

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2^4} \frac{\partial}{\partial \beta_2} \left(\beta_2^4 \frac{\partial}{\partial \beta_2} \right), \quad (2)$$

$$\hat{T}_{\beta_3} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{1}{\beta_3^4} \frac{\partial}{\partial \beta_3} \left(\beta_3^4 \frac{\partial}{\partial \beta_3} \right), \quad (3)$$

$$\hat{T}_{\gamma} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2^2 \sin(3\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\sin(3\gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \right], \quad (4)$$

$$\hat{T}_{\eta} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{1}{\beta_3^2 \sin(3\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \left[\sin(3\eta) \frac{\partial}{\partial \eta} \right], \quad (5)$$

выражения (2), (3), (4) и (5) являются операторами кинетической энергии β_2 -, β_3 -, γ - и η -колебаний соответственно; $V(\beta_2, \beta_3, \gamma, \eta)$ — потенциальная энергия вышеуказанных колебаний и

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \sum_{\kappa=1}^3 \frac{\hbar^2 \hat{I}_{\kappa}^2}{2\mathfrak{J}_{\kappa}}, \quad (6)$$

оператор вращательной энергии, здесь I_{κ} ($\kappa = 1, 2, 3$) — проекции полного углового момента, а \mathfrak{J}_{κ} — проекции полного момента инерции, которые

явно зависят от массовых параметров квадрупольной и октупольной деформаций B_2 , B_3 и параметров деформаций β_2 , γ , β_3 , η [16].

Общее решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) сложное, поэтому используются различные упрощения. Одной из таких моделей является аналог модели Давыдова—Чабана [4, 15], где переменные γ и η заменяются эффективными значениями γ_{eff} и η_{eff} . Тогда гамильтониан (1) принимает следующий вид:

$$\hat{H} = \hat{T}_{\beta_2} + \hat{T}_{\beta_3} + \hat{T}_{\text{rot}} + V(\beta_2, \beta_3), \quad (7)$$

где

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2^3} \frac{\partial}{\partial \beta_2} \left(\beta_2^3 \frac{\partial}{\partial \beta_2} \right), \quad (8)$$

$$\hat{T}_{\beta_3} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{1}{\beta_3^3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} \left(\beta_3^3 \frac{\partial}{\partial \beta_3} \right), \quad (9)$$

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2 \hat{I}_{\kappa}^2}{2\mathfrak{J}_{\kappa}}. \quad (10)$$

В этом случае оператор вращательной энергии (10) зависит от эффективных значений переменных γ и η , т.е. от γ_{eff} и η_{eff} .

Теперь напомним уравнение Шредингера с гамильтонианом (7):

$$\begin{aligned} & -\frac{\hbar^2}{2B_2} \left[\frac{3}{\beta_2} \frac{\partial}{\partial \beta_2} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_2^2} \right] \Psi_I^{\pm}(\beta_2, \beta_3, \theta) - \\ & -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{3}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} \right] \Psi_I^{\pm}(\beta_2, \beta_3, \theta) + \\ & + \left[\hat{T}_{\text{rot}} + V(\beta_2, \beta_3) \right] \Psi_I^{\pm}(\beta_2, \beta_3, \theta) = \\ & = E_I^{\pm} \Psi_I^{\pm}(\beta_2, \beta_3, \theta). \end{aligned} \quad (11)$$

Переходим к полярным координатам $\sigma (0 \leq \sigma \leq \infty)$ и $\varepsilon (-\frac{\pi}{2} \leq \varepsilon \leq \frac{\pi}{2})$ [11]:

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \sqrt{\frac{B}{B_2}} \sigma \cos \varepsilon, \\ \beta_3 &= \sqrt{\frac{B}{B_3}} \sigma \sin \varepsilon, \quad B = \frac{B_2 + B_3}{2}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \left\{ -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \sigma} + \frac{\partial^2}{\sigma^2 \partial \varepsilon^2} \right] + \hat{T}_{\text{rot}} + \right. \\ & \left. + W(\sigma, \varepsilon) - E_I^{\pm} \right\} \Phi_I^{\pm}(\sigma, \varepsilon) = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \frac{\hbar^2}{8B\sigma^2} \sum_{\kappa=1}^3 \frac{I_{\kappa}^2}{\mathfrak{J}_{\kappa}^2} \quad (14)$$

с

$$J_1 = \cos^2 \varepsilon \sin^2 \left(\gamma_{\text{eff}} - \frac{2\pi}{3} \right) + \quad (15)$$

$$+ \sin^2 \varepsilon \left(\frac{3}{2} \cos^2 \eta_{\text{eff}} + \sin^2 \eta_{\text{eff}} + \frac{\sqrt{15}}{2} \sin \eta_{\text{eff}} \cos \eta_{\text{eff}} \right),$$

$$J_2 = \cos^2 \varepsilon \sin \left(\gamma_{\text{eff}} - \frac{4\pi}{3} \right) + \quad (16)$$

$$+ \sin^2 \varepsilon \left(\frac{3}{2} \cos^2 \eta_{\text{eff}} + \sin^2 \eta_{\text{eff}} - \frac{\sqrt{15}}{2} \sin \eta_{\text{eff}} \cos \eta_{\text{eff}} \right),$$

$$J_3 = \cos^2 \varepsilon \sin^2 \gamma_{\text{eff}} + \sin^2 \varepsilon \sin^2 \eta_{\text{eff}}, \quad (17)$$

здесь

$$J_\kappa = \frac{\mathfrak{J}_\kappa}{8B\sigma^2}, \quad (18)$$

безразмерные приведенные моменты инерции (или тензор момента инерции [18]) четно-четного ядра. Видно, что этот момент инерции зависит от γ_{eff} и ε .

В ядрах с октупольной деформацией есть два минимума потенциальной энергии, определяемые координатами β_{20} , β_{30} и β_{20} , $-\beta_{30}$ или σ_0 , ε_0 и σ_0 , $-\varepsilon_0$. Разлагая потенциальную энергию $V(\sigma_0, \varepsilon_0)$ по степеням смещений одного из этих равновесных положений и пренебрегая перекрестными членами, представим V в окрестности минимума $\sigma_0, \pm\varepsilon_0$ в виде [11]:

$$V(\sigma, \varepsilon) = V(\sigma) + \frac{C_\varepsilon}{2\sigma^2} (\varepsilon \pm \varepsilon_0)^2, \quad (19)$$

C_ε — параметр жесткости ε -колебаний. Второе слагаемое в (19) принимает постоянное значение, если подразумевать $\varepsilon = \varepsilon_0$.

Общее решение уравнения (13) очень сложное. Полагая

$$\Psi_{I\tau}^\pm(\sigma, \theta) = F_I^\pm(\sigma) \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta), \quad (20)$$

где M — проекция полного углового момента \hat{I} на третью ось в лабораторной системе координат, получаем уравнение Шредингера для вращательной части [18, 19]

$$\left[\frac{1}{2} \sum_{\kappa=1}^3 \frac{I_\kappa^2}{J_\kappa^2} - \epsilon_{I\tau}^\pm \right] \Phi_{IM\tau}^\pm(\theta) = 0. \quad (21)$$

А также уравнение Шредингера для переменной σ [18, 19]

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{\partial^2}{\partial \sigma^2} + \frac{1}{\sigma \partial \sigma} \right] + \quad (22)$$

$$+ \frac{\hbar^2 \epsilon_{I\tau}^\pm}{4B\sigma^2} + V(\sigma) - E_I^\pm \Big\} F_I^\pm(\sigma) = 0.$$

Выражение в скобках уравнения (21) совпадает с оператором (11) работы [16], но без величин $\tilde{B}_2 = 8B_2\beta_{2\text{eff}}$ и $\tilde{B}_3 = 8B_3\beta_{3\text{eff}}$, так как в этой работе динамические переменные β_2 и β_3 были заменены их эффективными значениями. Тогда коллективное вращательное движение ядра рассматривается отдельно от других степеней свободы. В этом приближении γ_{eff} и η_{eff} являются эффективными параметрами деформации [4, 14–16]. Таким образом, мы подразумеваем приведенный момент инерции в зависимости от двух параметров $J_\kappa = J_\kappa(\gamma_{\text{eff}}, \eta_{\text{eff}})$. В случае динамических переменных учетом полярных координат (12) мы получим множитель $\hbar^2/(8B\sigma^2)$ в уравнении (21).

Решение уравнения (21) с переменной ε очень сложное, поэтому в первом приближении используем значение переменной ε в равновесном положении ядра, т.е. ε_0 . Тогда безразмерная величина энергии $\epsilon_{I\tau}$ [4, 15] в уравнении (21) является функцией параметров $\gamma_{\text{eff}}, \eta_{\text{eff}}, \varepsilon_0$.

3. РЕШЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

Чтобы получить решение уравнения (22), величину $V(\sigma)$ берем в форме потенциала Дэвидсона [20]:

$$V(\sigma) = V_0 \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} - \frac{\sigma_0}{\sigma} \right)^2, \quad (23)$$

где V_0 — потенциальная энергия основного состояния. Вводя следующее обозначение:

$$x = \frac{2BV_0}{\hbar\sigma_0} \sigma^2, \quad (24)$$

получим уравнение

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{x \partial x} - \frac{s^2}{x^2} - \frac{1}{4} + \frac{E_I^\pm}{x} \right] F_I^\pm(x) = 0. \quad (25)$$

Учитывая граничные условия для уравнения Шредингера, получим

$$\left[x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + (2s + 1 - x) \frac{\partial}{\partial x} + \left(E_I^\pm - s - \frac{1}{2} \right) \right] F_I^\pm(x) = 0 \quad (26)$$

с

$$s = \sqrt{\frac{\epsilon_{I\tau}}{8} + \frac{1}{\mu^4}},$$

где μ — параметр неадиабатичности [4] и

$$\mu^4 = \frac{\hbar^2}{2BV_0\sigma_0^4}.$$

Далее находим собственные функции:

$$F_I^\pm(x) = N_\sigma x^s \exp^{-\frac{x}{2}} F(-n, 2s + 1, x).$$

Здесь N_σ — коэффициент нормировки, $F(-n, 2s + 1, x)$ — конфлюэнтная гипергеометрическая функция, $n = 0, 1, 2, \dots$ — квантовое число σ -колебаний, отметим, что $n = 0$ соответствует энергетическим уровням $ugast$ -полосы, а $n = 1$ соответствует энергетическим уровням первой pop - $ugast$ -полосы, и т.д.

Собственные значения

$$E_{In\tau}^\pm = \left[2n + 1 + \sqrt{\frac{\epsilon_{I\tau}}{2} + \frac{1}{\mu^4}} \right] \frac{V_0}{\mu^2} - 2V_0. \quad (27)$$

Энергия основного состояния определяется выражением

$$E_{001}^+ = \left[1 + \frac{1}{\mu^2} \right] \frac{V_0}{\mu^2} - 2V_0.$$

Энергия возбужденных состояний определяется выражением

$$\Delta E_{In\tau}^\pm = \left[2n + \sqrt{\frac{\epsilon_{I\tau}}{2} + \frac{1}{\mu^4}} - \frac{1}{\mu^2} \right] \frac{V_0}{\mu^2}. \quad (28)$$

Вводим следующую величину $\hbar\omega_\sigma = V_0/\mu^2$, которая является энергетическим множителем [10–12]. Тогда уравнение (28) может быть написано в виде

$$\Delta E_{In\tau}^\pm = \left[2n + \sqrt{\frac{\epsilon_{I\tau}}{2} + \frac{1}{\mu^4}} - \frac{1}{\mu^2} \right] \hbar\omega_\sigma. \quad (29)$$

В представленном приближении используются следующие подгоночные параметры: $\hbar\omega_\sigma$ (в кэВ), $\gamma_{\text{эфф}}$ (в градусах), $\eta_{\text{эфф}}$ (в градусах), ϵ_0 (в градусах) и μ (безразмерный). В целом области изменения параметров неаксиальности составляют $0^\circ < \eta_{\text{эфф}} < 180^\circ$, $0^\circ < \gamma_{\text{эфф}} < 120^\circ$ и $-90^\circ < \epsilon_0 < 90^\circ$.

4. ОБСУЖДЕНИЯ

В работе [12] рассмотрены энергетические уровни $ugast$ - и первой pop - $ugast$ -полос переменной четности деформированных аксиально-симметричных четно-четных ядер с квадрупольными и октупольными степенями свободы (переменные β_2 и β_3 являются динамическими, а переменные $\gamma = 0$ и $\eta = 0$). В работе [16] рассмотрено описание энергетических уровней $ugast$ -полос четно-четных ядер в приближении жесткого асимметричного ротатора (где переменные $\beta_2 = \beta_{2\text{эфф}}$, $\beta_3 = \beta_{3\text{эфф}}$, $\gamma = \gamma_{\text{эфф}}$ и $\eta = \eta_{\text{эфф}}$). В настоящей

работе развивается неадиабатическая коллективная модель неаксиальных четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями (где переменные β_2 и β_3 являются динамическими, а переменные γ и η заменены эффективными их значениями, т.е. $\gamma = \gamma_{\text{эфф}}$ и $\eta = \eta_{\text{эфф}}$). Существует много теоретических подходов для вычисления параметра асимметрии $\gamma_{\text{эфф}}$ из экспериментально наблюдаемых, таких как $R_{4/2} = E_{4+}/E_{2+}$, и из экспериментального измерения вероятностей $E2$ -переходов, т.е. $B(E2)$. Давыдов и Филиппов [14], а также Варшни и Бозе [21, 22] использовали соотношение $R_{4/2}$ для определения $\gamma_{\text{эфф}}$. Расчет $\gamma_{\text{эфф}}$ из скоростей $E2$ -перехода приводит к неоднозначным значениям, в то время как от энергетических уровней [21] ожидаются надежные значения $\gamma_{\text{эфф}}$.

Пока не получена оценка значений параметра октупольной асимметрии η . Такая попытка была предпринята в работе [18], где экспериментальные данные для состояний с отрицательной четностью в ^{228}Th и $^{232,234}\text{U}$ сравнивались с предсказаниями трех возможных моделей асимметричного ротатора: чистый квадруполь, чистый октуполь и смешанный квадруполь/октуполь. В чисто квадрупольной и октупольной моделях параметры асимметрии γ и η , а также параметр жесткости μ являются свободными параметрами. Однако при подгонке уровней отрицательной четности ^{232}U и ^{234}U не существует уровней β -вибрационной полосы для подгонки, поэтому значение μ из подгонки к положительным уровням четности используется в качестве приближения первого порядка. В смешанной квадрупольно-октупольной модели используются значения γ , μ и общий масштабный коэффициент из подгонки с положительной четностью, и изменяются только параметры η и $D = B_3\beta_3^2/(B_2\beta_2^2)$ для подгонки к уровням отрицательной четности. Таким образом, авторами сделан вывод об одинаковом количестве свободных параметров для описания уровней отрицательной четности во всех трех моделях.

Простая оценка влияния γ -деформации может быть сделана, если предположить небольшие изменения системы около $\gamma = 0$, как в случае модели $X(5)$ [23]. В работе [8] обсуждаются возможные пути влияния γ -деформации при коллективном движении в пространстве β_2 – β_3 , рассматривается возможность учета трехосности, отмечается октупольная степень свободы. В настоящей работе мы эффективно учитываем трехосность квадрупольной и октупольной степеней свободы, а величины $\gamma_{\text{эфф}}$ и $\eta_{\text{эфф}}$ используем в качестве подгоночных параметров для случая динамических переменных β_2 и β_3 .

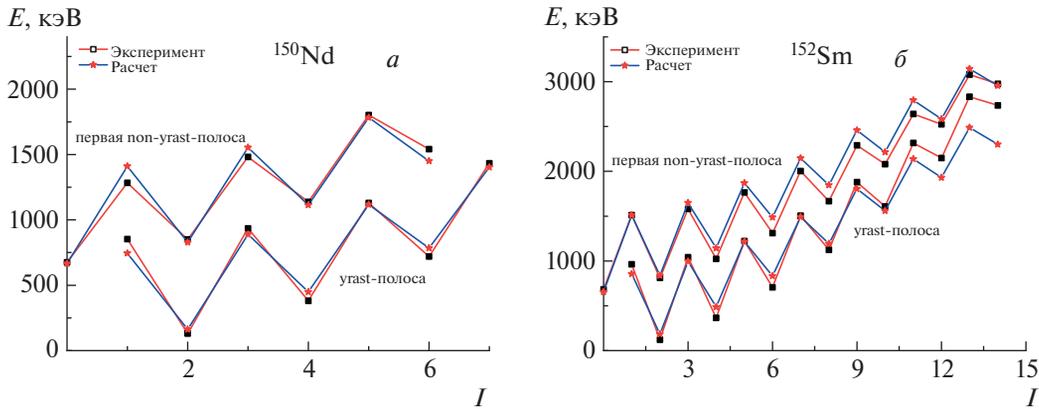


Рис. 1. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{150}Nd (а) с $\hbar\omega = 332.81$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 67.95^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 61.73^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.0012^\circ$, $\mu = 0.7272$, $\text{RMS} = 60.98$ кэВ, ^{152}Sm (б) с $\hbar\omega = 327.33$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 67.5^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 26.28^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.0069^\circ$, $\mu = 0.7982$, $\text{RMS} = 148.92$ кэВ.

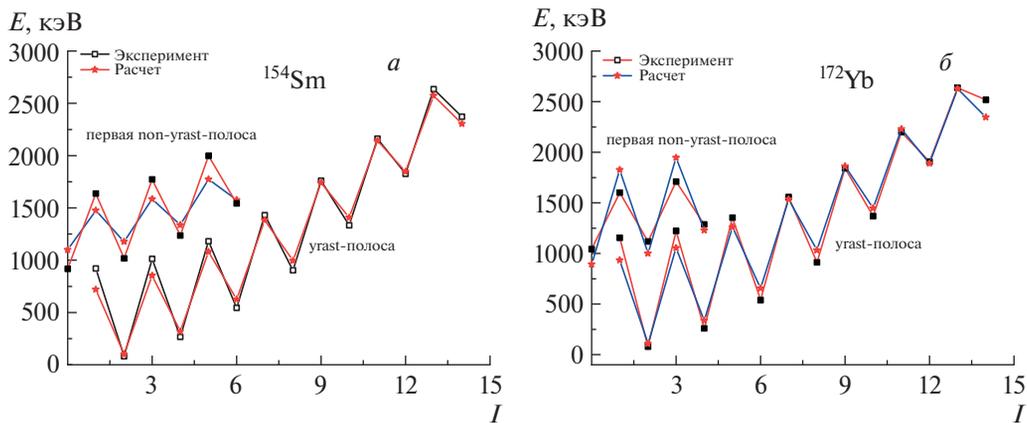


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{154}Sm (а) с $\hbar\omega = 458.91$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 67.07^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 16.26^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.041^\circ$, $\mu = 0.4665$, $\text{RMS} = 118.12$ кэВ, ^{172}Yb (б) с $\hbar\omega = 445.93$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 61.82^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 179.9^\circ$, $\varepsilon_0 = 4.9007^\circ$, $\mu = 0.4982$, $\text{RMS} = 126.78$ кэВ.

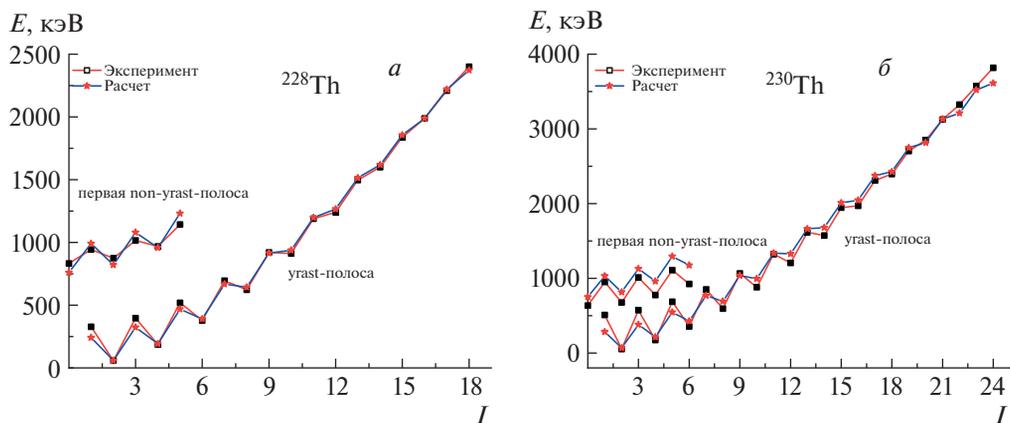


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{228}Th (а) с $\hbar\omega = 379.75$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 55.4^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 139.6^\circ$, $\varepsilon_0 = 6.1971^\circ$, $\mu = 0.4001$, $\text{RMS} = 45.6$ кэВ, ^{230}Th (б) с $\hbar\omega = 374.24$ кэВ, $\gamma_{\text{эфф}} = 119.76^\circ$, $\eta_{\text{эфф}} = 37.88^\circ$, $\varepsilon_0 = 6.483^\circ$, $\mu = 0.4223$, $\text{RMS} = 125.39$ кэВ.

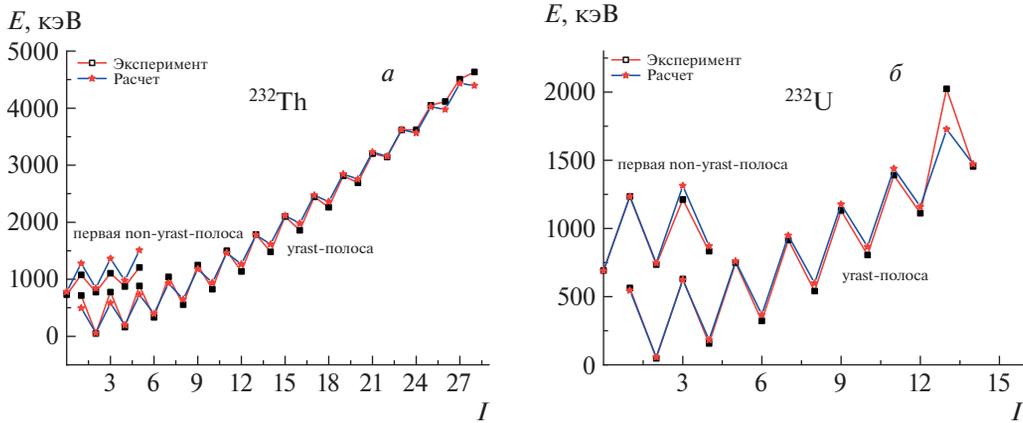


Рис. 4. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{232}Th (а) с $\hbar\omega = 391.2$ кэВ, $\gamma_{\text{eff}} = 61.77^\circ$, $\eta_{\text{eff}} = 143.25^\circ$, $\varepsilon_0 = 4.4033^\circ$, $\mu = 0.3935$, $\text{RMS} = 123.82$ кэВ, ^{232}U (б) с $\hbar\omega = 344.67$ кэВ, $\gamma_{\text{eff}} = 66.16^\circ$, $\eta_{\text{eff}} = 103.46^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.0013^\circ$, $\mu = 0.4017$, $\text{RMS} = 78.6$ кэВ.

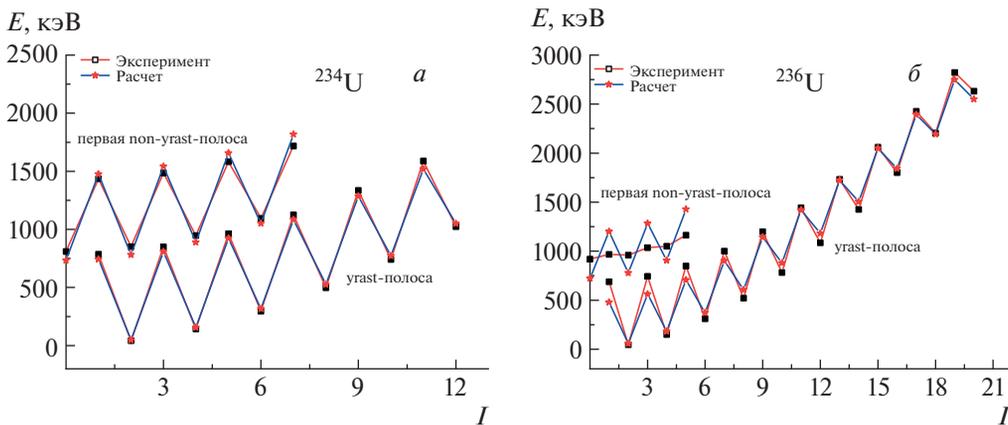


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{234}U (а) с $\hbar\omega = 366.88$ кэВ, $\gamma_{\text{eff}} = 64.84^\circ$, $\eta_{\text{eff}} = 70.7^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.088^\circ$, $\mu = 0.3587$, $\text{RMS} = 51.82$ кэВ, ^{236}U (б) с $\hbar\omega = 361.08$ кэВ, $\gamma_{\text{eff}} = 66.67^\circ$, $\eta_{\text{eff}} = 118.69^\circ$, $\varepsilon_0 = 0.003^\circ$, $\mu = 0.393$, $\text{RMS} = 130.3$ кэВ.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Получены значения параметров: $\hbar\omega_\sigma$, γ_{eff} , η_{eff} , ε_0 , μ , а также даны среднеквадратичные (RMS) отклонения уровней энергии (в кэВ) между теорией и экспериментом (см. рис. 1–6) для всех рассмотренных четно-четных ядер: ^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{172}Yb , $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{232,234,236,238}\text{U}$ и ^{240}Pu . На рисунках представлено сравнение теоретических и экспериментальных уровней энергии $ugast$ - и первой $non-ugast$ -полос. Теоретические результаты получены с помощью выражения (28) при $n = 0$ и $n = 1$. Представленное поведение теоретических энергетических уровней $ugast$ - и первой $non-ugast$ -полос для всех ядер хорошо согласуется с экспериментальными данными, включая состояния с большими спинами, за исключением ядер $^{236,238}\text{U}$ и

^{240}Pu в первой $non-ugast$ -полосе. Значения RMS для каждого рассматриваемого ядра изменяются в пределах ~ 100 кэВ, которые являются хорошим критерием применимости предложенной модели.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена модель для описания энергетических уровней полос переменной четности тяжелых неаксиальных четно-четных ядер. Найдено решение радиального уравнения Шредингера для коллективного гамильтониана Бора с потенциалом Дэвидсона. Получены аналитические выражения для спектра энергии уровней и волновых функций. Проведен расчет энергий уровней $ugast$ - и первой $non-ugast$ -полос четно-четных ядер

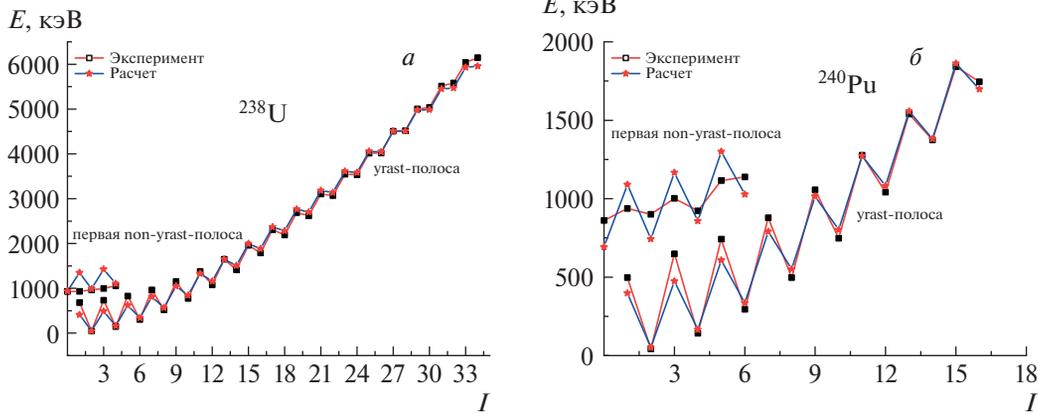


Рис. 6. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний ядер ^{238}U (а) с $\hbar\omega = 469.8$ кэВ, $\gamma_{\text{эф}} = 60.91^\circ$, $\eta_{\text{эф}} = 144.81^\circ$, $\varepsilon_0 = 4.6417^\circ$, $\mu = 0.3272$, $\text{RMS} = 135.8$ кэВ, ^{240}Pu (б) с $\hbar\omega = 346.19$ кэВ, $\gamma_{\text{эф}} = 113.4^\circ$, $\eta_{\text{эф}} = 140.61^\circ$, $\varepsilon_0 = 4.096^\circ$, $\mu = 0.3812$, $\text{RMS} = 101$ кэВ.

^{150}Nd , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{172}Yb , $^{228,230,232}\text{Th}$, $^{232,234,236,238}\text{U}$ и ^{240}Pu .

Приложение

КВАНТОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ДЕФОРМИРОВАННОГО ЯДРА В КРИВОЛИНЕЙНЫХ КООРДИНАТАХ

Квадрупольные и октупольные колебания поверхности ядра

Расстояние от центра ядра до его поверхности в направлении полярных углов θ и φ , отсчитываемых в лабораторной системе координат при малых отклонениях от радиуса сферы R_0 , можно разложить $R(\theta, \varphi)$ по сферическим функциям:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right], \quad (\text{П.1})$$

где $\alpha_{\lambda\mu}$ являются динамическими переменными коллективных движений в ядре и удовлетворяют условию $\alpha_{\lambda\mu}^* = (-1)^\mu \alpha_{\lambda, -\mu}$, которое вытекает из условия вещественности сферических функций

$$Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) = (-1)^{-\mu} Y_{\lambda, -\mu}(\theta, \varphi). \quad (\text{П.2})$$

В случае квадрупольных и октупольных деформаций выражение (П.1) можно записать в виде

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}^*(\theta, \varphi) + \sum_{m=-3}^3 \alpha'_{3m} Y_{3m}^*(\theta, \varphi) \right]. \quad (\text{П.3})$$

Свяжем с ядром систему ортогональных координатных осей $\xi\eta\zeta$, ориентация которых относительно лабораторной системы определяется тремя углами Эйлера θ_i ($i = 1, 2$ и 3),

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\nu=-2}^2 a_\nu Y_{2\nu}^*(\theta', \varphi') + \sum_{m=-3}^3 a'_m Y_{3m}^*(\theta', \varphi') \right], \quad (\text{П.4})$$

$$a_\nu = \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} D_{\lambda\mu}^{*\lambda}(\theta),$$

$$\alpha_{\lambda\mu} = \sum_{\nu} D_{\lambda\mu}^\lambda(\theta) a_\nu,$$

где $D_{\lambda\mu}^\lambda(\theta)$ — функция Вигнера.

Тогда выбираем систему координатных осей $\xi\eta\zeta$ следующим образом:

$$a_1 = a_{-1} = 0, \quad a_2 = a_{-2}$$

и

$$a_0 = \beta_2 \cos \gamma, \quad a_2 = a_{-2} = \frac{\beta_2 \sin \gamma}{\sqrt{2}},$$

где $\beta_2 \geq 0$ — параметр квадрупольной деформации, γ — параметр асимметрии квадрупольной деформации, который изменяется в интервале $0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{3}$.

Точно таким же образом выбираем

$$a'_{3,\pm 1} = a'_{3,\pm 3} = 0, \quad a'_{3,2} = a'_{3,-2}$$

и

$$a'_{30} = \beta_3 \cos \eta, \quad a'_{32} = a'_{3,-2} = \frac{\beta_3 \sin \eta}{\sqrt{2}},$$

где β_3 — параметр октупольной деформации, η — параметр асимметрии октупольной деформации, который изменяется в интервале $0 \leq \eta \leq \pi$.

$$a_{20} = \beta_2 \cos \gamma, \quad a_{22} = a_{2,-2} = \frac{\beta_2 \sin \gamma}{\sqrt{2}}, \quad (\text{П.5})$$

$$a_{30} = \beta_3 \cos \eta, \quad a_{32} = a_{3,-2} = \frac{\beta_3 \sin \eta}{\sqrt{2}}.$$

Отметим, в работе [24] показано, что переменные $a'_{3,\pm 1}$ и $a'_{3,\pm 3}$ не являются коллективными переменными. Тогда полная энергия квадрупольной и октупольной деформаций имеет вид

$$E = \frac{B_2}{2}(\dot{\beta}_2^2 + \beta_2^2 \dot{\gamma}^2) + \quad (\text{П.6})$$

$$+ \frac{B_3}{2}(\dot{\beta}_3^2 + \beta_3^2 \dot{\eta}^2) + V(\beta_2, \beta_3, \gamma, \eta) + \sum_{\lambda=1}^3 \frac{\hbar^2 \hat{J}_\lambda^2}{J_\lambda},$$

где J_k — момент инерции ($k = 1, 2, 3$).

Квантование кинетической энергии деформированного ядра в криволинейных координатах

Чтобы проквантовать классическую кинетическую энергию, связанную с вращением и квадрупольными и октупольными колебаниями поверхности ядра, надо выбрать в качестве независимых переменных углы Эйлера $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ и внутренние переменные a_{20}, a_{22}, a_{30} и a_{32} . Следует отметить, что квантование кинетической энергии деформированного ядра в криволинейных координатах для внутренних переменных a_{20} и a_{22} подробно выполнено в работе [25]. Здесь мы выполняем ту же процедуру для переменных a_{30} и a_{32} , т.е. для

$$T_{\beta_3} = \frac{B_3}{2}(\dot{\beta}_3^2 + \beta_3^2 \dot{\eta}^2). \quad (\text{П.7})$$

Проекция полного момента инерции [26] в случае октупольных колебаний поверхности ядра имеют следующий вид:

$$J_1^{(3)} = 4B_3 \left(3a_{30}^2 + 4a_{32}^2 + \sqrt{30}a_{30}a_{32} \right), \quad (\text{П.8})$$

$$J_2^{(3)} = 4B_3 \left(3a_{30}^2 + 4a_{32}^2 - \sqrt{30}a_{30}a_{32} \right), \quad (\text{П.9})$$

$$J_3^{(3)} = 8B_3 a_{32}^2. \quad (\text{П.10})$$

Напишем оператор кинетической энергии

$$T = -\frac{1}{2} \hbar^2 \sum_{\mu} \frac{1}{m_{\mu}} \frac{\partial^2}{\partial x_{\mu}^2}. \quad (\text{П.11})$$

Теперь оператор кинетической энергии, соответствующий классическому выражению (П.11), можно написать в виде

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{1}{\sqrt{G}} \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\sqrt{G} g^{ij} \frac{\partial}{\partial q_j} \right), \quad (\text{П.12})$$

где G — определитель метрического тензора g_{ij} , g^{ij} — обратная матрица g_{ij} . Выражение (П.12) используем для квантования классической кинетической энергии (П.7). Элемент объема равен

$$d\tau = |G| dq_1 \dots dq_N. \quad (\text{П.13})$$

Используя формулу

$$\omega'_k = \frac{d\beta_k}{dt} = \sum_i V_{ki} \frac{\partial \theta_i}{dt}, \quad (\text{П.14})$$

перепишем формулу (П.7) в виде [25]

$$T = \frac{1}{2} \sum_k J_k(a_{30}, a_{32}) \times \quad (\text{П.15})$$

$$\times \left(\sum_i V_{ki}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) \frac{d\theta_i}{dt} \right)^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} B_3 (\dot{a}_{30}^2 + \dot{a}_{32}^2),$$

где

$$V_{k,i}(\theta_1, \theta_2, \theta_3) = \quad (\text{П.16})$$

$$= \begin{pmatrix} -\sin \theta_2 \cos \theta_3 & \sin \theta_3 & 0 \\ \sin \theta_2 \cos \theta_3 & \cos \theta_3 & 0 \\ \cos \theta_2 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Отсюда

$$g_{11} = B_3, \quad g_{22} = 2B_3,$$

$$g_{1k} = g_{k1}, \quad \text{для } k \neq 1,$$

$$g_{2k} = g_{k2}, \quad \text{для } k \neq 2.$$

$$g_{\mu\nu} = \sum_k J_k V_{k,\mu}(\theta_i) V_{k,\nu}(\theta_i), \quad \mu, \nu \geq 3. \quad (\text{П.17})$$

Определим явное выражение для матрицы (П.17)

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} B_3 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2B_3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & (J_1 \cos^2 \theta_3 + J_2 \sin^2 \theta_3) \sin^2 \theta_2 + J_3 \cos^2 \theta_2 & (J_2 - J_1) \sin \theta_2 \cos \theta_3 \sin \theta_3 & J_3 \cos \theta_2 \\ 0 & 0 & (J_2 - J_1) \sin \theta_2 \cos \theta_3 \sin \theta_3 & J_1 \sin^2 \theta_3 + J_2 \cos^2 \theta_3 & 0 \\ 0 & 0 & J_3 \cos \theta_2 & 0 & J_3 \end{pmatrix}. \quad (\text{П.18})$$

Находим определитель матрицы (П.18)

$$G = \det g_{ij} = 2B_3^2 \sin^2 \theta_2 J_1 J_2 J_3 = \quad (\text{П.19}) \\ = 256B_3^5 \sin^2 \theta_2 a_{32}^2 \left[(3a_{30}^2 + 4a_{32}^2)^2 - 30a_{30}^2 a_{32}^2 \right].$$

Матрицу g^{ij} , обратную матрице g_{ij} , находим из соотношения

$$g^{ij} = \frac{G_{ij}}{G}, \quad (\text{П.20})$$

где G_{ij} — алгебраическое дополнение элемента g_{ij} в определителе G . Получаем отличные от нуля матричные элементы матрицы g^{ij} :

$$g_{11}^{-1} = \frac{1}{B_3}, \\ g_{22}^{-1} = \frac{1}{2B_3}, \\ g_{33}^{-1} = \frac{2B^2 J_3}{G} (J_1 \sin^2 \theta_3 + J_2 \cos^2 \theta_3), \\ g_{34}^{-1} = g_{43}^{-1} = \frac{-2B^2 J_3}{G} \sin \theta_2 \sin \theta_3 \cos \theta_3 (J_1 - J_2), \\ g_{35}^{-1} = g_{53}^{-1} = \frac{-2B^2 J_3}{G} \cos \theta_2 (J_1 \sin^2 \theta_3 + J_2 \cos^2 \theta_3), \\ g_{44}^{-1} = \frac{2B^2 J_3}{G} \sin^2 \theta_2 (J_1 \cos^2 \theta_3 + J_2 \sin^2 \theta_3), \\ g_{45}^{-1} = g_{54}^{-1} = \frac{2B^2 J_3}{G} \cos \theta_2 (-J_1 \sin \theta_2 \cos \theta_3 \sin \theta_3 + \\ + J_2 \sin \theta_2 \sin \theta_3 \cos \theta_3), \\ g_{55}^{-1} = \frac{2B}{G} \sin^2 \theta_2 [J_1 J_2 \cos^4 \theta_3 + \\ + J_2 \cos^2 \theta_3 (J_3 \operatorname{ctg} \theta_2 + 2J_1 \sin^2 \theta_3) + \\ + J_1 \sin^2 \theta_3 (J_3 \operatorname{ctg}^2 \theta_2 + J_2 \sin^2 \theta_3)]^2.$$

Теперь выбираем обобщенные координаты q_μ (П.12):

$$q_1 = a_{30}, \quad q_2 = a_{32}, \quad q_3 = \theta_1, \quad q_4 = \theta_2, \quad q_5 = \theta_3.$$

²⁾ Это выражение отличается от аналогичного выражения в [25].

Перепишем определитель (П.19)

$$G^{1/2} = 16B_3^{5/2} \times \\ \times \sin \theta_2 [9a_{30}^4 a_{32}^2 - 6a_{30}^2 a_{32}^4 + 16a_{32}^6]^{1/2}.$$

Вычислим матричные элементы (П.12):

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{1}{G^{1/2}} \frac{\partial}{\partial q_1} G^{1/2} g_{11}^{-1} \frac{\partial}{\partial q_1} = \\ = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \frac{1}{G^{1/2}} \frac{\partial}{\partial a_{30}} G^{1/2} \frac{\partial}{\partial a_{30}} = \\ = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{6a_{30} (3a_{30}^2 - a_{32}^2)}{9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4} \frac{\partial}{\partial a_{30}} + \frac{\partial^2}{\partial a_{30}^2} \right], \\ -\frac{\hbar^2}{2} \frac{1}{G^{1/2}} \frac{\partial}{\partial q_2} G^{1/2} g_{22}^{-1} \frac{\partial}{\partial q_2} = \\ = -\frac{\hbar^2}{4B_3} \frac{1}{G^{1/2}} \frac{\partial}{\partial a_{32}} G^{1/2} \frac{\partial}{\partial a_{32}} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \times \\ \times \left\{ \frac{3(3a_{30}^4 - 4a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)}{2a_{32} (9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)} \frac{\partial}{\partial a_{32}} + \frac{\partial^2}{2\partial a_{32}^2} \right\}.$$

Тогда выражение (П.7) принимает следующий вид:

$$T_{\text{vib}}^{(3)} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{6a_{30} (3a_{30}^2 - a_{32}^2)}{9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4} \frac{\partial}{\partial a_{30}} + \frac{\partial^2}{\partial a_{30}^2} + \frac{3(3a_{30}^4 - 4a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)}{2a_{32} (9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)} \frac{\partial}{\partial a_{32}} + \frac{\partial^2}{2\partial a_{32}^2} \right].$$

Переходя к переменным β_3 и η , получим:

$$\hat{T}_{\text{vib}}^{(3)} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} + \frac{4}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{1}{\beta_3^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \right. \quad (\text{П.21}) \\ \left. + \frac{24 \cos^2 2\eta - 6 \cos 2\eta}{5 + 5 \cos 2\eta + 8 \cos^2 2\eta} \frac{\cos \eta}{\sin \eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \right].$$

Отметим, что в настоящей статье используется следующий вид $\hat{T}_{\text{vib}}^{(3)}$ с учетом (3) и (5):

$$\hat{T}_{\text{vib}}^{(3)} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} + \frac{4}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{1}{\beta_3^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{3 \cos 3\eta}{\sin 3\eta} \frac{\partial}{\beta_3^2 \partial \eta} \right]. \quad (\text{П.22})$$

Видно, что множители в последних членах этих выражений не совпадают. Проведенные расчеты показали, что множитель в последнем члене (П.21) можно аппроксимировать с таким множителем в (П.22), но в пределах ($0 < \eta < 30^\circ$) или ($150 < \eta < 180^\circ$). Несовпадения последних множителей в выражениях (П.21) и (П.22) не влияют на полученные результаты, потому что в настоящей статье используется эффективное значение переменного η .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
2. P. A. Butler and W. Nazarewicz, Nucl. Phys. A **533**, 249 (1991).
3. A. Arima and F. Iachello, Ann. Phys. (N.Y.) **99**, 253 (1976).
4. А. С. Давыдов, *Возбужденные состояния атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1967).
5. R. F. Casten, *Nuclear Structure from a Simple Perspective* (Oxford University Press, New York, 1990).
6. В. М. Струтинский, Атомная Энергия **4**, 150 (1956).
7. N. Minkov, P. Yotov, S. Drenska, and W. Scheid, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **32**, 497 (2006).
8. N. Minkov, P. Yotov, S. Drenska, W. Scheid, D. Bonatsos, D. Lenis, and D. Petrellis, Phys. Rev. C **73**, 044315 (2006).
9. В. Ю. Денисов, ЯФ **49**, 644 (1989) [Sov. J. Nucl. Phys. **49**, 399 (1989)].
10. V. Yu. Denisov and A. Ya. Dzyublik, Phys. At. Nucl. **56**, 477 (1993).
11. V. Yu. Denisov and A. Ya. Dzyublik, Nucl. Phys. A **589**, 17 (1995).
12. M. S. Nadirbekov, G. A. Yuldasheva, N. Minkov, and W. Scheid, Int. J. Mod. Phys. E **21**, 1250044 (2012).
13. L. Willets and M. Jean, Phys. Rev. **102**, 788 (1956).
14. A. S. Davydov and G. F. Filippov, Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
15. A. S. Davydov and A. A. Chaban, Nucl. Phys. **20**, 499 (1960).
16. M. S. Nadirbekov, N. Minkov, M. Strecker, and W. Scheid, Int. J. Mod. Phys. E **25**, 1650022 (2016).
17. M. S. Nadirbekov and G. A. Yuldasheva, Int. J. Mod. Phys. E **23**, 1450034 (2014).
18. J. P. Davidson, *Technical report. The University of Kansas Nuclear Physics Laboratory Lawrence, Kansas* (1970).
19. J. P. Davidson and M. G. Davidson, Phys. Rev. **138**, B 316 (1965).
20. P. M. Davidson, Proc. R. Soc. London Ser. A **135**, 459 (1932).
21. Monica Karday, H. M. Mittal, and Rohit Mehra, Pramana — J. Phys. **91**, 70 (2018).
22. Y. P. Varshni and S. Bose, Nucl. Phys. A **144**, 645 (1970).
23. F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87**, 052502 (2001).
24. В. Г. Соловьев, П. Фогель, А. А. Корнейчук, Изв. АН СССР. Сер. физ. **28**, 1599 (1964).
25. И. Айзенберг, В. Грайнер, *Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления* (Атомиздат, Москва, 1975).
26. P. O. Lipas and J. P. Davidson, Nucl. Phys. **26**, 80 (1961).

COLLECTIVE STATES OF AN ALTERNATING PARITY OF HEAVY EVEN–EVEN NUCLEI WITH QUADRUPOLE AND OCTUPOLE DEFORMATIONS

M. S. Nadirbekov¹⁾, S. N. Kudiratov¹⁾, O. A. Bozarov¹⁾

¹⁾Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent

A non-adiabatic collective model of non-axial even–even nuclei with quadrupole and octupole deformations is developed. Asymmetric quadrupole and octupole modes are taken into account effectively. On the basis of the proposed model, an analytical expression for the level energy is obtained containing five adjustable parameters, which are determined from a comparison of theoretical and experimental data. The angular part of the polar coordinates is used as a parameter as an equilibrium state of an even–even nucleus. A good description of the collective states of the yrast and first non-yrast variable-parity bands of heavy non-axial even–even nuclei is obtained: ¹⁵⁰Nd, ^{152,154}Sm, ¹⁷²Yb, ^{228,230,232}Th, ^{232,234,236,238}U and ²⁴⁰Pu.

ПРОЕКТ СФЕРА-3 ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА ПЕРВИЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ОБЛАСТИ 1–1000 ПэВ

© 2022 г. Д. В. Чернов^{1)*}, К. Ж. Азра²⁾, Е. А. Бонвеч¹⁾, В. И. Галкин^{1),2)}, В. А. Иванов²⁾, В. С. Латыпова²⁾, Д. А. Подгрудков^{1),2)}, Т. М. Роганова¹⁾

Поступила в редакцию 19.07.2022 г.; после доработки 19.07.2022 г.; принята к публикации 21.07.2022 г.

Определение состава первичных космических лучей в области 1–1000 ПэВ является важным направлением в изучении процессов возникновения и распространения космических лучей. На основе опыта эксплуатации аэростатной установки СФЕРА-2 разрабатывается установка СФЕРА-3 с большей светосилой и лучшим оптическим разрешением. В данной работе представлен текущий статус работ по разработке конструкции установки.

DOI: 10.31857/S0044002722060058

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появились указания на то, что значительная часть ядер первичных космических лучей (ПКЛ) с энергией от 1 до 1000 ПэВ может иметь экстрагалактическое происхождение [1]. Исследование состава ПКЛ при этих энергиях может иметь решающее значение при выборе модели перехода от галактических космических лучей к экстрагалактическим, что, в свою очередь, важно для построения глобальной картины ускорения и распространения космических лучей. Проблема массового состава первичных космических лучей сверхвысоких энергий с энергиями выше 1 ПэВ в настоящее время далека от окончательного решения [2–4]. Экспериментальной группе KASCADE-Grande удалось выделить спектры двух групп ядер [5], более детальной классификации мешает неопределенность модели сильного взаимодействия. Несмотря на несколько десятилетий исследований по измерению состава ПКЛ непрямими методами по компонентам широких атмосферных ливней (ШАЛ), несмотря на десятки проведенных экспериментов, парциальные спектры групп ядер до сих пор не измерены при энергиях выше 1 ПэВ. Более того, результаты различных экспериментов по среднему логарифму массового числа в области энергий 3–50 ПэВ различаются

в несколько раз [4–8]. Попытка создания глобальной модели парциальных спектров в широком диапазоне первичных энергий [9] опирается в отсутствие опубликованной оценки систематических ошибок у некоторых экспериментальных групп и страдает от неопределенностей модели ядерных взаимодействий, поэтому может восприниматься только как стимул для продолжения исследования. Между тем хорошее знание парциальных спектров групп ядер необходимо для тестирования различных моделей ускорения и распространения ПКЛ. Поэтому проведение новых экспериментов, чувствительных к ядерному составу космических лучей, является важной задачей современной астрофизики.

2. МЕТОД ОТРАЖЕННОГО ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕТА

Проект СФЕРА направлен на решение задачи определения ядерного состава ПКЛ предложенным академиком А.Е. Чудаковым методом [10] регистрации оптического излучения Вавилова–Черенкова, чаще называемого “черенковским светом”, широких атмосферных ливней, отраженного от снежной поверхности земли.

Этот метод обеспечивает значительную площадь регистрации черенковского света с помощью компактного устройства, поднимаемого над снежной поверхностью. Черенковская компонента ШАЛ полагается наименее зависимой от модели взаимодействия, т.е. метод, основанный на ее регистрации, позволяет получить наиболее точную оценку энергии. Также изменение высоты подъема детектора позволяет измерять один и тот же диапазон энергии ПКЛ с различным разрешением, так

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

*E-mail: chr@dec1.sinp.msu.ru

как меняется расстояние между центрами полей зрения соседних чувствительных элементов. Это, в свою очередь, позволяет контролировать величину систематических ошибок, которые могут возникать при разработке процедуры восстановления первичных характеристик ПКЛ. Поле зрения каждого чувствительного элемента детектора (пикселя) охватывает заметную часть обзораемой области. С учетом частичного перекрытия полей зрения соседних пикселей это позволяет наблюдать черенковский свет ШАЛ вблизи оси ливня в большей части событий, что обычно недоступно для наземных детекторов, расположенных на большом расстоянии друг от друга. Это обстоятельство значительно повышает точность оценки типа первичных частиц, так как интенсивность черенковского света в приосевой области чувствительна к вариациям каскада ШАЛ от разных типов ядер ПКЛ [11, 12].

Высокая точность оценки химического состава опирается на анализ каждой индивидуальной функции распределения черенковского света ШАЛ. Применение как одно-, так и многопараметрических критериев массы [13] позволяет оценить массу первичной частицы в индивидуальном событии, а не через анализ усредненного по большому числу “типичных” событий параметра (например, X_{\max}). Хорошая методическая чистота как при определении энергии частиц ПКЛ, так и при оценке химического состава достигается благодаря тому, что алгоритмы этих процедур изолированы друг от друга.

Этот метод регистрации отраженного черенковского света ШАЛ был успешно реализован в аэростатном эксперименте с установкой СФЕРА-2 в период 2008–2013 гг. [13–19]. Установка СФЕРА-2 [15] была создана в НИИЯФ МГУ при поддержке ФИАН и ИЯИ РАН. Основной частью установки является сферическое зеркало диаметром 1.5 м с мозаикой из 109 фотоумножителей ФЭУ-84-3 в фокусе зеркала, а также 109-канальная электроника, производящая оцифровку анодного сигнала ФЭУ с шагом 12.5 нс. Угол обзора установки составлял 0.75 ср. Установка поднималась на привязном аэростате в безлунные и безоблачные зимние ночи на высоту от 300 до 900 м над поверхностью озера Байкал и регистрировала черенковский свет ШАЛ, отраженный от снежного покрова озера. По результатам измерений был получен энергетический спектр ПКЛ и проведена оценка доли легкой компоненты космических лучей, результаты опубликованы [14].

3. РАЗРАБОТКА ПРОЕКТА СОЗДАНИЯ УСТАНОВКИ СФЕРА-3

В настоящее время разрабатывается новая установка СФЕРА-3 для регистрации отраженного

черенковского света. От предыдущей версии она будет отличаться большей светосилой, пространственным разрешением и высокой эффективностью работы. В качестве светоприемников будут использованы современные кремниевые фотоумножители (SiPM) со светосборниками.

Для подъема новой установки над снежной поверхностью планируется использовать беспилотный летательный аппарат, например, воздушный грузовик вертикального взлета “Аладдин” (АЛ-1) с гибридным двигателем с возможностью работать от аккумуляторов и/или бензинового генератора. Грузоподъемность подобного БПЛА составляет до 250 кг, при габаритах 1–3 м, время полета предполагается до 4 ч. Аэродинамическая схема аппарата (12 винтомоторных групп) призвана обеспечить высокую грузоподъемность при малых габаритах и высокую отказоустойчивость: даже при выходе из строя до четырех винтомоторных групп аппарат можно безаварийно посадить, а до двух — продолжить полет.

Ниже представлены некоторые результаты разработки и моделирования элементов конструкции установки и процесса регистрации света.

3.1. Конструкция детектора

В установке СФЕРА-3 используется модифицированная оптическая система Шмидта с линзовым корректором сферической аберрации. На рис. 1 показана предварительная версия конструкции рамы из алюминиевых трубок диаметром 20 мм, которая соединяет все элементы оптической системы: зеркало (1), бленду (2), отсекающую боковые блики, линзу корректора сферической аберрации (3) и мозаику кремниевых фотоумножителей (4). В затененной мозаикой области в виде усеченного конуса (5) располагается измерительная аппаратура. Такое расположение электроники позволяет существенно упростить конструкцию и уменьшить длину кабелей. Отвод тепла от электронных плат осуществляется через отверстие в нижней части.

Характеристики детектора СФЕРА-3 приведены в табл. 1. Планируется, что детектор СФЕРА-3 будет иметь эффективную площадь входного окна диафрагмы (с вычетом площади затенения от фотоприемника) не менее 1 м², оптическое разрешение — не хуже 2000 пикселей. Поле зрения установки должно быть не менее $\pm 20^\circ$. Окончательные характеристики будут определены после оптимизации параметров оптической системы и моделирования.

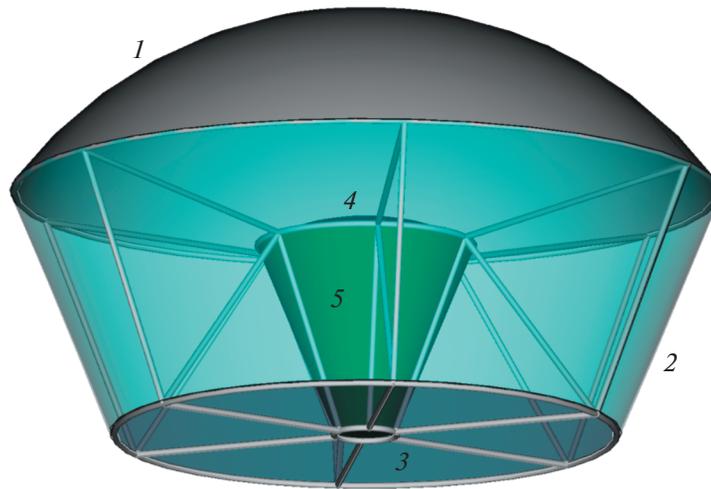


Рис. 1. Предварительная версия конструкции детектора. 1 — зеркало, 2 — бленда, 3 — линзовый корректор, 4 — мозаика SiPM, 5 — место для измерительной электроники.

3.2. Конструкция оптики

В качестве предварительного варианта оптической конструкции детектора рассматривается несколько измененная оптическая схема Шмидта — асферическое зеркало с пластиной-корректором (см. рис. 2а). Зеркало близко к сферическому, отклонение от сферы радиуса 1654 мм составляет менее 25 мм. Внешний диаметр зеркала 2200 мм. Входное окно телескопа закрыто пластиной-корректором из акрила толщиной от 5 до 30 мм и диаметром 1700 мм. Сам корректор имеет внешнюю плоскую поверхность и внутреннюю криволинейную. Выбор такой ориентации корректора обусловлен соображениями простоты проверки сохранности геометрии телескопа при транспортировке и в процессе измерений. Между зеркалом и корректором располагается светочувствительная часть детектора — мозаика SiPM с диаметром чувствительной части 660 мм и полным

Таблица 1. Предварительные характеристики детектора СФЕРА-3

Параметр	Значение
Чувствительная площадь оптики (входное окно диафрагмы), м ²	>1
Диаметр зеркала, мм	до 2200
Угол обзора оптической системы, град	±25
Количество элементов мозаики (кремниевые фотоумножители)	2000–3000
Масса детектора, кг	100
Максимальная высота подъема детектора, м	2000

диаметром 680 мм, а также блок электроники. С учетом затенения мозаикой и блоком электроники эффективная площадь входного окна составляет 1.9 м².

На рис. 2б показана доля собранного света внутри определенного радиуса в пятне. Видно, что для углов до 15° весь свет собирается в небольшое пятно радиусом до 5 мм. Эффективный радиус пикселя составляет 5.6 мм за счет светосборника, о котором пойдет речь в следующем разделе. Для углов, приближающихся к 20°, вокруг пятна появляется широкий ореол неправильной формы. Но и для угла 20° более 90% света будет собираться в один пиксель. На рис. 2в показаны пятна сведения параллельных пучков света, падающих на внешнее окно телескопа под различными углами (от 0° до 20°). Стоит заметить, что приведенные на рисунке формы пятен рассчитаны для сферической поверхности мозаики без учета формы светосборников. Для полного анализа работы детектора требуется учесть работу светосборников и вместе с ними рассмотреть картину угловой чувствительности детектора.

3.3. Исследование линзовых светосборников

Для повышения чувствительности детектора предполагается использовать светосборники. Это, с одной стороны, позволит уменьшить количество измерительных каналов и энергопотребление детектора, а, с другой стороны, увеличить количество фотонов, попадающих в пиксель, т.е. понизить порог регистрации. Конструкция детектора (см. рис. 2а) предполагает, что свет на поверхность кремниевого фотоумножителя приходит под заметными, до 60°, углами к поверхности SiPM. Наибольшее количество света приходит под углами

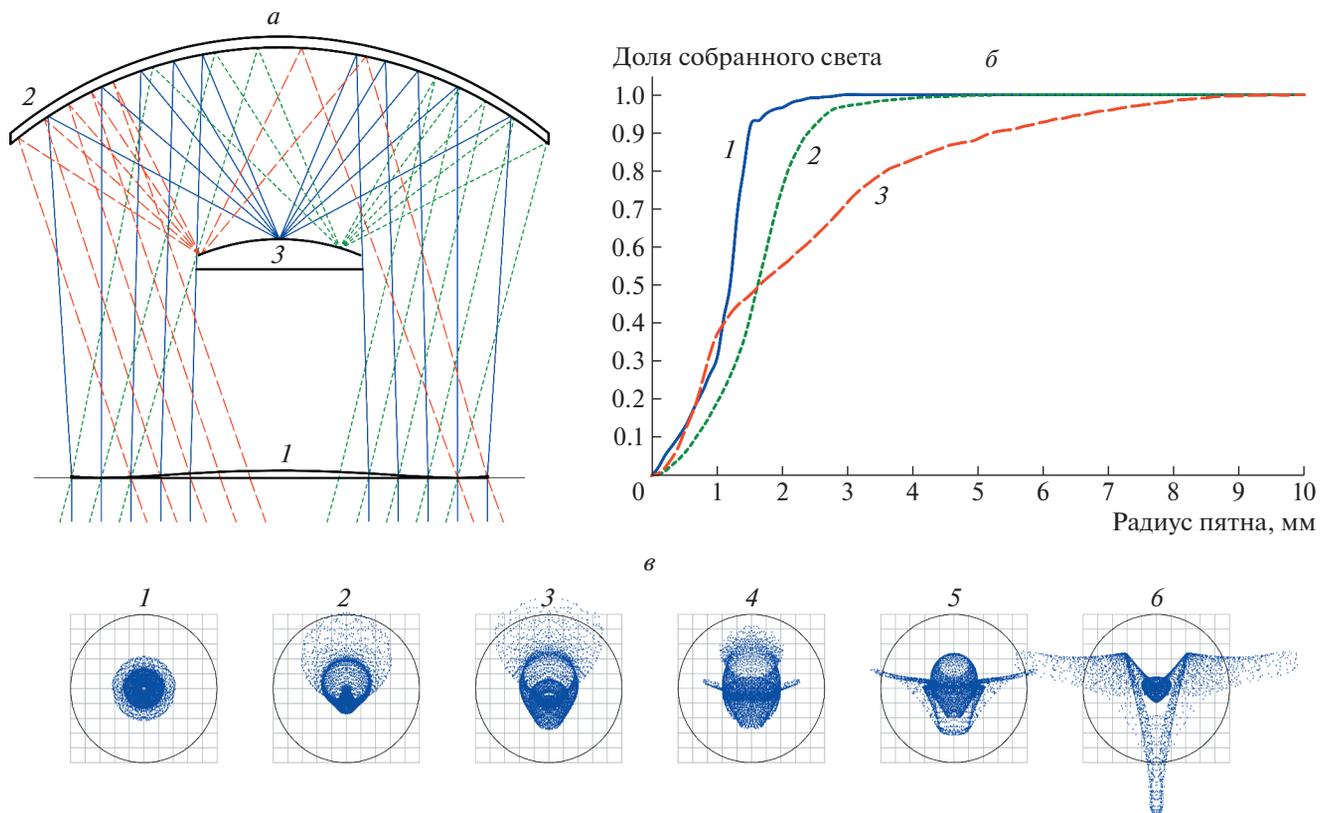


Рис. 2. *а* — Оптическая схема детектора (*1* — корректор, *2* — зеркало, *3* — мозаика SiPM) с ходом лучей, падающих нормально на входное окно (сплошные линии), под углом 15° (штриховые) и 20° (точечные). *б* — Доля света, собранного в круге переменного радиуса вокруг центра светового пятна для разных углов прихода лучей на входное окно: *1* — 0° , *2* — 15° , *3* — 20° . *в* — Форма светового пятна для различных углов падения на входное окно параллельных пучков света: *1* — 0° , *2* — 4° , *3* — 8° , *4* — 12° , *5* — 16° , *6* — 20° , сетка с шагом 1 мм, окружностью показан примерный размер пикселя с диаметром 10 мм.

30° – 40° . В этом случае применение обычных конусных светосборников неэффективно. Обеспечить большой угол сбора света способны линзовые светосборники.

Исследовались несколько готовых линз разного диаметра и радиуса кривизны, испытательный стенд и часть исследованных образцов показаны на рис. 3а. Светосборник устанавливался на оптический контакт с SiPM и освещался источником света — светодиодом с длиной волны 405 нм. Угловой размер источника света для приемника составлял около 1° , а шаг движения кулисы с источником в горизонтальной плоскости 2° . Измерения повторялись несколько раз при повороте SiPM в вертикальной плоскости на 10° , 30° и 45° . Интенсивность постоянного светового потока на поверхности SiPM измерялась по величине постоянного тока через SiPM. На рис. 3б приведены результаты измерений с готовыми сферическими линзами диаметром 12.5 мм с радиусом кривизны 8 мм, которые показали увеличение светосбора в 2.5 раза для углов 60° от оптической оси по сравнению с

SiPM без светосборников. Для достижения максимальной собирающей способности планируется разработать светосборники специальной формы.

3.4. Модель отклика SiPM

Для моделирования характеристик электроники измерительной системы нового детектора создана модель отклика планируемого к использованию в установке СФЕРА-3 кремниевого фотоумножителя SiPM SensL MicroFC-60035. Проведено моделирование отклика SiPM на однофотонное событие.

Кремниевый фотоумножитель может быть представлен в виде схемы, состоящей из большого количества однофотонных лавинных фотодиодов (SPAD), соединенных параллельно. Для моделирования работы SiPM используется упрощенная схема однофотонных лавинных фотодиодов, на схеме на рис. 4 она обозначена как активная ячейка. Эквивалентная схема однофотонных лавинных фотодиодов представляет собой параллельное соединение внутреннего резистора области

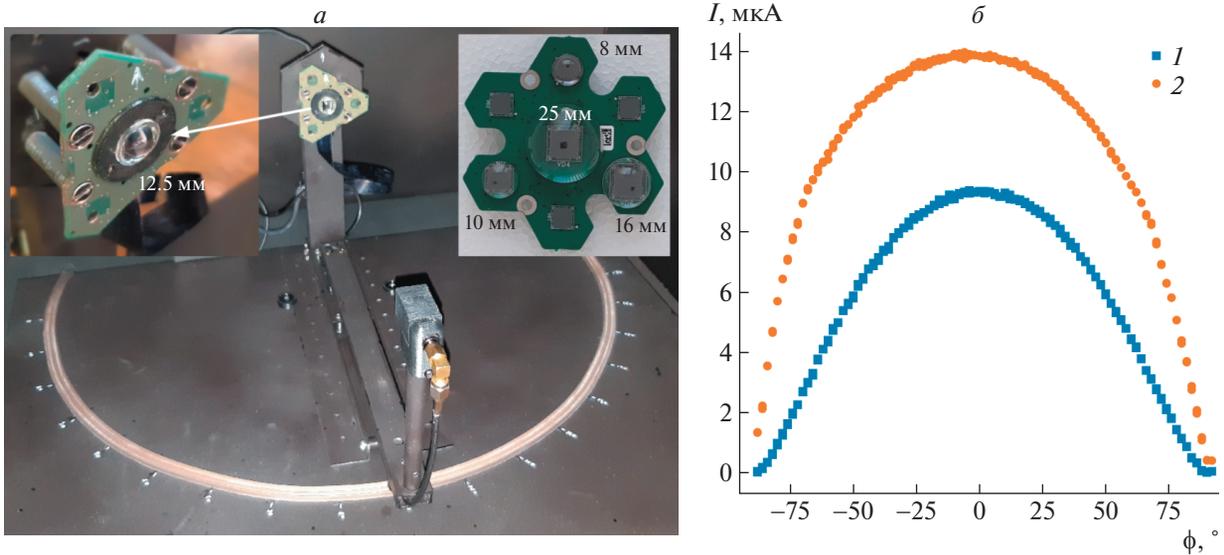


Рис. 3. Исследование линзовых светосборников. *а* — Стенд для автоматического измерения угловых характеристик чувствительности SiPM и светосборников. Линзы разной формы и размеров устанавливаются на SiPM на оптическом контакте. *б* — Результаты измерений чувствительности SiPM в зависимости от угла падения света на его поверхность: SiPM без светосборника (1), SiPM со светосборником диаметром 12.5 мм и радиусом кривизны 8 мм (2).

пространственного заряда диода и внутреннего конденсатора обедненного слоя. Схема гашения содержит резистор гашения $R3$ и конденсатор $C1$, имитирующий паразитные емкости. Для имитации прихода фотона используются ключ и источник напряжения в ветви с сопротивлением $R2$ [20]. С источника импульсного тока $V2$ на клеммы электрического ключа $S1$ подается сигнал, длительность которого соответствует времени лавинного процесса. Замыкание ключа приводит к разрядке конденсатора $C1$, которая провоцирует экспоненциальное падение напряжения на узле между $C2$ и $C1$. Максимальное падение напряжения на узле контролируется внутренним источником напряжения $V3$ и зависит от температуры работы SiPM.

В кремниевом фотоумножителе MicroFC-60035 18 980 ячеек. В нашем рассмотрении считается, что ячейки способны поглощать фотоны независимо друг от друга, что позволяет разделить ячейки на две категории для упрощения моделирования:

1. Активная ячейка, на которой произошло поглощение фотона. Ключ замкнут.
2. Пассивная ячейка, на которой поглощения фотона не произошло. Ключ разомкнут.

Данная схема имеет потенциал к масштабированию количества активных элементов, а также к адаптации для моделирования работы других серий SiPM с иным числом ячеек.

Номиналы элементов были подобраны таким образом, чтобы сигнал на быстром выходе SiPM

соответствовал экспериментальной кривой из документации производителя [21]. Полученные оценки значений номиналов компонент приведены в табл. 2.

Сплошная линия на графике на рис. 5 соответствует рассчитанному отклику модели на быстром выходе SiPM, точками показаны оцифрованные экспериментальные данные производителя SiPM. Для совпадения полученной кривой формы импульса на выходе SiPM с данными производителя модель была дополнена конденсатором быстрого выхода Cx , учитывающим паразитную емкость кабеля, соединяющего детектор с осциллографом.

Имея модель кремниевого фотоумножителя, можно определить характеристики измерительной аппаратуры.

Таблица 2. Номиналы компонент, использованных на схеме на рис. 4

	Номинал		Номинал		Номинал
$R1$	0.01 Ом	$C1$	0.18 пФ	$V1$	27 В
$R2$	392 кОм	$C2$	0.55 фФ	$V2$	Генератор 1.75 нс
$R3$	4.15 кОм	$C3$	2.52 фФ	$V3$	24.5 В
$R4$	0.01 Ом	$C4$	48 пФ		
$R5$	20.63 Ом	$C5$	3400 пФ		
$R6$	50 Ом	$C6$	10.45 пФ		

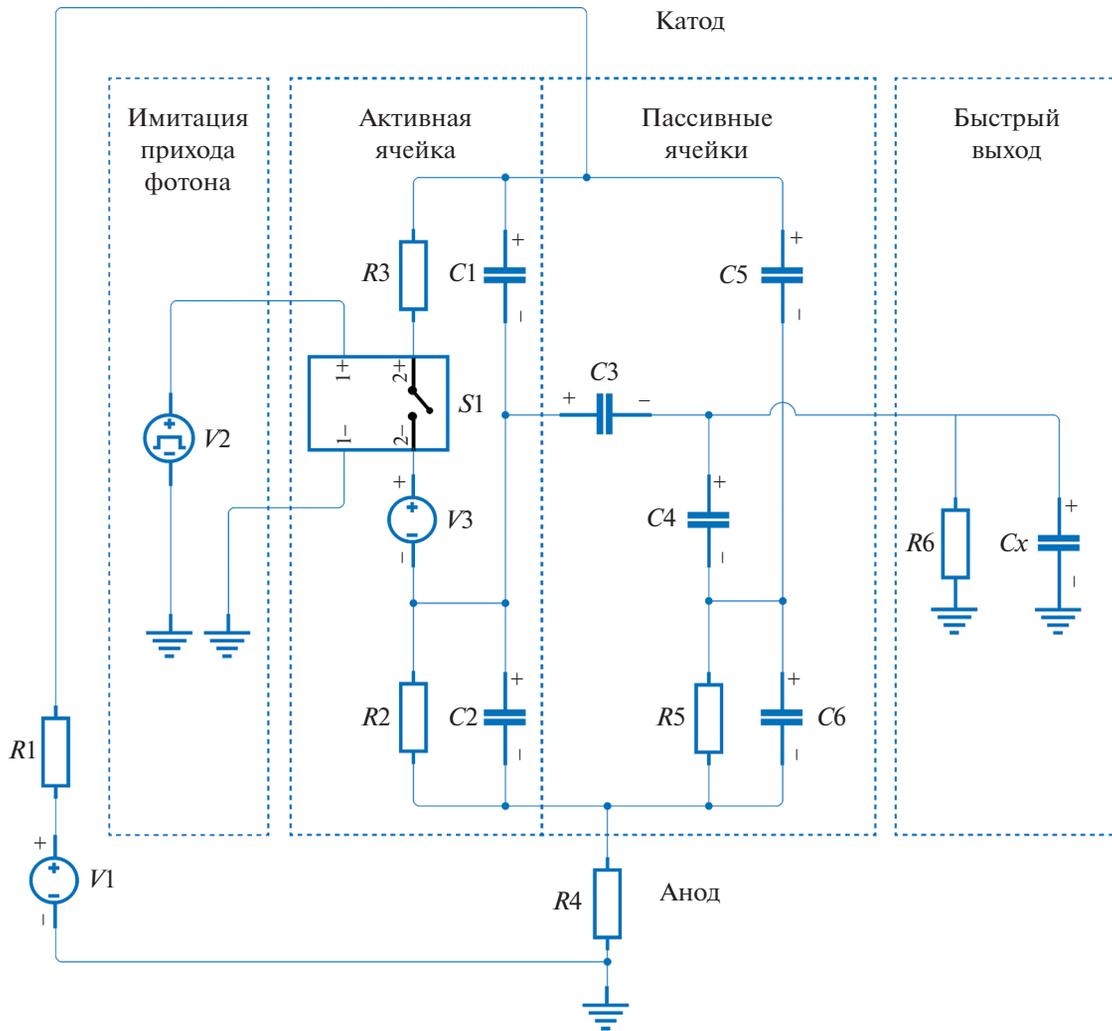


Рис. 4. Функциональная схема модели устройства SiPM.

3.5. Измерительная аппаратура

Основным элементом детектора черенковского света новой установки является сегмент из нескольких SiPM. Похожий сегмент из семи SiPM был разработан нами ранее [22], он приведен на рис. 3а. Испытание матрицы из семи таких сегментов с 49 SiPM было завершено в 2018 г., а с сентября 2019 г. матрица успешно эксплуатируется в составе телескопа SIT комплексной установки TAIGA [23, 24]. В новом детекторе планируется доработать и адаптировать сегмент SiPM для использования в оптической системе с линзовыми светосборниками.

Для регистрации усиленных аналоговых сигналов, получаемых от SiPM, разрабатывается плата оцифровки на базе микросхемы восьмиканального быстрого аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Частота оцифровки от 80 до 100 МГц и амплитудное разрешение от 12 до 14 бит обеспечивают динамический диапазон до 10^4 . Благодаря

малым размерам микросхемы АЦП (9×9 мм) измерительная плата может быть установлена недалеко от плат сегментов SiPM непосредственно под мозаикой, см. рис. 1. Такая компоновка позволяет значительно сократить массу и габариты детектора. Оцифрованные сигналы с каждого канала в последовательном коде передаются по интерфейсу LVDS на микросхему программируемой логики. Вся внутренняя логика работы измерительной системы и локального триггера для отбора событий загружается в микросхему в виде файла конфигурации. Результаты измерений сохраняются на карту памяти microSD встроенного компьютера каждой измерительной платы для последующей кластеризации и обработки.

Оцифровка сигналов ведется непрерывно, однако сохранять поток данных до 500 Гб/с технически почти невозможно и на практике не требуется. Для выделения полезных событий из потока данных разрабатывается триггерная плата. Плата

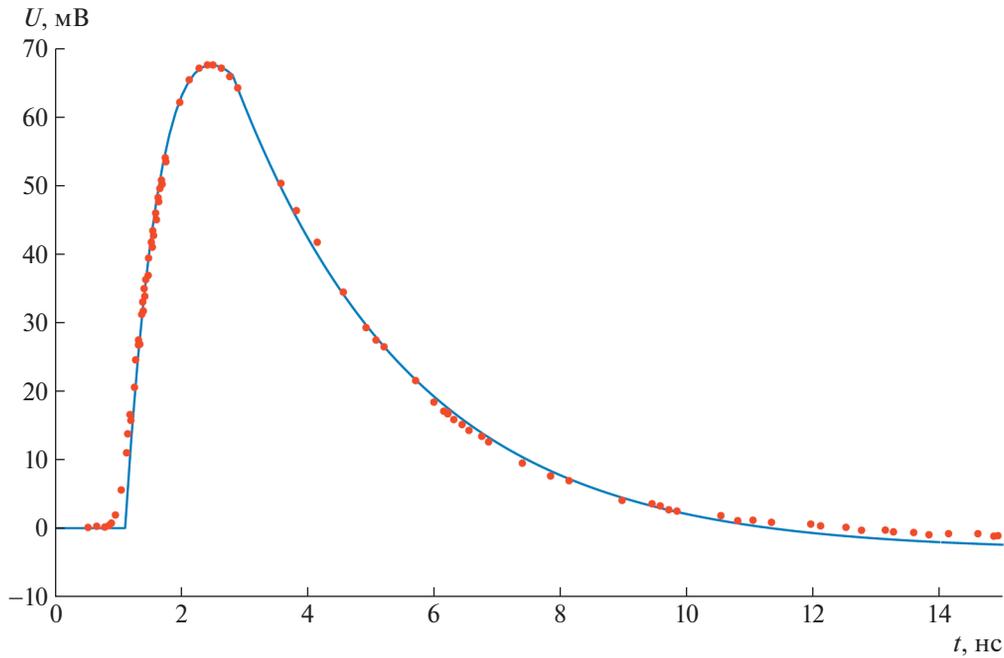


Рис. 5. Импульс на выходе SiPM. Напряжение U на быстром выходе в зависимости от времени t . Сплошная кривая — отклик модели, точки — экспериментальные данные изготовителя [22].

получает сигналы от цифровых амплитудных дискриминаторов с каждого измерительного канала. При обнаружении срабатывания дискриминаторов в трех или более соседних каналах в течение 1 мкс плата передает сигнал подтверждения на все измерительные платы, которые, в свою очередь, перемещают из оперативной памяти в постоянную данные за 10–20 мкс до и после прихода сигнала подтверждения триггера. Объем одного такого события вместе с калибровочными данными составит около 25 Мб. Ожидается, что максимальная частота срабатывания триггера не будет превышать 1 Гц. Для выбора оптимального алгоритма работы системы выделения полезных сигналов из фона (выработка триггерного сигнала) разрабатывается математическая модель на основе банка модельных событий.

4. МОДЕЛИРОВАНИЕ

4.1. Аппроксимация пространственного распределения черенковского света ШАЛ

Одной из задач экспериментов СФЕРА является оценка массы первичной частицы. Используемый в эксперименте СФЕРА критерий оценки массы [25] основан на измеряемой форме пространственного распределения черенковского света ШАЛ и определяется как отношение интегралов полного числа черенковских фотонов в кольцах с различными радиусами. При использовании такого критерия первичной массы область вблизи оси

ливня несет важную информацию о массе первичной частицы, поэтому используемая функция должна хорошо аппроксимировать характеристики ШАЛ в области от 0 до 300 м.

Для целей моделирования установки типа СФЕРА распределение $I(R)$ черенковского света ШАЛ на поверхности земли аппроксимируется с помощью функции вида (1):

$$F = \frac{p_0}{(1 + p_1 R + p_2 R^2 + p_3 R^3)} w_1 + \frac{p_4}{(1 + p_5 R + p_6 R^2)} w_2, \quad (1)$$

$$w_1 = \frac{1}{(1 + \exp((R - R_{ch})/s))}, \quad (2)$$

$$w_2 = \frac{1}{(1 + \exp(-(R - R_{ch})/s))},$$

где R — расстояние от оси ливня, p_1, \dots, p_6, R_{ch} — подбираемые параметры.

Функция аппроксимации F пространственного распределения черенковского света ШАЛ (рис. 6а) отклоняется от модели $I(R)$ менее чем на 10% в диапазоне расстояний 0–500 м от оси ливня (рис. 6б), а в области от 0 до 100 м относительная погрешность $d = (I(R) - F(p_1, \dots, p_6, R_{ch}, R))/I(R)$ в большинстве случаев не превышает 2% и увеличивается с увеличением расстояния от оси. Такая точность функции аппроксимации пространственного распределения

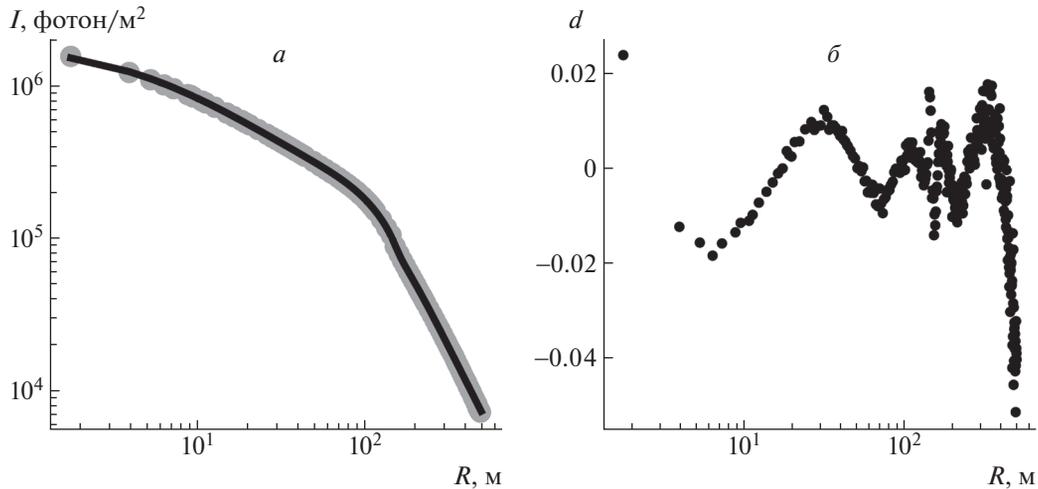


Рис. 6. *а* — Функция пространственного распределения черенковского света ШАЛ, усредненная по азимутальному углу, для индивидуального события ШАЛ. Серым отмечены точки моделирования $I(R)$, кривой обозначена аппроксимирующая функция F по формуле (1). *б* — Относительное отклонение аппроксимирующей кривой F от смоделированных точек.

черенковского света ШАЛ подходит для использования критерия первичной массы. Подробности моделирования, проведенного для поиска данной аппроксимации, изложены в [26]. Аппроксимация (1) изначально предназначалась для обработки событий эксперимента СФЕРА-2, но она может быть применена для любого эксперимента, который использует функцию пространственного распределения черенковского света ШАЛ на уровне поверхности земли.

4.2. Учет искажений зеркала

Сферическое зеркало создает на мозаике детектора изображение искаженной формы по сравнению с формой изображаемого объекта. Анализ черенковских образов ШАЛ в поле зрения телескопов типа СФЕРА для решения задачи оценки массы первичных частиц требует учета этих искажений, поскольку при обработке образы аппроксимируются аксиально-симметричной функцией. Построен алгоритм расчета функций, корректирующих искажения сферического зеркала.

Расчет проведен для следующей упрощенной конфигурации оптической системы: сферического зеркала радиуса 1100 мм (радиус кривизны 1400 мм), “мозаики” — сферического сегмента — радиуса 340 мм (радиус кривизны 750 мм) и входной диафрагмы радиуса 660 мм. Центры кривизны зеркала и мозаики совпадают, плоскость диафрагмы удалена на 100 мм от этой точки вдоль оси системы в направлении от мозаики. Детектор осматривает снежную поверхность под собой с высоты 1000 м.

Рассматривалась последовательность точечных объектов на снегу, удаляющихся от оси телескопа с постоянным шагом, и последовательность центров тяжести облаков их изображений на мозаике. Расстояния от оси телескопа до точек на снегу обозначим через r , а расстояния от центра мозаики до изображений этих точек через ρ .

На рис. 7*а* штриховой линией приведено расстояние ρ от центра мозаики до изображения в зависимости от расстояния r от оси телескопа до точки на снегу, полученное путем моделирования хода лучей в оптической системе. Зависимость нелинейна, т.е. проекции расстояния на снегу r на мозаику сжимаются к краю мозаики. На оси ($r = 0$) искажений изображения нет, и мы можем провести линейную зависимость (сплошная прямая на рис. 7*а*) исправленного расстояния ρ' от оси до изображения как касательную к кривой в точке $r = 0$.

Стоит отметить, что сферические искажения приводят также к изменению количества света, собираемого формально одинаковыми по площади фотосенсорами, расположенными на разном расстоянии от центра мозаики. Элемент площади фотосенсора записывается в полярной системе координат (ρ, φ) : $dS = \rho d\rho d\varphi$, где ρ — расстояние до элемента площади на мозаике. Поскольку искажение зависит только от радиуса, в исправленной системе координат элемент площади $dS' = \rho' d\rho' d\varphi$. На рис. 7*б* представлена связь исправленного линейного расстояния ρ' и исходного искаженного расстояния ρ на мозаике, полученная из отношения кривой и прямой на рис. 7*а*. Исправленное расстояние ρ' превосходит исходное ρ , следовательно, элемент площади после коррекции dS'

больше, т.е. искажения сферического зеркала приводят к сжатию светового потока. Таким образом, фотосенсор с центром на расстоянии ρ от оси имеет эффективную площадь больше в

$$\zeta(\rho) = \frac{dS'}{dS} = \frac{\rho' d\rho'}{\rho d\rho}. \quad (3)$$

Тогда для коррекции изображения число фотонов в нем надо уменьшить в $\zeta(\rho)$ раз, функция $\zeta(\rho)$ приведена на рис. 8а.

Если снежная поверхность освещена равномерно, то освещенность мозаики увеличивается к краям. Это увеличение определяется геометрией оптической схемы и должно учитываться как еще одно искажение сферического зеркала. Итоговая зависимость относительной освещенности $\delta(\rho)$, нормированная на максимальное значение, представлена на рис. 8б. Подробности расчета можно найти в статье [27].

4.3. Разделение первичных частиц по массе для ливней, близких к вертикальным

Важной особенностью телескопа СФЕРА-2 является способность видеть пятно черенковского света от ШАЛ на снегу с пространственным разрешением 30–80 м в зависимости от высоты наблюдения. Просматриваемая часть полной площади пятна черенковского света ШАЛ составляет около 30%. Особенно важна возможность наблюдать область пятна вблизи оси ливня радиусом около 150 м, несущую ценную информацию о массе первичной частицы. У проектируемого телескопа СФЕРА-3 число пикселей мозаики будет существенно больше, а размещены они будут плотнее, что увеличит пространственное разрешение телескопа и долю наблюдаемой площади пятна. Конструкцию телескопа и алгоритмы обработки образов предполагается оптимизировать именно относительно задачи разделения событий по первичной массе.

Первые критериальные параметры, основанные на непосредственных измерениях и чувствительные к первичной массе, были найдены еще до начала работы телескопа СФЕРА-2 [25]. Эти параметры использовали характерное поведение пространственного распределения черенковского света ШАЛ: в среднем, крутизна распределения в приосевой области уменьшается с ростом массы первичного ядра при одной и той же первичной энергии. Главная проблема разделения ливней по первичной массе состоит в наличии каскадных флуктуаций, приводящих к существенным отклонениям крутизны от средних значений.

Хороший критериальный параметр позволяет оценивать первичную массу с минимальной ошибкой для заданных условий эксперимента (конструкции детектора, геометрии измерений, уровня фона и т.п.). Для этого он должен удовлетворять следующим требованиям. Во-первых, основываться на непосредственно измеряемых характеристиках ШАЛ или вычисляемых на их основании с минимальными приближениями. Во-вторых, выражаться через интегралы от измеряемых характеристик, что частично подавляет влияние флуктуаций сигнала и фона. В-третьих, основываться на показателях формы измеряемых распределений. Последнее свойство позволяет значительно снизить зависимость результирующего критерия от модели ядерного взаимодействия, которая вносит существенную неопределенность при оценке первичной массы.

Для обработки результатов эксперимента СФЕРА-2 использовался критериальный параметр, являющийся отношением интегралов от аксиально-симметричной аппроксимации поперечного распределения черенковского света ШАЛ на снежной поверхности по двум областям: кругу с центром на оси и радиусом 70 м и окружающему его кольцу с внешним радиусом 140 м [25]. На базе этого параметра удалось разделить все ядра на легкую и тяжелую компоненты. Для этого пришлось приводить поперечное распределение изображения на мозаике к поперечному распределению на снегу. В настоящее время идет работа над критериальными параметрами, основанными на форме изображения непосредственно на мозаике. Новые параметры строятся для целевых диапазонов первичных параметров СФЕРА-2, а также для диапазонов, планируемых для СФЕРА-3. Поскольку оценка первичной массы выбрана в качестве ведущей задачи нового эксперимента, сравнение результатов классификации событий по первичной массе для разных вариантов конструкции детектора позволяет эту конструкцию оптимизировать.

На базовых ядрах (^1H , ^{14}N , ^{56}Fe) ошибки классификации для детектора СФЕРА-2 составляют около 0.30 (рис. 9), причем удалось построить критерии, у которых эти ошибки практически не зависят от модели ядерного взаимодействия (были рассмотрены модели QGSJET01 и QGSJETII-04). Данные СФЕРА-2 будут переобработаны с помощью новых критериальных параметров, при этом будет реализован последовательный индивидуальный подход: для каждого события будут построены оценки всех первичных параметров. После этого деление на группы по массе можно будет проводить по-разному, в зависимости от поставленной задачи. Все улучшения методов обработки данных

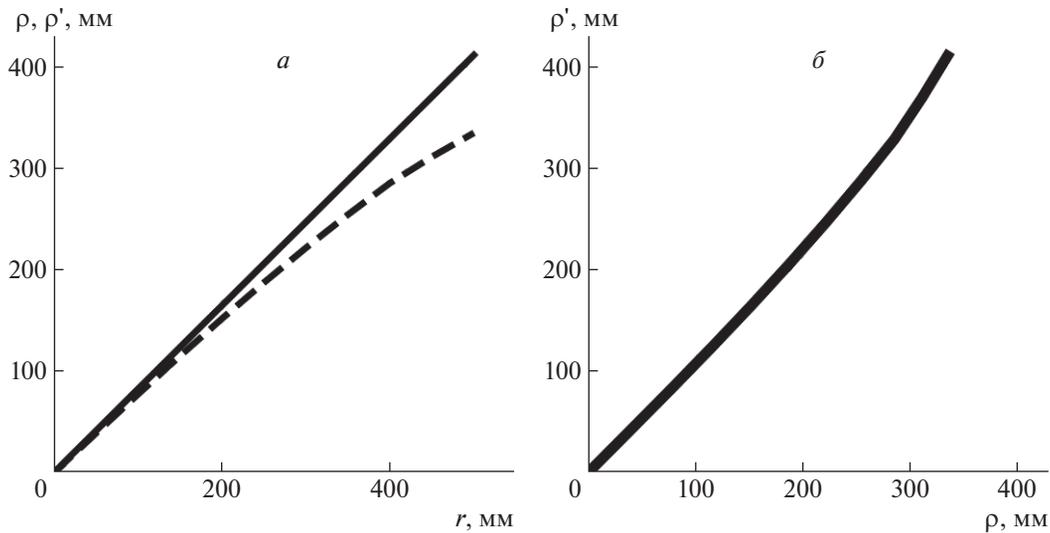


Рис. 7. *a* — Искаженное расстояние ρ (штриховая кривая) и скорректированное расстояние ρ' (сплошная) от центра мозаики до изображения в зависимости от расстояния r от оси телескопа до точки на снегу. *б* — Функция, связывающая искаженное расстояние ρ и скорректированное расстояние ρ' на мозаике.

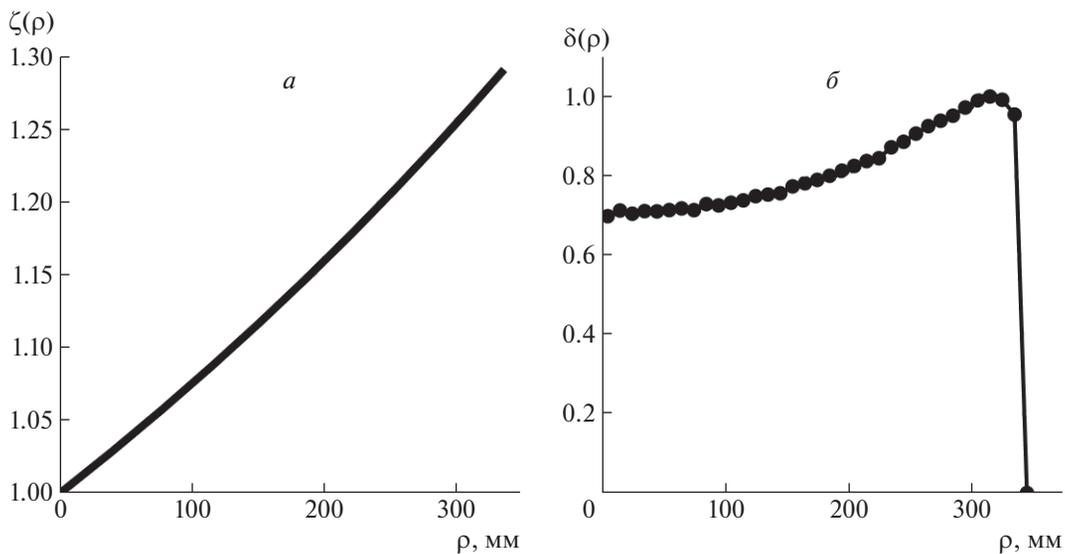


Рис. 8. *a* — Коэффициент $\zeta(\rho)$ уменьшения числа фотонов в фотосенсоре в зависимости от расстояния ρ на мозаике; *б* — относительная яркость изображения $\delta(\rho)$ в зависимости от расстояния от центра мозаики ρ .

СФЕРА-2 будут распространены на соответствующие методы для СФЕРА-3.

Усовершенствование и оптимизация конструкции СФЕРА-3 позволят повысить разрешение по первичной массе за счет учета ряда факторов при обработке. Развитие методов обработки пойдет по двум направлениям. Во-первых, будут учтены искажения, вносимые зеркалом и корректором, и построена более адекватная аппроксимация изображения на мозаике телескопа. Во-вторых, на основе лучшего приближения формы изображения будут найдены оптимальные критериальные параметры, максимально чувствительные к первичной массе, в

частности, будут испробованы многомерные критерии, основанные минимум на двух признаках-показателях формы изображения. В этом случае разделение событий на заранее заданные группы ядер не является целью: процесс классификации нужен только для выбора наиболее чувствительных критериальных параметров.

5. ПОИСК НОВЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ УЛУЧШЕНИЯ ВЫДЕЛЕНИЯ КОМПОНЕНТ ПКЛ

В детекторе СФЕРА-3 будет использована оптическая система Шмидта с корректирующей сфе-

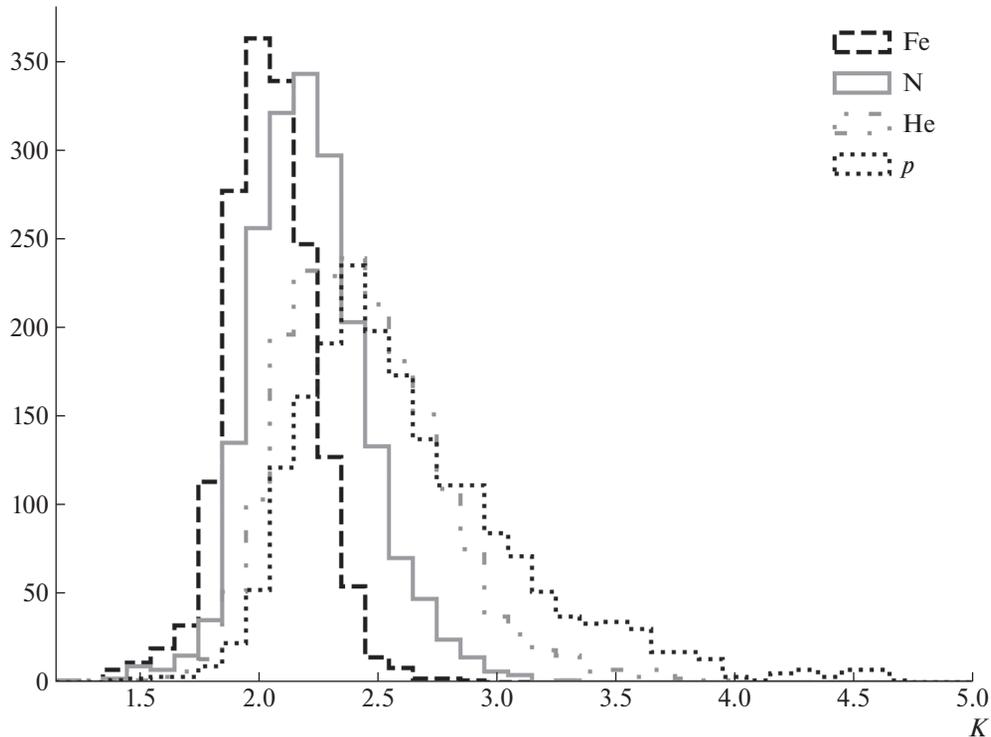


Рис. 9. Гистограммы распределений критериальных параметров K для $E = 10$ ПэВ, наклона 15° , модели атмосферы 11 из списка CORSIKA и высоты наблюдения 900 м детектора СФЕРА-2. Черенковские образы ШАЛ были аппроксимированы аксиально-симметричной функцией, отношение интегралов от которой по оптимальным областям составляет критериальный параметр.

рическую абберацию линзой. В такой системе центральная часть зеркала не задействована, так как находится в тени от фотоприемника. Эта область может быть использована для регистрации прямого черенковского света через отверстия в зеркале. Расчеты показывают, что для ШАЛ от ПКЛ с энергией 10 ПэВ поток черенковского света составляет ~ 150 фотонов на 1 см^2 на расстоянии 100 м от оси ливня. С учетом эффективности регистрации фотонов (PDE) SiPM $\sim 40\%$ и при потерях на оптических элементах до 75% можно зарегистрировать ~ 45 фотоэлектронов с 1 см^2 . Сигналы от прямого черенковского света и отраженного регистрируются отдельно, так как приходят на детектор с разницей 3.3 нс для высоты детектора 500 м. При оценке состава ПКЛ информацию об интенсивности прямого черенковского света можно использовать в дополнение к данным об отраженном черенковском свете. ШАЛ от первичного протона должен формировать световое пятно на фотоприемнике большего углового размера, чем от ядер железа при одинаковой первичной энергии и глубине максимума развития каскада вторичных частиц [28]. Планируется проведение исследования для определения эффективности и целесообразности регистрации прямого черенковского света для достижения поставленной цели проекта.

Спектр черенковского света ШАЛ имеет широкое распределение от глубокого ультрафиолета до инфракрасного. Однако в инфракрасной области его интенсивность незначительна, а ультрафиолетовая поглощается слоем атмосферы. Тем не менее, ультрафиолетовая часть (длина волны короче 350 нм) черенковского света ШАЛ присутствует в потоке света, приходящем на поверхность Земли. Этот свет генерируется затухающим каскадом ШАЛ в нижних слоях атмосферы, где концентрация озона незначительна. При энергиях ПКЛ выше 1 ПэВ такие “затянувшиеся” каскады могут генерироваться протонами и легкими ядрами. Конечно, этот черенковский свет в ультрафиолетовом диапазоне составляет малую долю в общем потоке, но его удельная доля в приосевой области ШАЛ может быть достаточной для регистрации разрабатываемым детектором. Как правило, современные детекторы черенковского света наиболее эффективно регистрируют область 400–500 нм, где ФЭУ и SiPM имеют максимальную чувствительность. Для выделения ультрафиолетовой компоненты черенковского света в фотоприемнике планируется использовать SiPM с повышенной чувствительностью в области 250–300 нм наряду с обычными SiPM с чувствительностью от 300 нм. Располагая эти два типа SiPM в шахматном порядке, можно

дифференцировать составляющие светового потока черенковского света ШАЛ. Данная гипотеза о возможности инструментального выделения легкой компоненты ПКЛ будет исследована на основе математического моделирования.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны общие принципы устройства конструкции оптической системы установки СФЕРА-3. Идет поиск оптимальных параметров оптических элементов детектора: зеркала, корректирующей линзы, фотоприемника с SiPM и линзовыми светосборниками. Исследованы характеристики образцов готовых линзовых светосборников. Проведено моделирование отклика SiPM от однофотозлектронного события. Продолжено моделирование с целью поиска и улучшения критериев выделения событий от разных типов первичных космических лучей. Идет поиск носителя для установки СФЕРА-3.

Детектор СФЕРА-3, регистрирующий отраженный черенковский свет ШАЛ, обеспечит получение новых знаний о химическом составе ПКЛ в области энергий 1–1000 ПэВ. В частности, предполагается получить экспериментальные данные для определения парциальных спектров для нескольких групп ПКЛ (протоны, группы CNO и Fe) в области энергий 1–1000 ПэВ на основе обработки индивидуальных событий ШАЛ. Данные о составе ПКЛ в указанном диапазоне энергий будут иметь определяющее значение при выборе модели перехода от галактических космических лучей к экстрагалактическим, что, в свою очередь, важно для построения глобальной картины ускорения и распространения космических лучей во Вселенной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. Thoudam, J. P. Rachen, A. van Vliet, A. Achterberg, S. Buitink, H. Falcke, and J. R. Hörandel, *Astron. Astrophys.* **595**, A33 (2016).
2. F. G. Schöder, *PoS (ICRC2019)* 030 (2019).
3. Pierre Auger Collab., *Phys. Lett. B* **762**, 288 (2016).
4. A. Glushko and A. Sabourov, *JETP Lett.* **98**, 655 (2013).
5. W. D. Apel, J. C. Arteaga-Velázquez, K. Bekk, M. Bertaina, J. Blümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, E. Cantoni, A. Chiavassa, F. Cossavella, K. Daumiller, V. de Souza, F. Di Pierro, P. Doll, R. Engel, J. Engler, *et al.*, *Astropart. Phys.* **47**, 54 (2013).
6. T. Antoni, W. D. Apel, A. F. Badea, K. Bekk, A. Bercuci, J. Bümer, H. Bozdog, I. M. Brancus, A. Chilingarian, K. Daumiller, P. Doll, R. Engel, J. Engler, F. Feßler, H. J. Gils, R. Glasstetter, *et al.*, *Astropart. Phys.* **24**, 1 (2005).
7. M. G. Aartsen *et al.*, *Phys. Rev. D* **88**, 042004 (2013).
8. The IceCube Collab., *PoS (ICRC2019)* 014 (2019).
9. H. P. Dembinski, R. Engel, A. Fedynitch, T. Gaisser, F. Riehn, and T. Stanev, *PoS (ICRC2017)* 533 (2017).
10. А. Е. Чудаков, *Экспериментальные методы исследования космических лучей сверхвысоких энергий: Материалы Всесоюзного симпозиума, Якутск, 19–23 июня 1972* (Якутск. фил. Сиб. отд. АН СССР, 1974), с. 69.
11. T. C. Weekes, M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, P. W. Kowk, R. C. Lamb, D. A. Lewis, D. Macomb, N. A. Porter, P. T. Reynolds, and G. Vacanti, *Astrophys. J.* **342**, 379 (1989).
12. A. V. Plyasheshnikov, A. K. Konopelko, F. A. Aharonian, M. Hemberger, W. Hofmann, and H. J. Völk, *J. Phys. G.* **24**, 653 (1998).
13. R. A. Antonov, T. V. Aulova, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, Mich. Finger, Mir. Finger, V. I. Galkin, D. A. Podgrudkov, and T. M. Roganova, *J. Phys.: Conf. Ser.* **632**, 012090 (2015).
14. Р. А. Антонов, Т. В. Аулова, Е. А. Бонвеч, В. И. Галкин, Т. А. Джатдоев, Д. А. Подгрудков, Т. М. Роганова, Д. В. Чернов, *ЭЧАЯ* **46**, 115 (2015) [*Phys. Part. Nucl.* **46**, 60 (2015)].
15. R. A. Antonov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, M. Finger, Jr., M. Finger, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, A. V. Shirokov, and I. A. Vaiman, *Astropart. Phys.* **121**, 102460 (2020).
16. R. A. Antonov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, D. A. Podgrudkov, and T. M. Roganova, *Astropart. Phys.* **77**, 55 (2016).
17. E. A. Bonvech, D. V. Chernov, M. Finger, M. Finger, V. Galkin, D. Podgrudkov, T. Roganova, and I. Vaiman, *Universe* **8**, 46 (2022).
18. R. A. Antonov, S. P. Beschapov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, Mir. Finger, Mix. Finger, V. I. Galkin, N. V. Kabanova, A. S. Petkun, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, S. B. Shaulov, and T. I. Sysoeva, *J. Phys.: Conf. Ser.* **409**, 012088 (2013).
19. R. A. Antonov, T. V. Aulova, S. P. Beschapov, E. A. Bonvech, D. V. Chernov, T. A. Dzhatdov, Mir. Finger, Mix. Finger, V. I. Galkin, N. V. Kabanova, A. S. Petkun, D. A. Podgrudkov, T. M. Roganova, S. B. Shaulov, and T. I. Sysoeva, in *Proceedings of the 33rd International Cosmic Ray Conference, Rio de Janeiro, 2014*, p. 1185.
20. S. Gundacker and A. Heering, *Phys. Med. Biol.* **65**, 17 (2020).
21. Silicon Photomultipliers (SiPM), Low-Noise, Blue-Sensitive C-Series SiPM Sensors (SensL Inc, July, 2014), Rev. 1.0.
22. D. Chernov, E. Bonvech, T. Dzhatdov, Mir. Finger, Mich. Finger, V. Galkin, G. Garipov, V. Kozhin, D. Podgrudkov, and A. Skurikhin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1181**, 012025 (2019).
23. D. Chernov, I. Astapov, P. Bezyazeev, E. Bonvech, A. Borodin, M. Brueckner, N. Budnev, D. Chernukh, A. Chiavassa, A. Dyachok, O. Fedorov, A. Gafarov, A. Garmash, V. Grebenyuk, O. Gress, T. Gress, *et al.*, *JINST* **15**, C09062 (2020).

24. Д. А. Подгрудков, Е. А. Бонвеч, И. А. Вайман, Д. В. Чернов, И. И. Астапов, П. А. Безъязыков, М. Бланк, А. Н. Бородин, М. Брюкнер, Н. М. Буднев, А. В. Булан, А. Вайдянатан, Р. Вишневецкий, П. А. Волчугов, Д. М. Воронин, А. Р. Гафаров и др., Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 541 (2021) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 408 (2021)].
25. В. И. Галкин, Т. А. Джатдоев, Изв. РАН. Сер. физ. **75**, 338 (2011) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **75**, 309 (2011)].
26. В. С. Латыпова, В. И. Галкин, Ученые записки физ. фак-та Моск. ун-та (2022) (принята к печати под номером m13667).
27. К. Ж. Азра, В. И. Галкин, Ученые записки физ. фак-та Моск. ун-та (2022) (принята к печати под номером m13619).
28. R. Bakhromzod and V. I. Galkin, Nucl. Instrum. Methods A **1018**, 165842 (2021).

SPHERE-3 PROJECT FOR PRIMARY COSMIC RAYS COMPOSITION STUDY IN 1–1000 PeV RANGE

**D. V. Chernov¹⁾, C. Azra²⁾, E. A. Bonvech¹⁾, V. I. Galkin^{1),2)}, V. A. Ivanov²⁾, V. S. Latypova²⁾,
D. A. Podgrudkov^{1),2)}, T. M. Roganova¹⁾**

¹⁾Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Russia

²⁾Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

The primary cosmic ray composition in the 1–1000 PeV region is an important field in the study of cosmic ray origin and propagation. Based on the SPHERE-2 balloon installation operating experience the SPHERE-3 installation with a higher aperture and a better optical resolution is being developed. This paper presents the current status of work on the detector design, its optical system, recording equipment based on silicon photomultipliers, as well as a system for recording and collecting experimental data.

ПРИРОДНЫЕ ПОТОКИ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ И ГЕОФИЗИКА

© 2022 г. Ю. В. Стенькин¹⁾*

Поступила в редакцию 18.06.2022 г.; после доработки 18.06.2022 г.; принята к публикации 18.06.2022 г.

Природные потоки тепловых нейтронов имеют два источника: космические лучи и естественная радиоактивность. Благодаря большому времени жизни свободных нейтронов они успевают пройти до поглощения значительные расстояния в среде обитания, если среда не содержит элементов с большим сечением захвата нейтронов. При этом их реальное время жизни и проходимые расстояния определяются свойствами среды, с которой они находятся в динамическом равновесии. На достаточных глубинах под землей основным источником нейтронов является естественная радиоактивность за счет (α, n) -реакций на легких ядрах земной коры. Большую роль в этом процессе играет радиоактивный газ радон, особенно его долгоживущий изотоп Rn-222, способный мигрировать на значительные расстояния: на десятки метров в грунте и на километры в атмосфере. Это означает, что изменения среды, вызванные различными геофизическими процессами либо лунно-солнечно-земными явлениями, должны отражаться и на нейтронном потоке, выходящем из земной коры. В работе представлен краткий обзор работ на эту тему и их обсуждение.

DOI: 10.31857/S0044002722060125

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение природных нейтронных потоков имеет долгую историю, которая началась вскоре после открытия нейтрона в 1935 г. Так, в работе [1] были сделаны первые оценки нейтронного потока в атмосфере. Было показано, что рожденные там космическими лучами нейтроны не улетают далеко от места рождения, постепенно замедляясь и затем, захватываясь ядрами среды, потеряв энергию путем неупругого, а затем упругого рассеяния.

В начале 1950-х гг. экспериментальное изучение нейтронных потоков привело к созданию Нейтронного Монитора (НМ), прибора, предназначенного для непрерывного мониторинга космических лучей низких энергий, производящих вторичные нейтроны в свинцовой мишени, окруженной замедлителем [2]. Толстый замедлитель (парафин либо полиэтилен) не только замедляет нейтроны, но и экранирует расположенные внутри НМ борные газовые пропорциональные счетчики нейтронов, защищая их от внешних тепловых нейтронов. Задачей разработчиков НМ было создание прибора для измерения вариаций космических лучей, минимально зависящего от метео- и прочих природных условий. Вскоре была создана мировая сеть таких приборов, работающая и по сей день.

Но можно поставить и попытаться решить и обратную задачу, а именно, регистрируя природный

поток тепловых нейтронов в среде, попытаться изучать таким образом свойства среды. На самом деле такая задача давно решается в прикладных технических задачах, когда нейтроны используются не как объект исследований, а как инструмент: это, например, нейтронография или нейтронный картаж в геологии. Мы предложили лишь расширить область подобных исследований, используя нейтроны как инструмент для изучения различных геофизических и геодинамических процессов. Ниже будут показаны примеры подобных исследований.

2. ГЕНЕРАЦИЯ И ДИФФУЗИЯ РАДОНА И НЕЙТРОНОВ В ПРИРОДЕ

В атмосфере и на поверхности земли основным источником природных нейтронов являются космические лучи, взаимодействующие с ядрами воздуха и верхнего слоя грунта (а также с веществом зданий, где расположен детектор). Как показывают экспериментальные данные, на поверхности земли около 90% нейтронов рождены космическими лучами. Это определяется путем измерения барометрического коэффициента, который чуть меньше коэффициента, известного для адронов космических лучей. На глубинах более ~ 10 м под землей, куда не доходят адроны космических лучей, основным источником становится естественная радиоактивность, в основном уранового и ториевого радиоактивных рядов. При этом наибольший вклад в генерацию нейтронов дают (α, n) -реакции на легких ядрах земной коры типа Be, F, B, Na, Al, Si и др. Ясно, что в атмосфере эти элементы отсутствуют

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: stenkin@sci.lebedev.ru

и, значит, там этот источник нейтронов отсутствует, зато в земной коре, напротив, это основной источник (пренебрегая малой добавкой от спонтанного деления тяжелых нуклидов).

Нейтроны, образованные в этих реакциях, имеют МэВные энергии и их дальнейшая судьба зависит от свойств среды, т.е. грунта: от его влажности, наличия довольно редких элементов, поглотителей нейтронов типа Li, В, Cd и др. Замедлившись, нейтроны захватываются ядрами среды. Типичное время жизни нейтронов в стандартном грунте, состоящем в основном из SiO₂, составляет ~1 мс. За это время они могут пройти несколько метров грунта. Наличие грунтовых вод может уменьшить это время, так как время жизни нейтронов в воде составляет около 0.2 мс. Таким образом, как и отмечалось в работе [1], нейтроны, вне зависимости от среды, не уходят далеко от места своего рождения.

Другое дело инертный газ радон Rn-222, имеющий много большее время жизни — более 5 сут. Его генерация идет непрерывно по всему объему грунта, откуда он может диффундировать на значительные расстояния, смешавшись с прочими подземными газами: метаном, углекислым газом, воздухом и т.д. Коэффициент этой диффузии зависит существенно от свойств грунта — температуры, разности давления газов между соседними слоями грунта, между ближайшим к поверхности слоем грунта и атмосферным давлением, трещиноватости, пористости, от грунтовых вод, насыщенных радоном и т.д. Именно это обстоятельство делает концентрацию радона в данной точке зависящей от свойств среды и от ее изменений. Это, в свою очередь, позволяет изучать свойства среды, измеряя природный поток тепловых нейтронов (геонейтронов), находящийся в динамическом равновесии с концентрацией радона в окружающем детектор веществе, толщиной несколько метров. Такими геофизическими процессами, изменяющими свойства среды, могут быть землетрясения, извержения вулканов поблизости, приливные волны в земной коре, собственные колебания Земли и прочее. Отметим, что данный метод имеет неоспоримое преимущество перед традиционным методом прямого измерения концентрации радона в окружающем воздухе. Показания радонметра очень нестабильны, поскольку они чувствительны к любому движению воздуха, т.е. к вентиляции, сквознякам, а также к влажности воздуха. В случае регистрации нейтронов под землей этих проблем нет, поскольку нейтроны собираются с толщин грунта в несколько метров вокруг детектора. Как уже отмечалось, в воздухе нейтроны не образуются.

Если же детектор расположен на поверхности земли, то там с его помощью можно изучать другие геофизические явления, например, гипотетическое

рождение нейтронов в молниевых разрядах, сезонные и лунно-приливные волны, явления солнечно-земных связей типа форбуш-эффекта, GLE и др.

3. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

3.1. История исследований

Экспериментальное изучение геонейтронов началось в конце 1940-х—начале 1950-х гг., когда сначала были обнаружены нейтроны в широких атмосферных ливнях (ШАЛ) [3], затем в процессе создания нейтронных мониторов [2] были проведены многочисленные измерения нейтронных потоков в различных геологических и географических условиях. Было обнаружено, что осадки и погодные условия существенно влияют на показания детекторов. Это вынудило разработчиков нейтронных мониторов заэкранировать их от внешнего потока тепловых нейтронов толстым слоем парафина (полиэтилена). Затем началось исследование природного потока нейтронов с помощью неэкранированных сцинтилляционных детекторов [4]. Далее группой из НИИЯФ МГУ под руководством Б.М. Кужевского предпринимались эпизодические попытки поиска корреляций этого потока с различными геофизическими явлениями [5] с помощью газовых гелиевых счетчиков. К сожалению, счетчики не обладали требуемой стабильностью, скорость счета “нейтронов” скачкообразно изменялась в сотни раз. В результате “корреляции” таких выбросов были обнаружены со многими природными явлениями: далекими землетрясениями, лунными затмениями и т.д. Тем не менее, эти работы стимулировали нас к проведению подобных исследований на другом экспериментальном уровне.

3.2. Создание эн-детекторов

В рамках проекта PRISMA [6] нами был разработан большой сцинтилляционный детектор для регистрации нейтронов в ШАЛ [7]. Детектор, названный позднее как электронно-нейтронный (эн-детектор), благодаря высокой чувствительности и высокой стабильности оказался удобным прибором не только для измерения нейтронов в ШАЛ, но и для непрерывного мониторинга любых природных потоков тепловых нейтронов. Его основу составляет тонкий слой (50 мг/см) светосостава (сплава) из неорганического сцинтиллятора ZnS(Ag) и борсодержащего вещества на основе необогащенного бора. Сцинтиллятор помещен в стандартный пластиковый бак для воды на 200 л и просматривается одним фотоумножителем с диаметром фотокатода 10 см. Для увеличения светосбора установлен светоотражающий конус из эластичного пластика с хорошим светоотражением.

Площадь сцинтиллятора 0.36 м^2 , эффективность регистрации тепловых нейтронов $\sim 20\%$. Одним из важнейших свойств сцинтиллятора является наличие у него нескольких временных констант высвечивания с интенсивностями, зависящими от скорости частиц, что позволяет использовать метод разделения сигналов по форме импульса. В результате анализа формы оцифрованного импульса мы не только надежно избавляемся от шумов и электромагнитных наводок, но и разделяем сигналы от захвата нейтрона и от быстрых заряженных частиц. Другим важным свойством детектора является его тонкий сцинтиллятор. В результате быстрые заряженные частицы производят в нем очень слабый сигнал, лежащий в кЭВной области, что ниже порога регистрации, составляющего примерно три частицы (mip). Это обстоятельство определяет очень низкий фон детектора, составляющий лишь $\sim 1/\text{с}$, поскольку он не чувствителен к обычному радиоактивному фону и к одиночным мюонам космических лучей. Помимо сигналов от захвата нейтронов он считает лишь групповые прохождения трех и более заряженных частиц, например, ШАЛ (что используется при работе детектора в составе шаловской установки), мюоны или проскочившие протоны космических лучей с сопровождением, а также бета-распады радиоактивных нуклидов вблизи детектора, когда вылетевший электрон сопровождается серией гамма-квантов. Последнее обстоятельство открывает еще одну важную область применения данных детекторов — мониторинг концентрации в воздухе радиоактивных изотопов, продуктов распада радона, в основном Bi-214 и Pb-214 [8].

3.3. Результаты, полученные с использованием эн-детекторов

Для изучения вариаций природных потоков тепловых нейтронов на базе эн-детекторов была создана мировая сеть небольших вариационных установок в различных географических и геологических условиях: в Москве (в ИЯИ РАН, в МИФИ, в НИИЯФ МГУ), на Северном Кавказе (БНО ИЯИ РАН), в Тибете (сначала в Янгбаджинге, затем в Лхасе в Тибетском университете), на Камчатке (Институт вулканологии). Ранее такие установки работали также в Италии (Gran Sasso, LNGS) и в Обнинске (Геофизическая служба РАН). С помощью этих установок был получен ряд интересных результатов, в том числе были обнаружены несколько ранее неизвестных эффектов. Краткий перечень этих результатов приведен ниже.

Исследование гипотетического рождения нейтронов в молниевых разрядах во время гроз проводилось на установках “Нейтрон” в МИФИ и на поверхностных установках в МГУ и в LNGS [9].

В отличие от других подобных исследований, в той работе применялась оцифровка и анализ формы импульсов детектора, что позволило полностью избавиться от неизбежных в таком эксперименте помех и наводок, создаваемых мощнейшими силовыми молниевыми разрядами. В результате было показано, что даже в случае очень близкого удара молнии никакого превышения нейтронного потока не наблюдалось. Более того, наблюдалось небольшое снижение этого потока на несколько процентов, связанное с выпавшими обильными осадками. На следующий день поток вернулся к обычному уровню.

С осадками связан и наблюдаемый на всех таких установках сезонный эффект. Наиболее наглядно он проявился на тибетской установке PRISMA-YBJ на высоте 4300 м, где не бывает постоянного снежного покрова, а сезоны зима–лето отличаются, помимо температуры, количеством осадков: зима — сухой сезон, лето — мокрый. Поскольку вода как водородосодержащее вещество хорошо замедляет нейтроны и относительно сильно их поглощает, то зимой там наблюдается максимум нейтронного потока, а летом, с началом сезона дождей, он резко падает [10]. Похоже, но только более плавно ведет себя другая компонента, измеряемая эн-детекторами, чувствительная к концентрации радона в воздухе. Наконец, в той же работе приведен график лунного синодического месяца, полученный методом наложения эпох, где отчетливо видна четвертая гармоника с амплитудой около 0.5% и периодом около 7.5 сут. Лунно-приливные волны наблюдались и на других наших установках, в частности, полусуточная волна M2 с амплитудой около 0.1%. Ясно, что для регистрации таких слабых вариаций детектор должен обладать очень хорошей стабильностью, а система сбора данных должна обязательно содержать полную оцифровку формы импульса и его онлайн анализ.

Как отмечалось выше, диффузия радона в грунте зависит от его пористости и трещиноватости. Любая встряска, производимая землетрясениями, способна изменить эти параметры, изменяя тем самым динамику диффузии радона, а значит, и нейтронный поток в грунте и приземном слое воздуха и в подземных помещениях. Во время работы установки PRISMA-YBJ (2013–2017 гг.) на расстоянии около 600 км от Янгбаджинга случилось катастрофическое землетрясение в Непале 25.04.2015 с магнитудой 7.8, сопровождавшееся длинной серией афтершоков. Установка зарегистрировала два наиболее мощных толчка, но не в скорости счета нейтронов, а в сбое суточной нейтронной волны. Усредненная суточная волна в нейтронах имеет максимум в районе 17 ч локального солнечного

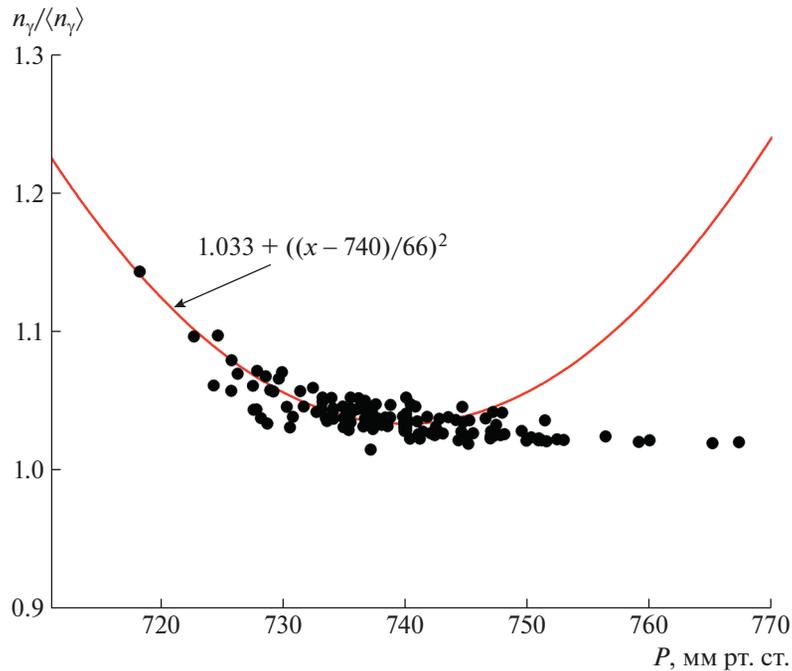


Рис. 1. Иллюстрация задержанного нелинейного пампинг-эффекта из работы [15]. Показания давления сдвинуты вперед на 24 ч относительно показаний гамма-счетчика.

времени, а измеряемая эн-детекторами концентрация тяжелых нуклидов (по крайней мере, в Янгбаджинге) имеет максимум в дополуночное время, т.е. в противофазе с нейтронами. В работах [11, 12], где опубликован этот результат, был введен некий нормированный параметр, чувствительный к фазам нейтронной (n) и радоновой (charged) суточных волн: $S = n_{\text{погн}} + \text{charged}_{\text{погн}} - 2$. В обычные дни волны находятся в противофазе и компенсируют друг друга, а в случае совпадения фаз на графике появляется пик. Такие пики с амплитудой более 6σ появились 6 раз за 3.5 г. Из них три совпали с землетрясениями, один с геомагнитной бурей и только два события не были идентифицированы. При этом максимальные пики (более 9σ) были как раз во время непальского землетрясения. Таким образом, такой метод дает очень мало ложных сигналов, чего нельзя сказать о методе прямого измерения концентрации радона в воздухе. Пока речь не идет о возможности предсказания землетрясения с помощью эн-детекторов, требуются дополнительные исследования.

3.4. Барометрический пампинг-эффект для нейтронов и гамма-фона

Барометрический пампинг-эффект (pumping-effect, или эффект откачки) для подземных газов давно известен геофизикам. Его суть в том, что при понижении атмосферного давления происходит откачка подземных газов в атмосферу. Эти газы

содержат, в том числе, и радон. Значит, эффект должен наблюдаться и для природных нейтронов, так как при усиленной диффузии радона из более глубоких слоев грунта, где его всегда много, к поверхности возрастает и генерация нейтронов в приповерхностном слое грунта. Это относится и к любым подземным помещениям, если они не имеют гидро- или газоизоляции. Такой эффект действительно был обнаружен в подземной лаборатории установки ШАЛ-МГУ (не имеющей газоизоляции) на глубине 25 м водного эквивалента, где в настоящее время работает небольшая установка из одного эн-детектора и одного гамма-детектора на основе кристалла CsI [13]. Отличие нейтронного пампинг-эффекта от газового состоит в том, что нейтроны приходят, в среднем, с глубин в несколько метров. Значит, избыточный радон, поднимаясь с больших глубин, должен заполнить этот объем. На это требуется время и тем большее, чем меньше для него коэффициент диффузии данного грунта. В указанном подземном помещении это время оказалось близким к двум суткам. Таким образом барометрический эффект оказывается задержанным и проявляется лишь после сдвигки на 2 сут вперед относительно нейтронных данных. После этого измеренный задержанный барометрический коэффициент оказался очень большим, более 5% на мм рт. ст. Без такой сдвигки он близок к нулю. Отметим, что данный эффект должен учитываться в подземных низкофоновых лабораториях,

если подземное помещение не имеет специальной газоизоляции от окружающего грунта.

Наличие гамма-детектора позволило обнаружить с помощью этой установки еще один интересный эффект — нелинейный пампинг-эффект, теория которого для геофизических параметров среды описана в работе [14]. Его суть состоит в том, что если на границе двух сред (грунт—воздух, грунт—вода, вода—воздух и т.д.) происходят гармонические колебания какого-либо макроскопического параметра, например, температуры, давления, концентрации вещества в растворе и т.д., то на достаточной большой глубине от границы раздела сред устанавливается некое квазистационарное значение этого параметра. В случае изменения амплитуды колебаний параметра на границе изменяется также и это квазистационарное значение, причем не линейно, а квадратично! Такой квадратичный эффект был действительно обнаружен, но пока не в нейтронах, а в гамма-фоне [15] при аномально низком атмосферном давлении в Москве. Заметим, что этот эффект обнаруживается только при аномально низких атмосферных давлениях и имеет пороговый характер, поскольку, как известно, парабола слабо изменяется вблизи нулевого значения, а затем начинает резко нарастать (см. рис. 1). Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на параболу. Асимметрия точек объясняется тем, что эффект работает только при понижении давления, т.е. при откачке подземных газов. Видно, что эффект появляется лишь при давлении ниже 725 мм рт. ст., что для Москвы является аномально низким значением. В нейтронах нелинейный эффект пока не наблюдался, но, думаем, это вопрос времени — надо лишь дождаться продолжительного аномально низкого атмосферного давления.

Этот эффект так же, как и линейный, должен учитываться при проведении измерений в подземных низкофоновых лабораториях, а также следует предусматривать газоизоляцию подземных лабораторий при их строительстве.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Природные потоки тепловых нейтронов, или геонейтроны, находясь в динамическом равновесии со средой, содержат информацию о среде и об ее динамике. Радиоактивный газ радон, являющийся одним из звеньев в цепочках радиоактивных рядов урана и тория, постоянно производится в земной коре, а затем производит нейтроны в (α, n) -реакциях на ядрах легких элементов коры. Будучи инертным газом, он вместе с прочими подземными газами может мигрировать на достаточно большие расстояния (десятки метров) в грунте. Скорость этой миграции, или диффузии, зависит от параметров окружающего грунта. Отсюда следует, что,

измеряя вариации геонейтронов, можно судить о состоянии и вариациях приповерхностного слоя земной коры. Таким образом, можно методами ядерной (нейтронной) физики изучать различные геофизические процессы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. A. Bethe, S. A. Kroff, and G. Placzek, *Phys. Rev.* **57**, 573 (1940).
2. C. J. Hatton, *Progress in Elementary Particle and Cosmic Rays Physics* (North-Holland, Amsterdam, 1971), Vol. X, p. 3.
3. V. Tongiorgi, *Phys. Rev.* **73**, 923 (1948).
4. G. V. Gorshkov, V. A. Zabkin, N. M. Lyatkovskaya, and O. S. Tsvetkov, *Natural Neutron Background of the Atmosphere and the Earth's Crust* (Atomizdat, Moscow, 1966) [in Russian].
5. Б. Кужевский, *Геофиз. проц. биосфера* **4**(1-2), 18 (2005).
6. Yu. V. Stenkin, *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **196**, 293 (2009).
7. Yu. V. Stenkin, in *Nuclear Track Detectors: Design, Methods and Applications* (Nova Sci. Publ., 2010), Vol. 10, p. 253.
8. Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, D. D. Dzhappuev, D. A. Kuleshov, A. U. Kudjaev, K. R. Levochkin, O. I. Mikhailova, O. B. Shchegolev, and V. I. Stepanov, *J. Environ. Radioact.* **222**, 106335 (2020).
9. V. Alekseenko, F. Arneodo, G. Bruno, A. Di Giovanni, W. Fulgione, D. Gromushkin, O. Shchegolev, Yu. Stenkin, V. Stepanov, V. Sulakov, and I. Yashin, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 125003 (2015).
10. Y. Stenkin, V. Alekseenko, Z. Cai, Z. Cao, C. Cattaneo, S. Cui, E. Giroletti, D. Gromushkin, C. Guo, X. Guo, H. He, Ye Liu, X. Ma, O. Shchegolev, P. Vallania, C. Vigorito, and J. Zhao, *Pure and Appl. Geophys.* **174**, 2763 (2017).
11. Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, Z. Cai, Zh. Cao, Sh. Cui, X. Guo, H. He, Y. Liu, X. Ma, O. B. Shchegolev, V. I. Stepanov, Ya. V. Yanin, and J. Zhao, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **83**, 607 (2019).
12. Y. Stenkin, V. Alekseenko, Z. Cai, Z. Cao, C. Cattaneo, S. Cui, P. Firstov, E. Giroletti, X. Guo, H. He, Ye Liu, X. Ma, O. Shchegolev, P. Vallania, C. Vigorito, Y. Yanin, and J. Zhao, *J. Environ. Radioact.* **208–209**, 105981 (2019).
13. Yu. V. Stenkin, V. V. Alekseenko, D. M. Gromushkin, V. P. Sulakov, and O. B. Shchegolev, *J. Exp. Theor. Phys.* **124**, 718 (2017).
14. V. N. Zyryanov, *Water Resource* **40**, 243 (2013).
15. Ю. В. Стенькин, В. В. Алексеенко, А. В. Игошин, Д. А. Кулешов, К. Р. Лёвочкин, В. И. Степанов, В. П. Сулаков, В. В. Рулев, О. Б. Щеголев, *ЖЭТФ* **158**, 469 (2020).

ENVIRONMENTAL FLUXES OF THERMAL NEUTRONS AND GEOPHYSICS

Yu. V. Stenkin¹⁾

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

Environmental neutrons originate from two sources: cosmic rays and natural radioactivity. Due to long neutron lifetime, they can pass significant distance in the surrounding media if it does not contain elements with high neutron absorption ability affecting to their lifetime. They are in a dynamic equilibrium with media and are therefore sensitive to many geophysical phenomena. At big enough depth underground the main source of neutron production is (α, n) -reactions on light element in soil. Radioactive gas radon Rn-222 belonging to uranium radioactive chain and migrating to long distances of tens meters in soil and kilometers in air plays the main role here. It means that media changes caused by various geophysical or Solar-Moon-Earth relations should affect to neutron flux from crust. A history and some results obtained with the neutron technique are overviewed and discussed.

ГЕОНЕЙТРИНО И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

© 2022 г. Л. Б. Безруков^{1)*}, И. С. Карпиков¹⁾,
А. К. Межох¹⁾, С. В. Силаева¹⁾, В. В. Синев¹⁾

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.; после доработки 28.06.2022 г.; принята к публикации 30.06.2022 г.

Возможность больших потоков геонейтрино от распадов ^{40}K и наличие избытка положительного электрического заряда в земной коре предсказываются гидридной моделью Земли. Данные эксперимента Борексина не противоречат доли калия, равной нескольким процентам от массы Земли и предсказанной этой моделью. Обнаружение избытка положительно заряженных аэроионов в подземных лабораториях может быть объяснено наличием избытка положительного электрического заряда в земной коре. Для подтверждения существования обоих этих эффектов необходимы дальнейшие исследования.

DOI: 10.31857/S0044002722060046

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимосвязь большого потока калийных геонейтрино ($\text{K-geo-}\nu$) и избытка положительного заряда в коре Земли обсуждалась в работе [1], так как оба эти явления предсказаны гидридной моделью Земли (HE-модель — Hydridic Earth model) [2, 3]. Второе предсказание сформулировано в работе [4], в которой предложена гидридная модель электрического поля Земли. Оба эти явления еще не открыты. В настоящей работе мы рассмотрим экспериментальные факты, которые можно рассматривать как подтверждение существования этих явлений. Это — данные эксперимента Борексина (Borexino) [5, 6] и обнаружение избытка положительно заряженных аэроионов в подземных полостях.

2. НЕЗАВИСИМЫЙ АНАЛИЗ СПЕКТРА ОДИНОЧНЫХ СОБЫТИЙ ДЕТЕКТОРА БОРЕКСИНО

В работе [7] был рассчитан возможный вклад от рассеяния $^{40}\text{K-geo-}\nu$ на электронах сцинтиллятора в скорость счета одиночных событий в детекторе Борексина для концентрации калия в Земле, предсказанной HE-моделью Земли. Вклад оказался равный $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 1\text{--}4 \text{ cpd}/100\text{t}$ (количество событий в день на 100 тонн сцинтиллятора) для концентраций калия, соответствующих нескольким процентам от массы Земли. Энергетический спектр событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ близок к спектру событий

от солнечных CNO-нейтрино ($\text{CNO-}\nu$), поэтому авторы полагали, что при фитировании энергетического спектра одиночных событий эксперимента Борексина суммой различных источников одиночных событий без учета вклада от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ к событиям от $\text{CNO-}\nu$ будут добавляться реально существующие события от $^{40}\text{K-geo-}\nu$. Поэтому можно ожидать, что будет зарегистрирована большая скорость счета от $\text{CNO-}\nu$ по сравнению с теоретической $R_{\text{theory}}(\text{CNO-}\nu) = 4.92 \pm 0.78 \text{ cpd}/100\text{t}$. Эта величина соответствует модели Солнца с высокой металличностью, для малой металличности она меньше.

Коллаборация Борексина в 2020 г. сообщила об измерении скорости счета $R_{\text{exp}}(\text{CNO-}\nu) = 7.2 + 3.0 - 1.6 \text{ cpd}/100\text{t}$ [5]. В работе [8] эта разница между ожидаемой и измененной скоростями счета интерпретировалась как указание на наличие большого количества калия в Земле.

Однако последующий анализ [9] показал, что эта интерпретация не верна, так как при фитировании энергетического спектра одиночных событий эксперимента Борексина суммой различных источников одиночных событий с учетом вклада от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ к событиям от $\text{CNO-}\nu$ не добавляются реально существующие события от $^{40}\text{K-geo-}\nu$, а уменьшается скорость счета событий от распада радиоактивных изотопов ^{210}Bi и ^{85}Kr , содержащихся в сцинтилляторе.

На рис. 1 приведен результат фитирования энергетического спектра одиночных событий эксперимента Борексина суммой различных источников одиночных событий с учетом вклада от $^{40}\text{K-geo-}\nu$. Экспериментальные данные с ошибками

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: bezrukov@inr.ac.ru

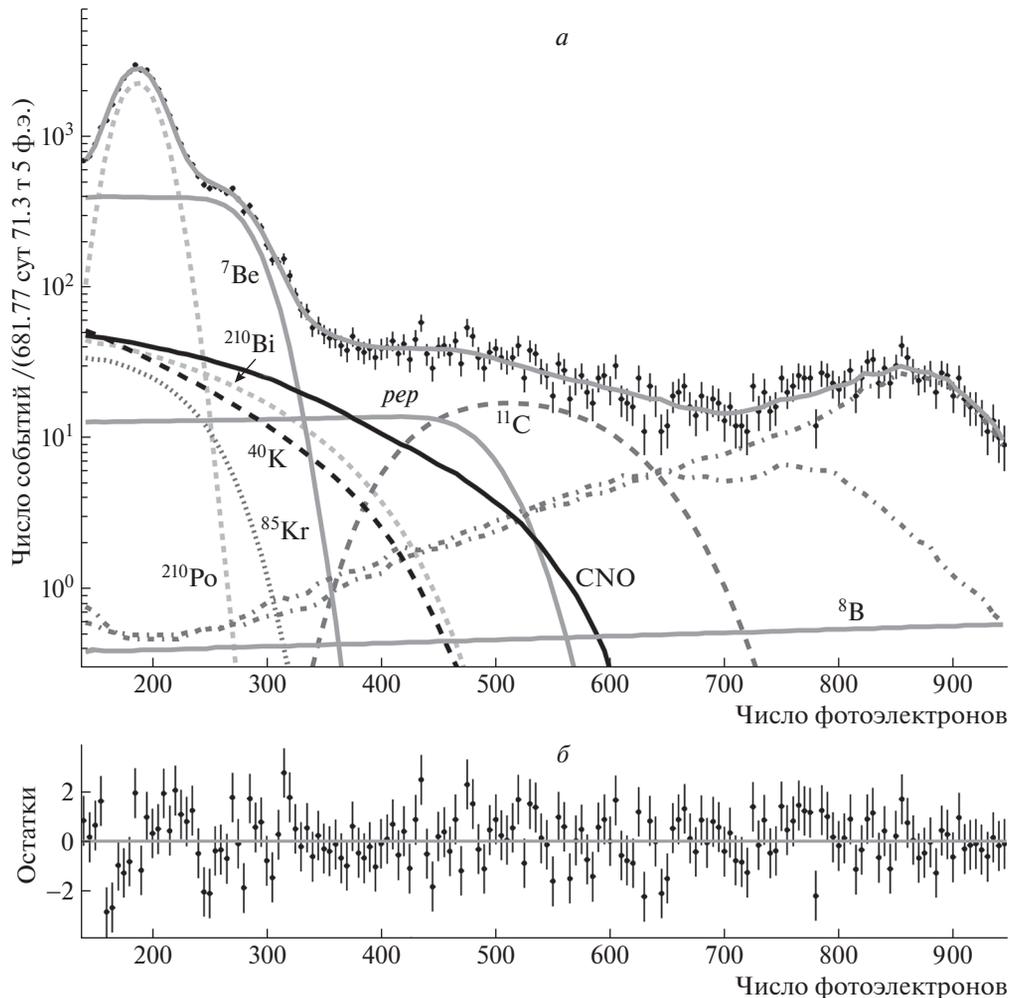


Рис. 1. Энергетический спектр одиночных событий в детекторе Боржессино (точки с ошибками из [5]). *а* — Кривые: вклады различных источников одиночных событий и их сумма, полученные в результате фитирования к экспериментальным данным, черная штриховая — вклад от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ событий, площадь под этой кривой (от нуля фотоэлектронов) соответствует скорости счета $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 7.06 \text{ cpd}/100\text{t}$, что соответствует доли калия от массы Земли, равной 3.2%. *б* — Разница (остаток) между экспериментальными значениями и полученной в результате фитирования суммой различных источников одиночных событий.

доступны в открытом доступе и соответствуют работе [5]. Горизонтальная шкала дана в единицах: число зарегистрированных фотоэлектронов (ф.э.). Зависимость числа зарегистрированных фотоэлектронов от энерговыделения в сцинтилляторе взята из работы [10]: при энерговыделении в 0.5 МэВ регистрируется 220 ф.э., при 1.0 МэВ — 410 ф.э., при 1.5 МэВ — 590 ф.э.

Вклады различных источников событий и их сумма, полученные в результате фитирования экспериментальных данных, показаны на рис. 1*а*. У большинства кривых стоит знак, поясняющий природу одиночных событий, для которых построена кривая. Это — распады ^{210}Po , ^{85}Kr , ^{210}Bi , содержащихся в сцинтилляторе, рассеяние на электронах солнечных нейтрино от ^7Be , *реп*, CNO, ^8B . Показан вклад от распада изотопа ^{11}C , образующе-

гося при взаимодействии мюона с атомными ядрами углерода сцинтиллятора. Непомеченные штрихпунктирные линии показывают вклад от гамма-квантов от распадов радиоактивных элементов в окружающем детектор грунте. Переменными параметрами при фитировании являлись площади всех помеченных кривых, кроме кривой от *реп* нейтрино (ее площадь была фиксирована).

Черной штриховой кривой показан вклад от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ событий. Площадь под этой кривой (от нуля ф.э.) соответствует скорости счета $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 7.05 \text{ cpd}/100\text{t}$, что соответствует доли калия от массы Земли, равной 3.2%.

Рисунок 1*б* показывает качество результата фитирования. Точки есть разница (остаток) между экспериментальными значениями и полученной в

результате фитирования суммой различных источников одиночных событий.

Добавление в набор источников для фитирования событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ позволяет улучшить согласие экспериментального и фитированного спектров при скоростях счета событий

$$\begin{aligned} R(^{40}\text{K-geo-}\nu) &= 7.05 \text{ cpd}/100\text{t}, & (1) \\ R(^{210}\text{Bi}) &= 6 \text{ cpd}/100\text{t} \\ \text{и } R(^{85}\text{Kr}) &= 3.76 \text{ cpd}/100\text{t} \end{aligned}$$

по сравнению с фитированием без $^{40}\text{K-geo-}\nu$. Скорости счета событий от $\text{CNO-}\nu$ и от остальных источников при добавлении в анализ $^{40}\text{K-geo-}\nu$ не изменяются. Этот эффект можно понять, рассматривая рис. 1. События от $\text{CNO-}\nu$ вносят значительный вклад в общую сумму в интервале 400–500 ф.э., а спектр событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ очень близок к суммарному спектру событий от распада радиоактивных изотопов ^{210}Bi и ^{85}Kr , и его вклад значительно ниже 400 ф.э. Анализ показывает, что трудно отделить события от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ от суммы событий от ^{210}Bi и ^{85}Kr . Необходима либо очень большая статистика, или независимое измерение скорости счета от какого-либо из этих источников событий.

Коллаборация Борексина уделила большое внимание измерению скорости счета событий от ^{210}Bi . ^{210}Bi распадается в ^{210}Po , а затем ^{210}Po распадается с испусканием альфа-частицы. На рис. 1а в районе 200 ф.э. виден пик от альфа-частиц ^{210}Po . Импульс от альфа-частицы имеет большую длительность, чем импульс от электрона, поэтому скорость счета ^{210}Po может быть хорошо измерена. Оказалось, что скорость счета ^{210}Po зависит от расстояния от точки его распада до внутренней нейлоновой оболочки, которая содержит сцинтиллятор. Чем меньше это расстояние, тем больше ^{210}Po . Таким образом, в эксперименте имеются два источника ^{210}Po : от распадов ^{210}Bi , который содержится в сцинтилляторе, и ^{210}Po , который может поступать в сцинтиллятор из внутренней нейлоновой оболочки. Коллаборация Борексина, используя низкую скорость счета ^{210}Po в центральной области детектора, поставила верхнюю границу на скорость распада ^{210}Bi в сцинтилляторе, равную $R(^{210}\text{Bi}) \leq 10.8 \pm \pm 1.0 \text{ cpd}/100\text{t}$ [6]. Таким образом, полученная (1) величина $R(^{210}\text{Bi}) = 6 \text{ cpd}/100\text{t}$ вполне может соответствовать действительности. Величина $R(^{85}\text{Kr}) = 3.76 \text{ cpd}/100\text{t}$ также не противоречит данным Борексина.

Из выше приведенной дискуссии о важности знания концентрации ^{210}Bi в сцинтилляторе для

измерения доли калия в Земле следует [9], что в детекторе следующего поколения необходимо иметь более чистую по содержанию радиоактивных примесей нейлоновую внутреннюю оболочку. Это позволит измерить концентрацию ^{210}Bi в сцинтилляторе, увеличить необходимую статистику и измерить скорость счета событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$.

В связи с объявлением коллаборацией Борексина нового результата измерения скорости счета $R_{\text{exp}}(\text{CNO-}\nu) = 6.7 + 2.0 - 0.8 \text{ cpd}/100\text{t}$ [6], который по-прежнему больше теоретического, мы хотим отметить, что в работе [9] указывалось на систематическое смещение среднего при восстановлении его при помощи фитирования экспериментальных данных Борексина. Величина для скорости счета $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 7.05 \text{ cpd}/100\text{t}$, соответствующая черной штриховой кривой на рис. 1а, также включает в себя такое систематическое смещение. Следовательно, реальная доля калия в Земле может оказаться несколько меньше указанных выше 3.2%.

Аргументы в пользу существования столь большого количества калия в Земле приведены в работе [11].

3. ЭКСПЕРИМЕНТ ПО РЕГИСТРАЦИИ ИЗБЫТКА ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННЫХ АЭРОИОНОВ В ПОДЗЕМНЫХ ПОЛОСТЯХ

Как отмечалось выше, НЕ-модель предсказывает большое количество калия в Земле. Это предсказание противоречит принятой в настоящее время модели Земли (BSE-модель — Bulk Silicate Earth model). В качестве дополнительного аргумента в пользу НЕ-модели могло быть обнаружение другого явления, предсказываемого НЕ-моделью и не предсказываемого BSE-моделью. В качестве такого явления мы рассмотрим здесь предсказание наличия избытка положительного заряда в коре Земли.

В работе [4] упоминалось о регистрации избытка положительных аэроионов в закрытых подземных полостях модифицированным счетчиком аэроионов “Сапфир-3М”. На рис. 2 приведен пример изучения зависимости плотностей аэроионов обоих знаков от времени и их зависимости от атмосферного давления. Измерения проводились с 21 ноября до 9 декабря 2021 г. в подземной невентилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ с глубиной 12.7 м. Измерения проводились у потолка, потому что у потолка была обнаружена максимальная (по сравнению с другими положениями счетчика аэроионов в лаборатории) концентрация отрицательно заряженных аэроионов. Это наблюдение соответствует предсказанию НЕ-модели о существовании

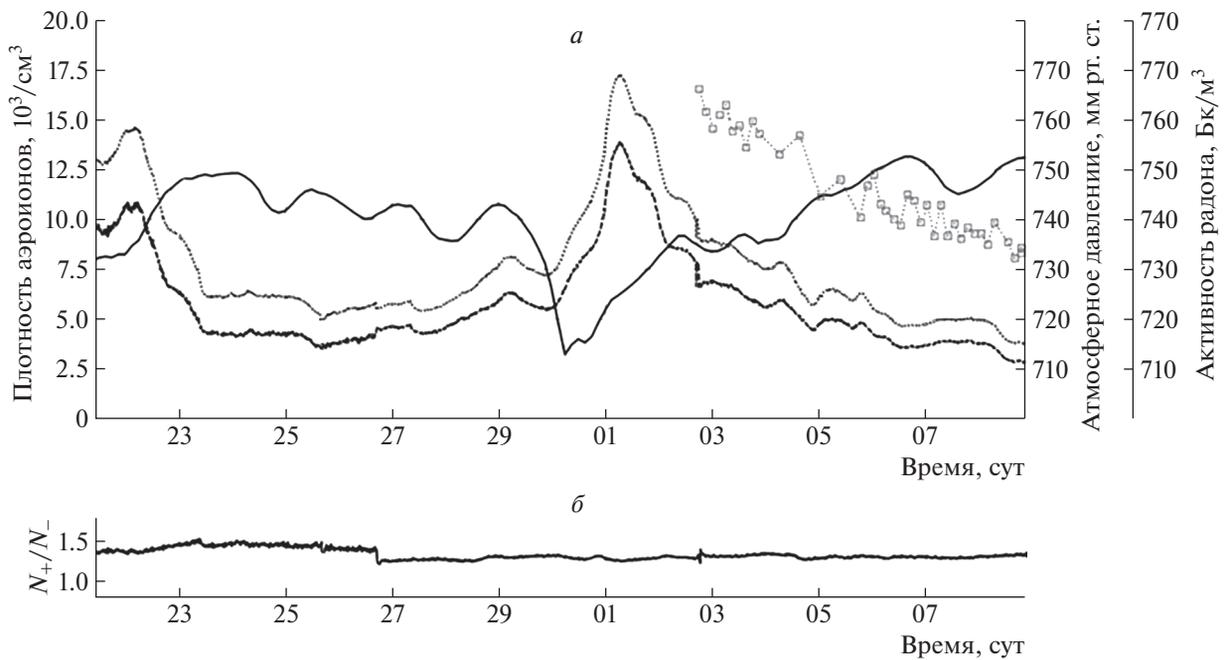


Рис. 2. Зависимость плотности аэроионов обоих знаков от времени. Измерения проводились с 21 ноября до 9 декабря 2021 г. у потолка в подземной неветилируемой лаборатории НИИЯФ МГУ глубиной 12.7 м. Все данные усреднены в интервале 10 мин. *а* — Кривые: серая штриховая — плотность аэроионов положительного заряда N_+ , черная штриховая — отрицательного заряда N_- , сплошная — зависимость атмосферного давления от времени, точки (полые квадратики) — результаты измерения активности радона у пола лаборатории. *б* — Зависимость от времени коэффициента униполярности N_+/N_- . В 18 : 00 26.11.2021 г. был выключен осушитель.

в коре Земли напряженности электрического поля, направленного вниз. Все данные усреднены в интервале 10 мин. Штриховой кривой с серыми точками показана (рис. 2а) плотность аэроионов положительного заряда N_+ . Штриховой кривой черного цвета — отрицательного заряда N_- . Сплошная кривая — зависимость атмосферного давления от времени. Полыми квадратиками показаны результаты измерения активности радона у пола лаборатории. Рисунок 2б — зависимость от времени коэффициента униполярности N_+/N_- . В 18 : 00 26.11.2021 был выключен осушитель и влажность установилась в районе 46%.

Наблюдаемая зависимость плотностей аэроионов от атмосферного давления может быть объяснена тем, что радон и положительный заряд постоянно приносятся газовыми пузырьками, появляющимися в поровой водной среде. НЕ-модель предсказывает, что поднимающиеся водородсодержащие газы несут положительный заряд. Также НЕ-модель предсказывает, что отрицательно заряженный слой расположен под корой Земли, поэтому вектор напряженности электрического поля в коре Земли должен быть направлен вниз. Теллурические токи положительного заряда в коре Земли также являются естественным следствием НЕ-модели.

Однако наблюдение наличия избытка положительного заряда в закрытых полостях земной коры

не является бесспорным доказательством наличия избытка положительного заряда вокруг этой полости. Поэтому экспериментальные исследования в области земного электричества должны быть продолжены.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Добавление событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ при анализе данных Борексина позволяет улучшить согласие экспериментального и фитированного энергетических спектров при скоростях счета событий: $R(^{40}\text{K-geo-}\nu) = 7.05 \text{ cpd}/100\text{t}$, $R(^{210}\text{Bi}) = 6 \text{ cpd}/100\text{t}$ и $R(^{85}\text{Kr}) = 3.76 \text{ cpd}/100\text{t}$. Скорости счета событий от $\text{CNO-}\nu$ и остальных источников при включении в анализ событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ не изменяются. Полученная скорость счета от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ соответствует 3.2% калия от массы Земли. Эта величина не противоречит предсказанию гидридной модели Земли. Однако имеющаяся статистика и неопределенности в знании концентраций ^{210}Bi и ^{85}Kr в сцинтилляторе не позволяют выбрать между набором источников событий с добавлением событий от $^{40}\text{K-geo-}\nu$ и без добавления.

Можно предложить детектор нового поколения, который сможет зарегистрировать большой поток

калийных геонейтрино с высокой достоверностью. Это — детектор типа Борексино, но с очищенным от радиоактивности нейлоновым внутренним мешком. Это позволит измерить концентрацию ^{210}Bi в сцинтилляторе, увеличить статистику и измерить скорость счета ^{40}K -geo- ν .

Приведены результаты исследований плотностей аэроионов в подземной лаборатории НИИЯФ МГУ. Во всех проведенных измерениях зарегистрирован избыток положительных аэроионов. Наблюдаемая зависимость плотностей аэроионов от атмосферного давления может быть объяснена тем, что радон и положительный заряд постоянно приносятся газовыми пузырьками, появляющимися в поровой водной среде.

Результаты эксперимента Борексино и экспериментов по изучению плотностей аэроионов обоих знаков в закрытых полостях в земной коре не противоречат предсказаниям гидридной модели Земли. Однако для окончательного подтверждения существования большого количества калия в Земле и положительно заряженной земной коры требуются дополнительные исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. L. B. Bezrukov, A. S. Kurlovich, B. K. Lub-sandorzhiev, V. V. Sinev, V. P. Zavarzina, and V. P. Morgalyuk, EPJ Web Conf. **191**, 03005 (2018).
2. В. Н. Ларин, *Наша Земля (происхождение, состав, строение и развитие изначально гидридной Земли)* (Агар, Москва, 2005); V. N. Larin, *Hydridic Earth: the New Geology of Our Primordially Hydrogen-Rich Planet*, Ed. by C. Warren Hunt (Polar Publ., Calgary, Alberta, 1993).
3. H. Toulhoat and V. Zgonnik, ApJ **924**, 83 (2022).
4. Л. Б. Безруков, В. П. Заварзина, А. С. Курлович, Б. К. Лубсандоржиев, А. К. Межох, В. П. Моргалюк, В. В. Синёв, ДАН **480**, 155 (2018) [Dokl. Phys. **63**, 177 (2018); <https://doi.org/10.1134/S1028335818050051>].
5. Borexino Collab. (M. Agostini *et al.*), Nature **587**, 577 (2020); arXiv: 2006.15115 [hep-ex].
6. S. Appel, Z. Bagdasarian, D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, P. Cavalcante, A. Chepurinov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X. F. Ding, *et al.*, arXiv: 2205.15975 v1 [hep-ex].
7. V. V. Sinev, L. B. Bezrukov, E. A. Litvinovich, I. N. Machulin, M. D. Skorokhvatov, and S. V. Sukhotin, Phys. Part. Nucl. **46**, 186 (2015); <https://doi.org/10.1134/S1063779615020173>; arXiv: 1405.3140 [physics.ins-det].
8. Л. Б. Безруков, В. П. Заварзина, И. С. Карпиков, Ф. С. Курлович, Ф. К. Межох, С. В. Силаева, В. В. Синева, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 566 (2021); <https://doi.org/10.31857/S0367676521040062> [L. B. Bezrukov, V. P. Zavarzina, I. S. Karpikov, A. S. Kurlovich, A. K. Mezhokh, S. V. Silaeva, and V. V. Sinev, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 430 (2021); <https://doi.org/10.3103/S1062873821040067>].
9. L. Bezrukov, A. Gromtseva, I. Karpikov, A. Kurlovich, A. Mezhokh, P. Naumov, Ya. Nikitenko, S. Silaeva, V. Sinev, and V. Zavarzina, arXiv: 2202.08531 [physics.ins-det].
10. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), Phys. Rev. D **100**, 082004 (2019).
11. L. B. Bezrukov, I. S. Karpikov, A. S. Kurlovich, A. K. Mezhokh, S. V. Silaeva, V. V. Sinev, and V. P. Zavarzina, arXiv: 2007.07371v2 [hep-ex physics.ins-det].

GEO-NEUTRINO AND EARTH ELECTRIC FIELD

L. B. Bezrukov¹⁾, I. S. Karpikov¹⁾, A. K. Mezhokh¹⁾, S. V. Silaeva¹⁾, V. V. Sinev¹⁾

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

The possibility of large geo-antineutrino fluxes from ^{40}K decays and the presence of an excess of positive electric charge in the Earth's crust are predicted by the Hydride Model of the Earth. The data of the Borexino experiment do not contradict the proportion of potassium equal to several percent of the Earth's mass and predicted by this model. The detection of an excess of positively charged air-ions in underground laboratories can be explained by the presence of an excess of positive electric charge in the Earth's crust. Further studies are needed to confirm the existence of both of these effects.

ЖИДКИЕ ОРГАНИЧЕСКИЕ СЦИНТИЛЛЯТОРЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕДКИХ СОБЫТИЙ, МЕТОДЫ ОЧИСТКИ ОТ U, Th И K

© 2022 г. Е. П. Веретенкин¹⁾, В. Н. Гаврин¹⁾, Б. А. Комаров¹⁾, Ю. П. Козлова¹⁾, А. Д. Луканов¹⁾, В. П. Моргалюк²⁾, А. М. Немерюк³⁾, Г. Я. Новикова^{1)*}

Поступила в редакцию 30.06.2022 г.; после доработки 30.06.2022 г.; принята к публикации 02.07.2022 г.

Обсуждаются вопросы разработки жидких органических сцинтилляторов с точки зрения уровня содержания радиоактивных примесей в детекторах для регистрации редких событий. Приведены результаты исследований различных методов очистки отдельных компонентов сцинтиллятора от U, Th и K. Показано, что основным источником загрязнения калием (^{40}K) является сцинтилляционная добавка РРО (2,5-дифенилоксазол), концентрация K в которой в разных партиях варьирует от 0.8 до 7.1 мкг/г. В линейном алкилбензоле (ЛАБ, Россия), который рассматривается в качестве перспективного растворителя для создания крупномасштабного нейтринного детектора, измеренная концентрация калия составляет $\sim 10^{-8}$ г/г.

DOI: 10.31857/S0044002722060149

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных условий успешной работы детекторов, предназначенных для регистрации редких событий, является очень низкий уровень собственной радиоактивности сцинтиллятора.

В настоящее время самый низкий уровень радиоактивности был достигнут в эксперименте Борексина [1], что позволило измерить не только поток солнечных бериллиевых нейтрино (первоначально заявленная цель Борексина), но и нейтрино от других реакций pp -цикла, а также геонейтрино (Состав сцинтиллятора детектора Борексина: псевдокумол (РС) с добавкой 1.5 г/л 2,5-дифенилоксазола (РРО)).

Представляет интерес история эксперимента KamLAND [2–5], в котором растворителем служит смесь РС (20%) и додекана (80%), а сцинтилляционной добавкой — РРО (2.7 г/л). Первоначально этот эксперимент был задуман для поиска осцилляций антинейтрино от ядерных реакторов (LAND — Liquid Antineutrino Detector, Kam — от названия места расположения — Kamioka). После того, как эта задача была решена, в KamLAND провели лабораторные исследования по очистке

сцинтиллятора и смогли довести уровень радиоактивности до уровня, близкого к Борексину. В результате оказалось возможным получить независимый результат по солнечным бериллиевым нейтрино, а используя полученные данные по осцилляциям нейтрино, доказать, что поток бериллиевых нейтрино соответствует стандартной солнечной модели. Вынужденная остановка ядерных реакторов на атомной станции Фукусима (вследствие землетрясения в марте 2011 г.) дала возможность идентифицировать больше событий от антинейтрино земного происхождения (геонейтрино) (всего было выделено 116 таких событий). В дальнейшем суперчистый детектор KamLAND решили использовать для поиска двойного безнейтринного β -распада, для чего в центр существующего килотонного сцинтиллятора поместили еще один небольшой нейлоновый шар, заполненный очищенным сцинтиллятором с растворенным в нем ксеноном, предварительно обогащенным по изотопу ^{136}Xe (степень обогащения $\sim 91\%$). После чего эксперимент получил название KamLAND-Zen (где Zen — аббревиатура от Zero Neutrino).

Также для поиска двойного безнейтринного β -распада предназначен эксперимент SNO+ [5–7] с особо чистым сцинтиллятором на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) [6] с введенным в него изотопом ^{130}Te . Первоначально в SNO+ намеревались вводить в сцинтиллятор ^{150}Nd , но отсутствие высокоэффективных технологий обогащения неодима по ^{150}Nd (которого в натуральной смеси изотопов всего 5.6%) вынудило выбрать другой элемент —

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

²⁾Институт элементоорганических соединений РАН им. А.Н. Несмеянова, Москва, Россия.

³⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИРЕА, Москва, Россия.

*E-mail: g-novikova@mail.ru

теллур, который содержит 34,08% нужного изотопа ^{130}Te , что позволяет использовать его без обогащения. В результате многочисленных исследований в качестве подходящего соединения для растворения в ЛАБе был выбран сложный эфир теллуровой кислоты и *n*-бутандиола [5].

В настоящее время в Китае практически готов к работе крупномасштабный эксперимент JUNO [8–11] с 20-килотонным низкофоновым сцинтиллятором, основой которого также является ЛАБ. В качестве сцинтилляционных добавок используются РРО (2,5 г/л) и 1,4-бис(2-метилстирил)бензол (bis-MSB, 30 мг/л). Главной задачей эксперимента JUNO является определение иерархии масс нейтрино, а также, поскольку он имеет большой объем и высокую радиохимическую чистоту, он может быть использован для регистрации солнечных и геонейтрино, нейтрино от сверхновых звезд и др.

В России также планируется создание большого сцинтилляционного детектора на Баксанской Нейтринной Обсерватории (БНО) [12]. Поскольку, в отличие от KamLAND и JUNO, лаборатория БНО расположена вдали от действующих ядерных реакторов, то в этом случае создаются оптимальные в фоновом отношении условия для измерения геонейтрино.

В настоящее время в БНО ведутся работы по созданию прототипа большого сцинтилляционного детектора [13, 14] и исследуются методы его очистки от U, Th и K.

2. ТРЕБОВАНИЯ К СОДЕРЖАНИЮ РАДИОАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ЖИДКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРАХ

На этапе проверки различных технологий очистки и сопоставления с результатами достигнутых фоновых измерений, вызванных распадом примесей радиоактивных элементов в сцинтилляторе, используются прототипы полномасштабных детекторов. В эксперименте Борексино таким прототипом являлся Counting Test Facility (CTF). На нем были исследованы два типа сцинтилляторов — одного на основе РС и РРО (CTF-I) [15–17] и второго на основе 1,1-фенилксиллэтана (РХЕ) и *p*-Терфенила (*p*-Тр) (CTF-II) [18]. В результате проведенных исследований был выбран сцинтиллятор с РС, одним из преимуществ которого было то, что он имел более низкую концентрацию по ^{14}C , так как сырьем являлась нефть глубокого залегания, в которой изначально было меньшее содержание радиоактивного углерода.

В табл. 1 представлены концентрации радиоактивных элементов, которые были достигнуты в Борексино и KamLAND, а также требования, выдвигаемые для эксперимента JUNO.

Из табл. 1 видно, что концентрации радиоактивных элементов столь низкие, что их трудно измерить существующими лабораторными методами, такими как ICP OES, ICP MS.

Концентрации U и Th в сцинтилляторах определяют методом задержанного совпадения, используя пару короткоживущих изотопов, входящих в их радиоактивные ряды: в случае урана это изотопы ^{214}Bi – ^{214}Po , в случае Th — ^{212}Bi – ^{212}Po .

В табл. 2 приводятся скорости распада изотопов полония, которым будут соответствовать концентрации U и Th, равные 10^{-15} г/г, при условии, что в радиоактивных рядах сохраняется вековое равновесие.

Чем больше объем исследовательского сцинтиллятора, тем больше скорость набора данных. В эксперименте JUNO в настоящее время создан самый большой прототип детектора с внутренним объемом 20 м³ (18 т сцинтиллятора). Он позволяет контролировать степень очистки сцинтиллятора непосредственно в момент его заливки в полномасштабный детектор (20 кт) и поэтому называется Online Scintillator Internal Radioactivity Investigation System (OSIRIS) [19]. В будущем его предполагается использовать для своей самостоятельной задачи (Serappis Experiment [20]).

В JUNO задействованы все методы очистки сцинтиллятора, применяемые в настоящее время: сорбционная очистка на Al_2O_3 , вакуумная дистилляция, водная экстракция и продувка сцинтиллятора сверхчистым азотом, причем два последних метода используются в особо чистой комнате, расположенной под землей.

В эксперименте Борексино все установки по очистке располагались в особо чистой комнате, расположенной под землей, для прототипа STF-I [17] не использовали хроматографический метод очистки, так как псевдокумол, имеющий достаточно низкую температуру кипения (169°C), хорошо очищается от радиоактивных и органических примесей с помощью дистилляции. (Дополнительно применяли водную экстракцию, которую при очистке сцинтиллятора онлайн чередовали с дистилляцией, а также продувку сверхчистым азотом для удаления паров воды и газообразных радиоактивных примесей.)

При выборе в качестве высококипящего растворителя РХЕ в STF-II [18] была исследована также сорбционная очистка на силикагеле. Показано, что при использовании в качестве сцинтилляционной добавки *p*-Тр такую очистку можно проводить онлайн, так как в отличие от РРО липофильный и не содержащий в своем составе атомов кислорода и азота пара-терфенил не сорбируется на силикагеле. Как нашли в эксперименте STF-II, применение силикагеля для очистки растворителя не

Таблица 1. Требования по радиочистоте для JUNO [19] в сравнении с экспериментальными значениями, достигнутыми в KamLAND [2] и Borexino [1]

Изотоп	JUNO IBD, г/г	JUNO solar, г/г	KamLAND, г/г	Borexino, г/г
^{238}U	1×10^{-15}	1×10^{-16}	$(5.0 \pm 0.2) \times 10^{-18}$	$<1 \times 10^{-18}$
^{232}Th	1×10^{-15}	1×10^{-16}	$(1.3 \pm 0.1) \times 10^{-17}$	$<1 \times 10^{-18}$
^{210}Po	—	5×10^{-24}	$\sim 2 \times 10^{-23}$	$<1 \times 10^{-25}$
^{40}K	1×10^{-16}	1×10^{-17}	$(7.3 \pm 1.2) \times 10^{-17}$	$<1 \times 10^{-19}$
^{14}C	1×10^{-17}	1×10^{-17}	$(3.98 \pm 0.94) \times 10^{-18}$	2.7×10^{-18}

только улучшает прозрачность сцинтиллятора, но и сорбционно удаляет примеси U и Th.

3. ЛАБ — КАК ОСНОВА СЦИНТИЛЛЯТОРА. ОЧИСТКА НА Al_2O_3

В настоящее время одним из самых востребованных растворителей для создания жидких органических сцинтилляторов является линейный алкилбензол. В сравнении с ранее используемыми растворителями ЛАБ имеет ряд преимуществ: высокую температуру вспышки, большую длину ослабления света, конкурентоспособный световыход (75% от РС), совместимость со многими конструкционными материалами, включая полиметилметакрилат (акрил), экологическую безопасность (биоразлагаемость 95%). ЛАБ имеет развитое многотоннажное производство во многих странах мира, поскольку широко применяется для производства жидких моющих средств. Это дает возможность каждой стране при создании сцинтилляторов использовать ЛАБ местного производства. Поэтому всегда важно предварительно исследовать его состав и свойства. Так, в эксперименте SNO+ используют ЛАБ канадского производства (Petresa, Канада), результаты исследований его состава приведены в работе [6].

Ранее мы сравнивали состав канадского ЛАБа (Petresa, Канада) с российским (ООО “Кинеф”, Кириши), используя хромато-масс-спектрометрический метод анализа; было показано, что по основным компонентам (алкилбензолам) состав их практически совпадает [21, 22].

Единственное отличие российского ЛАБа от канадского (а также, как оказалось, и от китайского, и корейского) заключается в том, что на УФ-спектре российского ЛАБа имеются три пика при 350, 368 и 389 нм. Нам удалось доказать, что эти пики принадлежат 9-метилантрацену [21, 22], и они исчезают при очистке ЛАБа на Al_2O_3 при соотношении $V_{\text{ЛАБ}} : V_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 2 : 1$ (это зависит также от происхождения используемого Al_2O_3 и его активации).

В последнее время было замечено, что в разных партиях ЛАБа концентрация 9-метилантрацена может немного различаться. На рис. 1 показаны спектры образцов ЛАБа, взятого с завода в декабре 2020 г., и ЛАБа, хранившегося в еврокубе с октября 2013 г., а также спектры ЛАБа 2013 г. после очистки на Al_2O_3 (Aluminium Oxide for Chromatography, ТУ 6-09-3916-75, Ч, ChemElements™). Все спектры регистрировались в январе 2021 г.

Из рис. 1 видно, что в образце ЛАБа, взятого с завода в конце 2020 г., пики при 350, 368 и 389 нм интенсивнее, чем у ЛАБа 2013 г. Однако поглощение света в интересующей нас области (420–440 нм) значительно меньше у ЛАБа 2020 г., чем у хранившегося с 2013 г., что можно видеть на рис. 2. Очевидно, что 9-метилантрацен не оказывает существенного влияния на поглощение света в области 420–440 нм.

Из рис. 2 видно, что поглощение света ЛАБом после очистки на Al_2O_3 (при соотношении $V_{\text{Al}_2\text{O}_3} : V_{\text{ЛАБ}} = 1 : 1$) становится почти таким же, как у ЛАБа, недавно взятого с завода. Из этого следует, что основными компонентами ЛАБа, влияющими на длину ослабления света, являются продукты окисления алкилбензолов, образующиеся при хранении ЛАБа в контакте с воздухом. Нами проводились исследования окисления ЛАБа в жестких условиях (при температуре 120°C, пропускании через него воздуха и перемешивании), и было показано, что это приводит к интенсивному накоплению продуктов окисления, как начальных — гидропероксидов, так и конечных — карбоновых кислот [22]. Поскольку ЛАБ является смесью 20 различных алкилбензолов, что затрудняет идентификацию промежуточных продуктов окисления, нами было проведено исследование окисления на модельном алкилбензоле — самом простейшем гомологе ЛАБа: изопропилбензоле. Результаты этих исследований частично изложены в работе [23], где показано, что при окислении изопропилбензола помимо гидропероксида происходит накопление таких продуктов, как ацетофенон и диме-

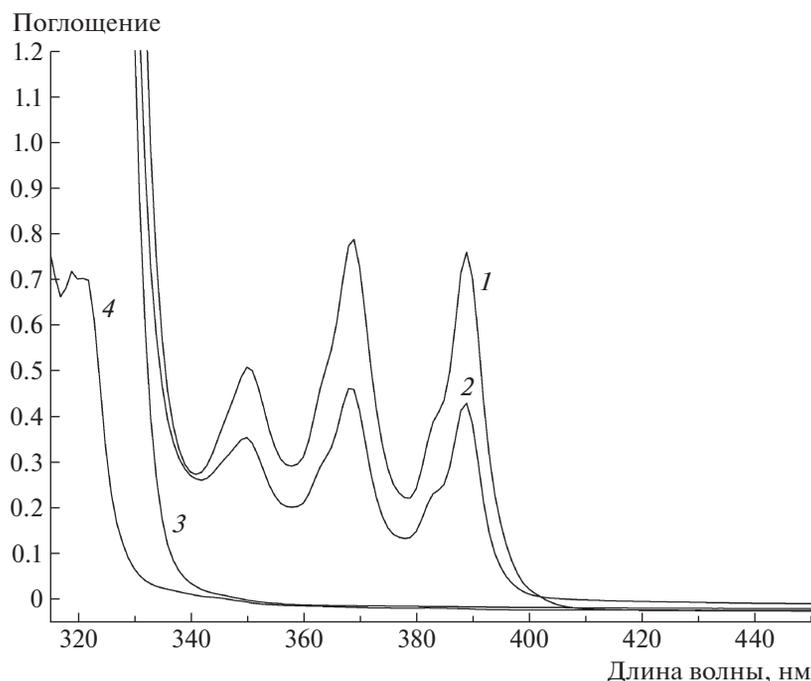


Рис. 1. UV/VIS-спектры поглощения ЛАБ в области 315–450 нм: 1 — ЛАБ, взятый с завода в декабре 2020 г., 2 — ЛАБ, хранящийся в еврокубе с 2013 г., 3 — ЛАБ (2013), очищенный на Al_2O_3 (1 часть), 4 — ЛАБ (2013), очищенный на Al_2O_3 (3 часть).

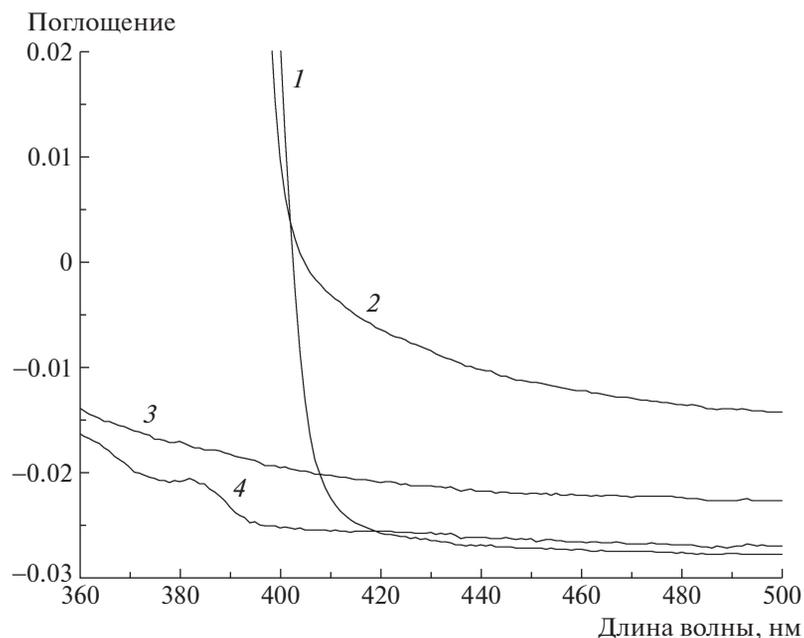


Рис. 2. UV/VIS-спектры поглощения ЛАБ в области 360–500 нм: 1 — ЛАБ, взятый с завода в декабре 2020 г., 2 — ЛАБ, хранящийся в еврокубе с 2013 г., 3 — ЛАБ (2013), очищенный на Al_2O_3 (1 часть), 4 — ЛАБ (2013), очищенный на Al_2O_3 (3 часть).

тилфенилкарбинол, причем катализатором процессов окисления может служить триметилгексаноат гадолиния, который использовался для создания Gd-содержащих сцинтилляторов в экспериментах:

RENO [24], Daya Bay [25], NEOS [26], iDREAM [27], где в качестве растворителя также применялся ЛАБ. В этих экспериментах не производилась очистка ЛАБа, так как они были предна-

Таблица 2. Основные параметры схемы совпадений от распада Bi–Po и их связь с концентрациями U/Th

Ряды	Предельная концентрация, г/г	β – α -совпадение	Активность, Бк/кг	Po, $T_{1/2}$, Мкс
^{238}U	10^{-15}	^{214}Bi – ^{214}Po	1.2×10^{-8}	164.3
^{232}Th	10^{-15}	^{212}Bi – ^{212}Po	0.4×10^{-8}	0.3

Таблица 3. Поглощение (A) и длина ослабления света (L) ЛАБа до и после перегонки

Образец	A_{\min}	A_{440}	A_{430}	A_{420}	L_{440} , м	L_{430} , м	L_{420} , м
Исходный ЛАБ	–0.0198	–0.0110	–0.0084	–0.0053	4.9	3.8	3.0
Повторение	–0.0199	–0.0113	–0.0087	–0.0059	5.1	3.9	3.1
После перегонки	–0.0209	–0.0194	–0.0181	–0.0168	29.0	15.5	10.6
Повторение	–0.0209	–0.0193	–0.0180	–0.0169	27.2	15.0	10.9

значены для исследования потоков антинейтрино от ядерных реакторов, и объемы детекторов были сравнительно небольшими. Тем не менее, анализ деградации Gd-содержащих сцинтилляторов показал, что изменение характеристик сцинтилляторов было значительно меньше, если использовалась глубокая очистка компонентов сцинтиллятора [25].

При создании сцинтилляторов большого объема, нацеленных на регистрацию редких событий, очистка всех компонентов сцинтиллятора, очевидно, имеет еще более существенное значение.

4. ПЕРЕГОНКА ЛАБа НА РОТОРНОМ ВАКУУМНОМ ИСПАРИТЕЛЕ

Дистилляция при пониженном давлении является наиболее востребованным методом очистки растворителей, с помощью которого можно удалить не только органические примеси, влияющие на длину ослабления света, но и неорганические соединения, в том числе радиоактивные элементы, такие как U, Th, ^{40}K .

В табл. 3 приводятся поглощение и длина ослабления света образцов ЛАБа до и после перегонки с использованием вакуумного роторного испарителя ($V_{\text{колбы}} = 20$ л, $T = 180^\circ\text{C}$, $P = 5$ мбар). Используемый для перегонки исходный ЛАБ (ООО “Киниф”, г. Кириши) хранился в еврокубах примерно с 2007 г.

Исследования производились на спектрофотометре Perkin Elmer Lambda 35 в кварцевых кюветах длиной 10 см, в качестве эталона использовалась пустая кювета (поскольку коэффициент преломления ЛАБа близок к коэффициенту преломления кварца, значения поглощения с ЛАБом

становятся отрицательными по отношению к значениям поглощения кюветы с воздухом). Длина ослабления света (L) рассчитана по формуле:

$$L_{420} = 10/2.3(A_{420} - A_{\min}).$$

Как видно из табл. 3, длина ослабления света после перегонки ЛАБа при 430 и 420 нм увеличивается более чем в 3.5 раза и достигает примерно тех же значений, какие были у ЛАБа, когда он был взят непосредственно с завода сразу после синтеза.

Для определения изменения содержания радиоактивных примесей в ЛАБе при перегонке на роторном вакуумном испарителе дополнительно использовали водную экстракцию, которая, как было показано ранее [28], хорошо реэкстрагирует K, U, Th. В качестве реэкстрагента использовался 0.01 М раствор диметиламинодифосфоновой кислоты (ДАМДФК), которая, как было найдено в [29], хорошо подходит для селективного удаления U и Th. Используемое соотношение фаз составляло $V_{\text{ЛАБ}} : V_{\text{вод.ф}} = 10 : 1$. Реэкстракция повторялась трижды.

Анализ проводился в водной фазе методом ICP OES на приборе OPTIMA 7000 DV. Результаты реэкстракции калия представлены в табл. 4 (результаты анализа U и Th оказались на уровне фона прибора).

Из табл. 4 видно, что концентрация калия в ЛАБе после однократной перегонки уменьшается почти в 2 раза.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ КАЛИЯ В ЛАБе ПОСЛЕ ОЧИСТКИ НА Al_2O_3

Также было исследовано изменение содержания калия в ЛАБе после пропускания его через колонку с Al_2O_3 , так как ранее в [30] было показано, что U

Таблица 4. Результаты реэкстракции калия из ЛАБа до перегонки и после перегонки; экстрагент — 0.01 М ДАМДФК в деионизированной воде

Образцы	$V_0 : V_B$	$N_{\text{экс}}$	C_K в водной фазе, мг/л	m_K в водной фазе, мкг	C_K в образце, $\times 10^{-8}$ г/г
0.01 М ДАМДФК			0.012 ± 0.001		
ЛАБ исходный, 200 мл (171 г)	10 : 1	1	0.165 ± 0.002	4.50 ± 0.03	2.63 ± 0.02
	10 : 1	2	0.061 ± 0.001		
	10 : 1	3	0.035 ± 0.001		
ЛАБ перегнаный, 200 мл (171 г)	10 : 1	1	0.079 ± 0.001	2.48 ± 0.02	1.45 ± 0.01
	10 : 1	2	0.042 ± 0.001		
	10 : 1	3	0.039 ± 0.001		

и Th хорошо сорбируются на Al_2O_3 и силикагеле (эти исследования проводились с использованием носителей и сцинтилляционного метода анализа).

Вопреки ожиданиям после пропускания ЛАБа сквозь слой Al_2O_3 оказалось, что содержание калия в ЛАБе увеличилось с 1.5×10^{-8} до 4.9×10^{-8} г/г (использовался ЛАБ, хранящийся с 2013 г., ЛАБ пропускался через колонку с Al_2O_3 при соотношении $V_{Al_2O_3} : V_{ЛАБ} = 1 : 4$).

Поэтому было исследовано содержание калия в самом Al_2O_3 , для чего навеску оксида алюминия (31.02 г) помещали в коническую колбу, приливали к ней 100 мл деионизированной воды и перемешивали магнитной мешалкой в течение 5 мин. Затем операцию повторяли 2 раза, добавляя по 200 мл деионизированной воды. Калий в водной фазе анализировали методом ИСР ОЭС. В результате получили, что концентрация калия в Al_2O_3 (для хроматографии, “ч”, ТУ 6-09-3916-75, партия 15, П-88 г) составляет $C_K = 1.6 \times 10^{-5}$ г/г.

Вероятно, во время хроматографической очистки ЛАБа на Al_2O_3 часть калия может переходить с Al_2O_3 в ЛАБ. Этим также объясняется изначально большая концентрация калия в ЛАБе, так как на одной из стадий производства ЛАБа также применяется очистка на оксиде алюминия (для снижения содержания фторидов на входе в секцию Расол предусмотрена очистка потока рецикл-парафинов с установки алкилирования при помощи активной окиси алюминия. Окись алюминия удаляет следы ионов фтора, связывая фторорганику с образованием фтористого алюминия AlF_3 [31]).

6. ОЧИСТКА РРО ОТ КАЛИЯ

Как показали предварительные эксперименты, наибольшее количество калия содержится в РРО, что, очевидно, также связано с технологией его

производства (в частности, использования щелочных растворов на одной из стадий).

В РРО, используемом в эксперименте Борексина, содержится 2 мкг/г калия [17], но не приводятся данные о происхождении РРО (в Борексина для анализа использовали нейтронно-активационный анализ [32]).

Наши исследования показали, что в разных партиях РРО содержится разное количество калия. Концентрация калия в РРО (РЕАХИМ, 2,5-дифенилоксазол сцинтилляционный, х.ч. ТУ 6-093952-79) в разных партиях варьирует от 0.8 до 7.4 мкг/г, в РРО (Aldrich, D210404, Lot#МКВС5146V) составляет 1.2 мкг/г.

Для анализа калия в РРО мы использовали экстракцию деионизированной водой (18 МОм) при отношении фаз $V_{Al_2O_3} : V_{ЛАБ} = 1 : 1$, а priori считая, что за две экстракции калий из концентрированных растворов РРО в ЛАБе (50 г/л) практически полностью переходит в водную фазу, после чего определяли концентрацию калия в водной фазе методом ИСР ОЭС. Экстракцию калия проводили в одноразовой таре из ПЭТ (полиэтилентерефталат). (Как оказалось, ПЭТ очень хорошо подходит для хранения как ЛАБа, так и деионизированной воды.) Фазы перемешивались встряхиванием, время разделения фаз после каждой экстракции составляло не менее суток, пробы водной фазы отбирались со дна тары.

Поскольку содержание калия в РРО оказалось высоким, концентрированные растворы РРО в ЛАБе были использованы как модельные для изучения условий экстракции калия из органических растворов: зависимости экстракции от времени контакта фаз, эффективности экстракции калия при использовании разных экстрагентов.

В табл. 5 представлены результаты реэкстракции калия в зависимости от времени контакта фаз.

Таблица 5. Результаты реэкстракции калия из раствора РРО* ($C = 50$ г/л) в зависимости от времени контакта фаз ($V_o = V_b = 100$ мл)

t , мин	Первая экстр. C_K , мг/л	Вторая экстр. C_K , мг/л	m_K в водной фазе, мкг	C_K в РРО, мкг/г
1	0.253 ± 0.002	0.054 ± 0.001	30.7 ± 0.2	6.14 ± 0.04
2	0.324 ± 0.003	0.023 ± 0.001	34.7 ± 0.3	6.94 ± 0.06
3	0.330 ± 0.001	0.017 ± 0.001	34.7 ± 0.1	6.94 ± 0.02
4	0.342 ± 0.006	0.017 ± 0.001	35.9 ± 0.6	7.18 ± 0.12
5	0.364 ± 0.001	0.008 ± 0.001	37.2 ± 0.1	7.44 ± 0.02

* РРО — РЕАХИМ, 2,5-дифениллоксазол сцинтилляционный, х.ч. ТУ 6-093952-79, 06.88, партия 16.

Таблица 6. Результаты реэкстракции калия из растворов РРО (50 г/л) разными экстрагентами ($V_o = V_b = 50$ мл)

Экстрагент	Первая экстр. C_K , мг/л	Вторая экстр. C_K , мг/л	Масса К в водной фазе, мкг	C_K в РРО, мкг/г
0.001 М	0.332 ± 0.001	0.004 ± 0.001	16.8 ± 0.1	6.7 ± 0.1
0.01 М	0.307 ± 0.001	0.005 ± 0.001	15.6 ± 0.1	6.2 ± 0.1
H ₂ O	0.305 ± 0.003	0.011 ± 0.001	15.3 ± 0.2	6.3 ± 0.1
H ₂ SO ₄	0.347 ± 0.002	0.007 ± 0.001	17.4 ± 0.1	7.1 ± 0.1

Из табл. 5 видно, что для эффективной реэкстракции калия из раствора РРО в ЛАБе достаточно всего 5 мин.

Также была исследована эффективность реэкстракции калия в зависимости от использования разных экстрагентов: деионизированной воды (18 МОм), 0.01 М раствора H₂SO₄, 0.001 М и 0.01 М раствора ДАМДФК. Результаты этих исследований представлены в табл. 6.

Из результатов табл. 6 видно, что экстракция калия практически не зависит от того, используется ли для нее чистая деионизированная вода или растворы ДАМДФК и H₂SO₄ в ней. Хотя следует помнить, что для реэкстракции U и Th растворы ДАМДФК, как было показано ранее [29], являются более эффективными.

7. ФИЛЬТРАЦИЯ НА МИКРОПОРИСТОМ ФИЛЬТРЕ 0.1 МКМ

Очевидно, что большое содержание калия в ЛАБе (порядка 10^{-8} г/г) и РРО (порядка 10^{-6} г/г) можно объяснить накоплением калия в них на определенных стадиях их производства.

Присутствующие в компонентах сцинтиллятора примеси U и Th на уровне 10^{-12} – 10^{-10} г/г с большой вероятностью могут попадать в растворитель вместе с пылью. Поэтому важно использование микропористых фильтров для очистки растворителей от пыли. Мы проверили очистку ЛАБа на

микропористом фильтре фирмы PALL с диаметром пор 0.1 мкм и нашли, что после пропускания через такой фильтр длина ослабления света в ЛАБе при 430, 420 нм увеличивается примерно на 1 м, при этом содержание калия не изменяется.

Также очень важно применение микропористых фильтров для очистки от пыли сверхчистого азота, который используется для продувки сцинтиллятора на последней стадии очистки для удаления следов воды, кислорода и радиоактивных газообразных примесей (Rn, ³⁹Ar, ⁸⁵Kr).

Для точного определения U, Th все процедуры очистки и анализа, очевидно, надо проводить в особо чистых комнатах.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основными примесями в ЛАБе, влияющими на его прозрачность, являются продукты окисления, которые эффективно удаляются с помощью хроматографической очистки на Al₂O₃ или вакуумной дистилляции. Вакуумная дистилляция позволяет удалять также и радиоактивные примеси, в частности, калий. При очистке ЛАБа на Al₂O₃ может происходить загрязнение ЛАБа калием, содержание которого в Al₂O₃ составляет 1.6×10^{-5} г/г.

Примесь калия (⁴⁰K) является одним из важных источников радиоактивного фона в экспериментах по регистрации редких событий в области низких

энергий с помощью жидких органических сцинтилляционных детекторов. Было показано, что в компонентах сцинтиллятора содержание калия может варьировать в пределах: РРО от 0.8×10^{-6} до 7.1×10^{-6} г/г, ЛАБ от 1.5×10^{-8} до 2.8×10^{-8} г/г. Было экспериментально продемонстрировано, что водная экстракция позволяет с высокой эффективностью удалять калий как из ЛАБа, так и из РРО.

Поддержано Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта “Наука”, грант № 075-15-2020-778.

Работа выполнена также при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ с использованием научного оборудования Центра исследования строения молекул ФГБУН “Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН” (ИНЭОС РАН).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Borexino Collab. (M. Agostini *et al.*), *Nature* **562**, 505 (2018); <https://doi.org/10.1038/s41586-018-0624-y>
2. A. Gando *et al.* (KamLAND Collab.), *Phys. Rev. C* **92**, 055808 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.055808>
3. Y. Gando and on behalf of the KamLAND-Zen Collab., *J. Phys.: Conf. Ser.* **1468**, 012142; <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012142>
4. I. Shimizu, *Ann. Geophys.* **60**, S0113 (2020); <https://doi.org/10.4401/ag-7388>
5. I. Shimizu and M. Chen, <https://doi.org/10.3389/iphy.2019.00033>
6. SNO+ Collab. (M. R. Anderson *et al.*), arXiv: 2011.12924v2 [physics.ins-det].
7. R. Ford, M. Chen, O. Chkvorets, D. Hallman, and E. Vázquez-Jáuregui, *AIP Conf. Proc.* **1338**, 183 (2011); <https://doi.org/10.1063/1.3579580>
8. H. Th. J. Steiger, <https://arxiv.org/abs/2203.14087v2>
9. Cong Guo, on behalf of JUNO Collab; arXiv: 1910.10343v1 [physics.ins-det].
10. J. Ye, J. Fang, L. Zhou, W. Hu, W. Liu, Y. Ding, M. Liu, B. Yu, X. Sun, L. Sun, Y. Xie, X. Cai, Z. Zhu, and T. Hu, arXiv: 2109.07317v1 [physics.ins-det].
11. P. Lombardi, M. Montuschi, A. Formozov, A. Brigatti, S. Parmeggiano, R. Pompilio, W. Depnering, S. Franke, R. Gaigher, J. Joutsenvaara, A. Mengucci, E. Meroni, H. Steiger, F. Mantovani, G. Ranucci, G. Andronico, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **925**, 6 (2019).
12. И. Р. Барбанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, А. М. Гангапшев, В. Ю. Гришина, В. И. Гуренцов, В. П. Заварзина, В. В. Казалов, С. Д. Крохалева, В. В. Кузьминов, А. С. Курлович, Б. К. Лубсандоржиев, С. Б. Лубсандоржиев, А. К. Межох, В. П. Моргалюк и др., *ЯФ* **80**, 230 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 446 (2017)].
13. Yu. M. Malyshkin, A. N. Fazliakhmetov, A. M. Gangapshev, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, M. M. Kochkarov, V. V. Kazalov, D. Yu. Kudrin, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhev, G. Ya. Novikova, V. B. Petkov, A. A. Shikhin, A. Yu. Sidorenkov, N. A. Ushakov, E. P. Veretenkin, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **951**, 162920 (2020).
14. V. B. Petkov, A. N. Fazliakhmetov, A. M. Gangapshev, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, M. M. Kochkarov, V. V. Kazalov, D. Yu. Kudrin, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhev, Yu. M. Malyshkin, G. Ya. Novikova, A. A. Shikhin, A. Yu. Sidorenkov, N. A. Ushakov, E. P. Veretenkin, D. M. Voronin, and E. A. Yanovich, in *Proceedings of the 16th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, 9–13 Sept. 2019, Toyama, Japan*, *J. Phys.: Conf. Ser.* **1468**, 012244 (2020).
15. J. Benziger, L. Cadonati, F. Calaprice, M. Chen, A. Corsi, F. Dalnoki-Veress, R. Fernholz, R. Ford, C. Galbiati, A. Goretti, E. Harding, Aldo Ianni, Andrea Ianni, S. Kidner, M. Leung, F. Loeser, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **587**, 277 (2008).
16. J. Bensinger, *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1442002 (2014).
17. J. B. Benziger, M. Johnson, F. P. Calaprice, M. Chen, N. Darnton, R. Loeser, and R. B. Vogelaar, *Nucl. Instrum. Methods A* **417**, 278 (1998).
18. H. O. Back, M. Balata, A. de Bari, T. Beau, A. de Bellefon, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, A. Brigatti, C. Buck, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, G. Cecchet, M. Chen, A. Di Credico, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **585**, 48 (2008).
19. The JUNO Collab., arXiv: 2103.16900v1 [physics.ins-det].
20. L. Bieger, T. Birkenfeld, D. Blum, W. Depnering, T. Enqvist, H. Enzmann, F. Gao, C. Genster, A. Gottel, C. Grewing, M. Gromov, P. Hackspacher, C. Hagner, T. Heinz, P. Kampmann, M. Karagounis, *et al.*, arXiv: 2109.10782v2 [physics.ins-det].
21. Л. Б. Безруков, Н. И. Бакулина, Н. С. Иконников, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, А. С. Чепурнов, Препринт № 1382, ИЯИ (Москва, 2014).
22. Н. И. Бакулина, Г. Я. Новикова, А. С. Редчин, Т. В. Бухаркина, С. В. Вержичинская, М. Г. Макаров, В. В. Зинченко, И. Ю. Кузнецов, *Хим. пром. сегодня*, № 3, 38 (2018).
23. Г. Я. Новикова, М. В. Соловьева, Е. А. Янович, *ЯФ* **83**, 76 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 75 (2020)].
24. RENO Collab. (H. S. Kim, S. Y. Kim, J. H. Choi, W. Q. Choi, Y. Choi, H. I. Jang, J. S. Jang, K. K. Joo, B. R. Kim, J. Y. Kim, S. B. Kim, W. Kim, E. Kwon, D. H. Lee, I. T. Lim, M. Y. Pac, *et al.*), arXiv: 1609.09483v1 [physics.ins-det].
25. Y. Ding, Z. Zhang, J. Liu, Z. Wang, P. Zhou, and Y. Zhao, *Nucl. Instrum. Methods A* **584**, 238 (2008).
26. NEOS Collab. (Y. J. Ko, B. R. Kim, J. Y. Kim, B. Y. Han, C. H. Jang, E. J. Jeon, K. K. Joo, H. J. Kim, H. S. Kim, Y. D. Kim, J. Lee, J. Y. Lee, M. H. Lee,

- Y. M. Oh, H. K. Park, H. S. Park, *et al.*), Phys. Rev. Lett. **118**, 121802 (2017).
27. A. Abramov, A. Chepurinov, A. Etenko, M. Gromov, A. Konstantinov, D. Kuznetsov, E. Litvinovich, G. Lukanichenko, I. Machulin, A. Murchenko, A. Nemeryuk, R. Nugmanov, B. Obinyakov, A. Oralbaev, A. Rastimeshin, M. Skorokhvatov, *et al.*, arXiv: 2112.09372 [physics.ins-det]; <https://doi.org/10.48550/arXiv.2112.09372>
28. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова, В. И. Гуренцов, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, Радиохимия **58**, 49 (2016) [Radiochemistry **58**, 52 (2016)].
29. Г. Я. Новикова, ЭЧАЯ **49**, 1360 (2018) [Phys. Part. Nucl. **49**, 774 (2018)].
30. И. Р. Барабанов, В. П. Моргалюк, Е. А. Янович, Г. Я. Новикова, Радиохимия **58**, 535 (2016) [Radiochemistry **58**, 625 (2016)].
31. А. Э. Федоров, Е. И. Черкасова, Вестн. технол. ун-та **19**, 60 (2016).
32. T. Goldbruner, F. V. Feilitzsch, R. V. Hentig, and J. Jochum, J. Radioanal. Nucl. Chem. **216**, 293 (1997).

LIQUID ORGANIC SCINTILLATORS FOR REGISTRATION OF RARE EVENTS, METHODS OF PURIFICATION FROM U, Th AND K

E. P. Veretenkin¹⁾, V. N. Gavrin¹⁾, B. A. Komarov¹⁾, Yu. P. Kozlova¹⁾, A. D. Lukanov¹⁾,
V. P. Morgalyuk²⁾, A. M. Nemeryuk³⁾, G. Ya. Novikova¹⁾

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

²⁾ A.N. Nesmeyanov Institute of Organoelement Compounds of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³⁾ NRC "Kurchatov Institute" — IREA, Moscow, Russia

We discuss the developments of liquid organic scintillators from the point of view of the level of radioactive impurities in detectors for registering rare events. The results of studies of various methods of purification of individual components of the scintillator from U, Th, and K are presented. It is shown that the main source of potassium contamination (⁴⁰K) is the scintillation additive PPO (2,5-diphenyloxazole), the concentration of K in which can vary in the range from 0.8 to 7.1 μg/g. In linear alkylbenzene (LAB, Russia), which is considered as a promising solvent for creating a large-scale neutrino detector, the measured potassium concentration was ~10⁻⁸ g/g.

МУЛЬТИКАТОДНЫЙ СЧЕТЧИК КАК ДЕТЕКТОР СКРЫТЫХ ФОТОНОВ

© 2022 г. А. В. Копылов^{1)*}, И. В. Орехов¹⁾, В. В. Петухов¹⁾

Поступила в редакцию 22.04.2022 г.; после доработки 09.06.2022 г.; принята к публикации 11.06.2022 г.

Описана методика поиска скрытых фотонов в качестве темной материи с помощью мультикатодного счетчика. Приведены первые результаты, полученные с помощью этой методики, а также обсуждаются ее возможности для получения доказательной базы на основе поиска симметрии суточных вариаций в результате вращения Земли в звездной системе координат для скорости счета одиночных электронов, эмитируемых с поверхности металлического катода счетчика при конверсии темных фотонов.

DOI: 10.31857/S0044002722060083

1. ВВЕДЕНИЕ

Раскрытие природы темной материи является в настоящее время одной из самых приоритетных задач современной физики. Пока единственное эмпирическое свидетельство в пользу существования темной материи мы получаем из астрономических наблюдений. В лабораторных экспериментах, несмотря на многочисленные попытки, мы пока этому подтверждения не получили. Отсутствие положительного результата в поиске новой частицы, которая явилась бы ключом к этой загадке, приводит к попыткам расширить географию поиска. Предлагаются новые частицы в качестве кандидатов на темную материю. Среди них — скрытый фотон, т.е. новый Спин-1 Бозон, обладающий массой, своего рода двойник обычного фотона, который был предложен еще в 1980-х гг. [1–3] как расширение электродинамики. Привлекательность этой идеи заключается в том, что в силу предполагаемого кинетического смешивания скрытый фотон может превращаться в обычный фотон с энергией, равной массе скрытого фотона. Константа χ кинетического смешивания, определяющая вероятность этого процесса, наряду с новым постулируемым полем A' и массой скрытого фотона $m_{\gamma'}$ входит в соответствующий лагранжиан:

$$L = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} - \chi F_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2}A'_\mu A'^\mu. \quad (1)$$

Здесь A_μ и A'_μ — поля фотона и скрытого фотона, $F_{\mu\nu}$ и $F'_{\mu\nu}$ — соответствующие тензоры напряжен-

ности поля. Возможной природе скрытого фотона посвящено много теоретических изысканий. В работе [4] получены решения для скрытых фотонов в виде трубок с электрическим и/или магнитным полем, удовлетворяющим уравнению Прока. Таким образом, современная теория предлагает нам несколько модификаций скрытых фотонов с различными конфигурациями полей. Чрезвычайно важно получить в эксперименте данные, которые позволили бы прояснить этот вопрос. В настоящее время в ряде экспериментов, где мишенью являются валентные электроны атомов, получены верхние пределы на константу кинетического смешивания [5–7]. Мы разработали детектор, где мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла. Ввиду того, что мы пока не имеем надежной теории скрытого фотона, физика процессов с участием скрытых фотонов на этих мишенях может существенно отличаться. Поэтому эти эксперименты в настоящее время являются взаимно дополняющими.

2. ТЕМНЫЕ ФОТОНЫ: ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ РЕГИСТРАЦИИ СКРЫТЫХ ФОТОНОВ В КАЧЕСТВЕ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Подробное описание методики было приведено нами в [8], здесь мы остановимся на основных моментах. В качестве детектора темных фотонов мы предлагаем использовать пропорциональный счетчик с достаточно большой поверхностью катода с высоким коэффициентом газового усиления. С помощью такого счетчика мы можем измерять скорость счета одиночных электронов при конверсии темных фотонов на поверхности катода, сопровождающейся эмиссией электрона. Мощность, поглощаемая катодом счетчика, в этом случае может

¹⁾Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

*E-mail: kopylov@inr.ru

быть описана выражением:

$$P = 2\alpha^2 \chi^2 \rho_{\text{CDM}} A_{\text{cath}}. \quad (2)$$

Здесь было принято: $c = 1$, $\alpha^2 = \langle \cos^2 \theta \rangle$ — среднее по всей поверхности катода значение $\cos^2 \theta$, θ — угол между вектором электрического поля темных фотонов и нормалью к поверхности катода, ρ_{CDM} — плотность энергии темной материи, которая здесь была принята равной $(0.55 \pm \pm 0.12)$ ГэВ/см³ [9], A_{cath} — площадь поверхности катода. Как видно из этого выражения, мощность максимальна, когда вектор электрического поля скрытого фотона перпендикулярен поверхности катода, и равна нулю, когда вектор лежит в плоскости катода. Часть этой мощности выделяется в виде одиночных электронов, эмитируемых с поверхности катода, при этом скорость эмиссии одиночных электронов находится из выражения

$$P = \frac{m_{\gamma'} R_{\text{MCC}}}{\eta}. \quad (3)$$

Здесь R_{MCC} — скорость эмиссии одиночных электронов, η — выход одиночных электронов на один фотон, который здесь принят равным выходу для реального фотона с энергией, равной массе скрытого фотона. Объединяя (2) и (3), получим выражение для чувствительности этого метода:

$$\chi = 2.1 \times 10^{-12} \left(\frac{R_{\text{MCC}}}{\eta \cdot 1 \text{ Гц}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{m_{\gamma'}}{1 \text{ эВ}} \right)^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{0.55 \text{ ГэВ/см}^3}{\rho_{\text{CDM}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\text{лм}^2}{A_{\text{cath}}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\sqrt{2/3}}{\alpha} \right). \quad (4)$$

Здесь предполагается, что вся плотность энергии темной материи обязана темным фотонам, а величина в числителе в последних скобках соответствует изотропному случаю для вектора электрического поля темных фотонов. На рис. 1 представлены кривые выхода фотоэлектронов на один фотон по результатам работы [10], откуда видно, что этот метод обладает наивысшей чувствительностью в области примерно от 10 до 50 эВ. На рисунке также видно, что наиболее перспективным материалом для катода счетчика является алюминий, поскольку для него наблюдается высокий выход фотоэлектронов.

На рис. 2 приведена упрощенная схема детектора, который для защиты от окружающего гамма-излучения помещен в стальной бокс с толщиной стенки 300 мм. Для защиты от тепловых нейтронов внутри стальной защиты поместили слой борированного полиэтилена. При такой защите основным каналом фона детектора являются треки ионизирующих частиц на краях счетчика, которые имитируют одиночные электроны. Для вычитания этого фона нами была разработана специальная

конструкция счетчика с тремя катодами — мультикатодный счетчик. Первый, наружный, катод из металла является мишенью для темных фотонов. Одиночные электроны эмитируются с внутренней поверхности этого катода в результате конверсии темных фотонов. На расстоянии 8 мм от первого катода оборудован второй катод из нихромовых нитей толщиной 50 мкм с расстоянием между нитями 5 мм. На этот катод подается поочередно потенциал выше (конфигурация 1) или ниже (конфигурация 2) потенциала на первом катоде. В первом случае электроны, эмитируемые с поверхности первого катода, свободно дрейфуют в направлении анода в центре счетчика, изготовленного из позолоченной нити из сплава вольфрам—рений толщиной 25 мкм. Во втором случае запирающий потенциал на втором катоде не позволяет электронам дрейфовать в направлении анода, отталкивая их к первому катоду. Для обеспечения высокого ($>10^5$) коэффициента газового усиления вблизи анода на расстоянии 20 мм размещен третий катод также из нихромовых нитей толщиной 50 мкм. В первом случае (конфигурация 1) счетчик регистрирует суммарный эффект от одиночных электронов, эмитируемых с поверхности первого катода, и фон, обусловленный треками ионизирующих частиц на торцах счетчика. Во втором случае счетчик регистрирует только фон. Для измерения скорости счета одиночных электронов нужно из первой скорости счета вычесть вторую скорость счета. В эксперименте последовательно раз за разом проводятся измерения в первой и во второй конфигурациях, а затем находится разность скоростей счета по совокупности всех проведенных измерений. Обработка данных проводится в режиме офлайн, за сутки собирается более 1 ТБ информации. Записываются в память не только амплитуда импульса в каждый данный момент времени, но и сами времена, что, группируя данные по соответствующим интервалам времени, позволяет получать кривые суточных вариаций скоростей счета.

Для измерения эффективности счета одиночных электронов счетчик калибровался источником ультрафиолетового излучения — лампой с парами ртути. Схема облучения катода счетчика УФ-фотонами изображена на рис. 3. Как видно из рисунка, катод облучался через окно в торце счетчика. Такая геометрия была выбрана, чтобы не делать отверстия в самом катоде и тем самым не привносить неоднородность в поверхность катода. Внутренняя поверхность катода была отполирована, чтобы обеспечить зеркальность.

На рис. 4 показаны два импульса: один — от мюона, пролетевшего через счетчик, и второй — от одиночного электрона. Из рисунка видно, что для надежного выделения полезных импульсов от

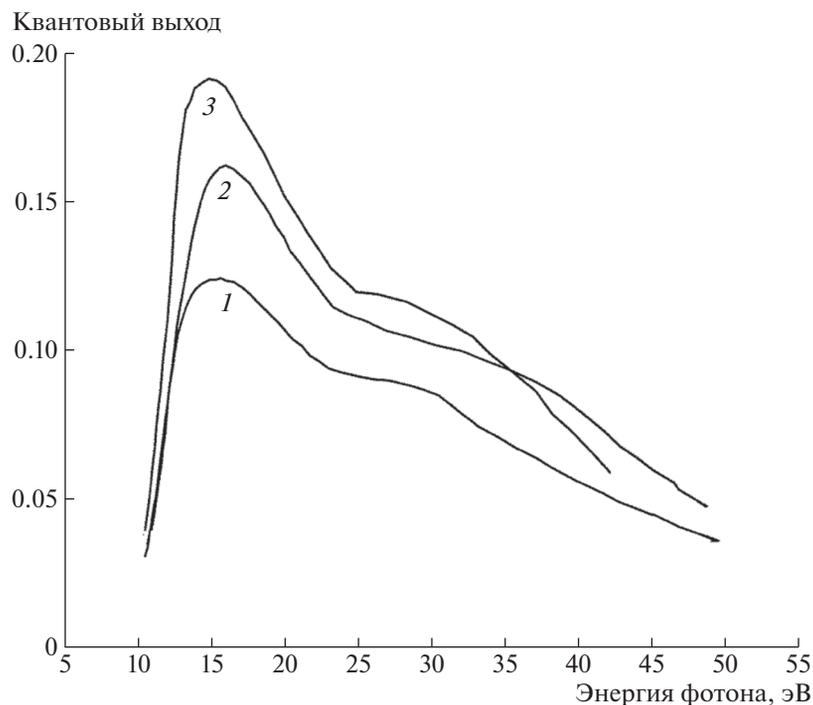


Рис. 1. Выход фотоэлектронов в зависимости от энергии фотона для разных металлов: Cu (1), Zn (2) и сплав Al + 4%Mg (3).

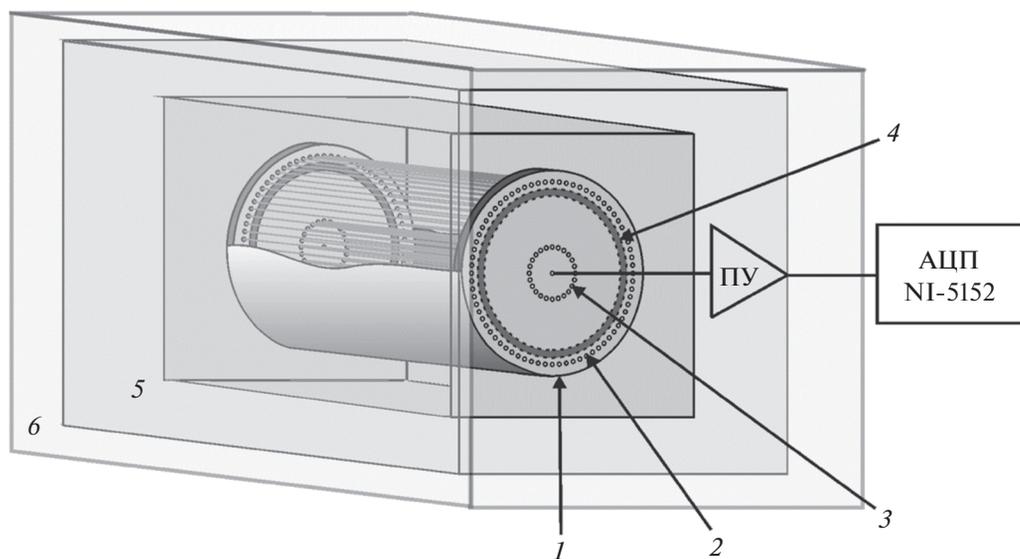


Рис. 2. Упрощенная схема мультикатодного счетчика: 1 — первый катод, 2 — второй катод, 3 — катод центрального счетчика, 4 — охранной электрод, 5 — защита из борированного полиэтилена, 6 — стальная защита. Рисунок заимствован из [15].

одиночных электронов на фоне импульсов от мюонов амплитуда находится путем аппроксимации по форме импульса на восстановленной нулевой линии от импульсов большой амплитуды. Измерения проводились на первом этаже здания Института ядерных исследований РАН в г. Троицк (Москва). Средний темп счета мюонов составил примерно

15 импульсов в секунду. После фронта каждого такого импульса устанавливалась мертвая зона протяженностью 10 мс. Таким образом, среднее мертвое время счета составляло величину 15%, не критичную для данных измерений.

На рис. 5 приведен амплитудный спектр импульсов от одиночных электронов. Этот спектр

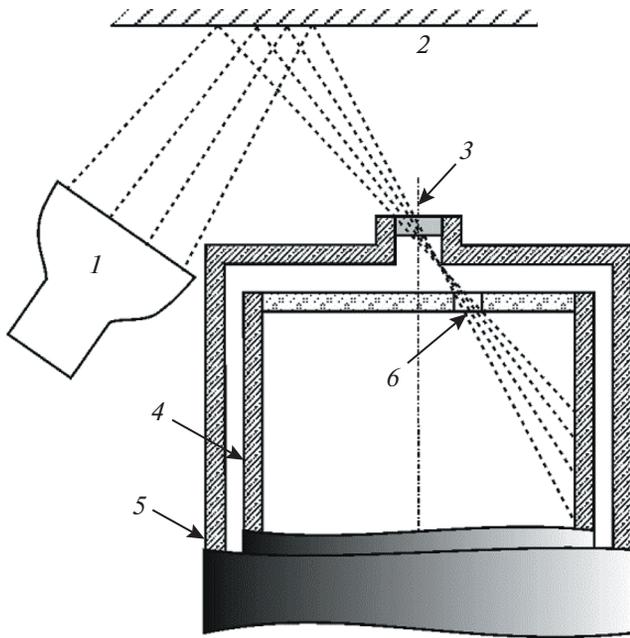


Рис. 3. Схема облучения катода счетчика ультрафиолетовым излучением при калибровке: 1 — источник УФ-излучения, 2 — алюминиевая фольга, 3 — кварцевое окно, 4 — катод, 5 — корпус детектора, 6 — калибровочное отверстие.

хорошо аппроксимируется распределением Полюа, которое описывается выражением

$$P(A) = C \left(\frac{A}{\bar{A}} \right)^\theta \exp \left(-\frac{A(1+\theta)}{\bar{A}} \right). \quad (5)$$

Здесь A — амплитуда импульса, \bar{A} — средняя амплитуда импульса, θ — параметр Полюа, C — нормировочная константа. При пороге 3 мВ для амплитуд импульсов менее 50 мВ эффективность счета одиночных электронов составляет примерно 60%.

На рис. 6 показано, как изменение потенциала на втором катоде влияет на скорость счета одиночных электронов при калибровке счетчика. Из рисунка видно, что запирающий потенциал 30 В относительно потенциала на первом катоде надежно блокирует счет одиночных электронов в конфигурации 2.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 7 приведены экспериментальные данные, полученные после обработки в офлайн результатов измерений, за период более 100 сут. Измерения проводились на счетчике с алюминиевым катодом со смесью Ne + CH₄ (10%) при давлении 0.1 МПа. Всего было проведено 200 измерений, каждое в интервале 12 ч. Величина $r_{\text{МСС}}$, которую можно отнести к эффекту от скрытых фотонов,

здесь находилась путем усреднения по всем точкам разности скоростей счета в конфигурации 1 и конфигурации 2. Величина $R_{\text{МСС}}$ для подстановки в выражение (4) находилась как $R_{\text{МСС}} = r_{\text{МСС}}/\varepsilon$, где $\varepsilon = 0.6$ — эффективность счета одиночных электронов при пороге регистрации 3 мВ с амплитудой импульса менее 50 мВ. Подставляя эту величину в выражение (4), мы получили верхний предел для константы кинетического смешивания $<10^{-11}$ для массы темных фотонов в интервале от 9 до 40 эВ. Этот результат был опубликован в [11] и включен в компиляцию данных по свойствам элементарных частиц (PDG) в [12].

На рис. 8 приведены результаты, полученные в последующих измерениях с большей статистикой: по 871 точке каждое в интервале 12 ч ночь и день. Верхний предел на константу кинетического смешивания удалось существенно улучшить по результатам этих измерений: $<6 \times 10^{-12}$ для массы скрытых фотонов от 9 до 40 эВ, как это представлено на рис. 9. Этот результат опубликован нами в [14].

На рис. 10 приведены верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в разных экспериментах. Видно, что нами достигнут существенный прогресс при переходе от смеси Ag + CH₄ (10%) к смеси Ne + CH₄ (10%). Считаю важным подчеркнуть еще раз, что в нашем эксперименте мишенью являются свободные электроны вырожденного электронного газа металла, в то время как в других экспериментах мишенью являются валентные электроны. Поскольку сегодня мы не располагаем надежной теорией скрытых фотонов, результаты измерений могут существенно зависеть от деталей, связанных с типом мишени. Поэтому в настоящее время эти эксперименты дополняют друг друга.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты измерений, выполненные по настоящее время, показывают, что предлагаемый нами метод работает и вполне может быть использован для поиска темных фотонов. Замечательной особенностью мультикатодного счетчика является его способность выделять направление поляризации скрытых фотонов. Как видно из выражения (2), если вектор электрического поля направлен вдоль оси счетчика, ожидаемый эффект равен нулю. Если вектор направлен перпендикулярно оси счетчика, ожидаемый эффект максимален. Таким образом, если вектор электрического поля темных фотонов имеет выделенное направление в звездной системе координат, то при вращении Земли мы должны наблюдать вариации с периодом одни сутки. Для звездных суток этот период составляет

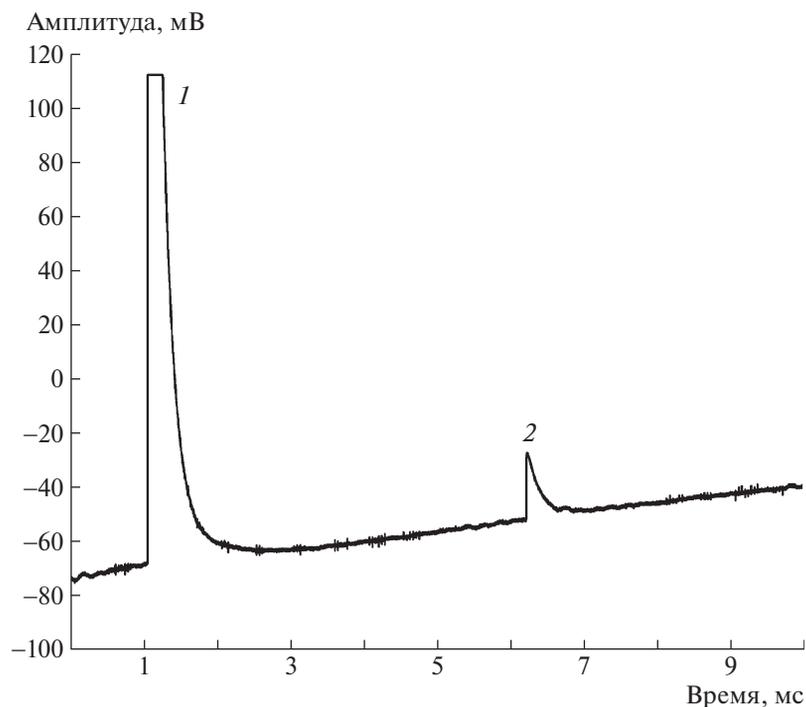


Рис. 4. Импульсы от мюона (1) и одиночного электрона (2).

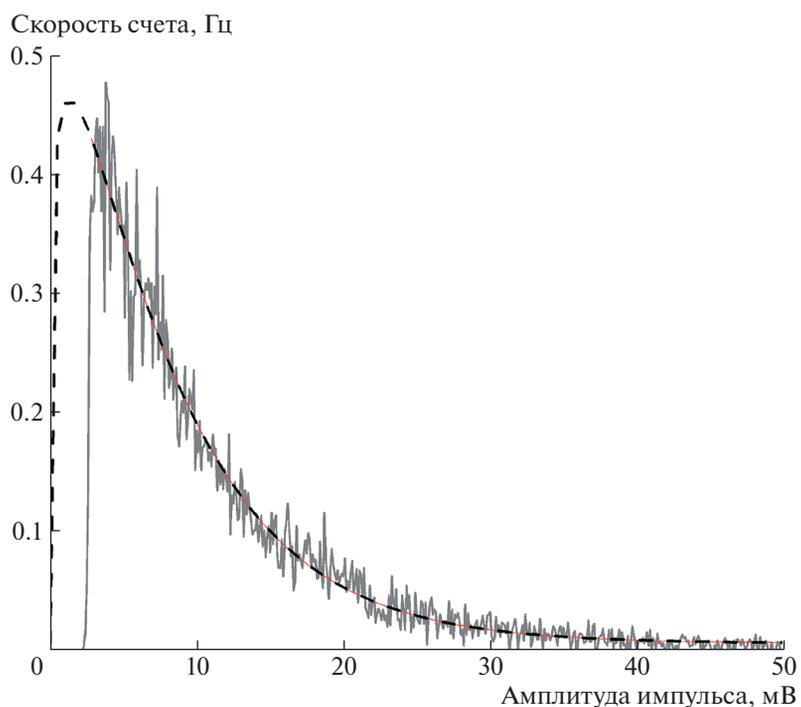


Рис. 5. Амплитудный спектр одиночных электронов и его аппроксимация по распределению Полюа.

23 ч 56 мин 4 с, для солнечных — 24 ч. Кривая вариаций зависит от географической широты, где расположен детектор, и от его ориентации: вертикальный, горизонтальный Восток–Запад, Север–Юг, как это показано путем расчетов в [14, 15].

Здесь важным моментом является то, что кривая суточных вариаций должна обладать симметрией относительно момента времени 12 : 00 звездных суток, если за 00 : 00 принимаем момент, когда вектор электрического поля лежит в плоскости

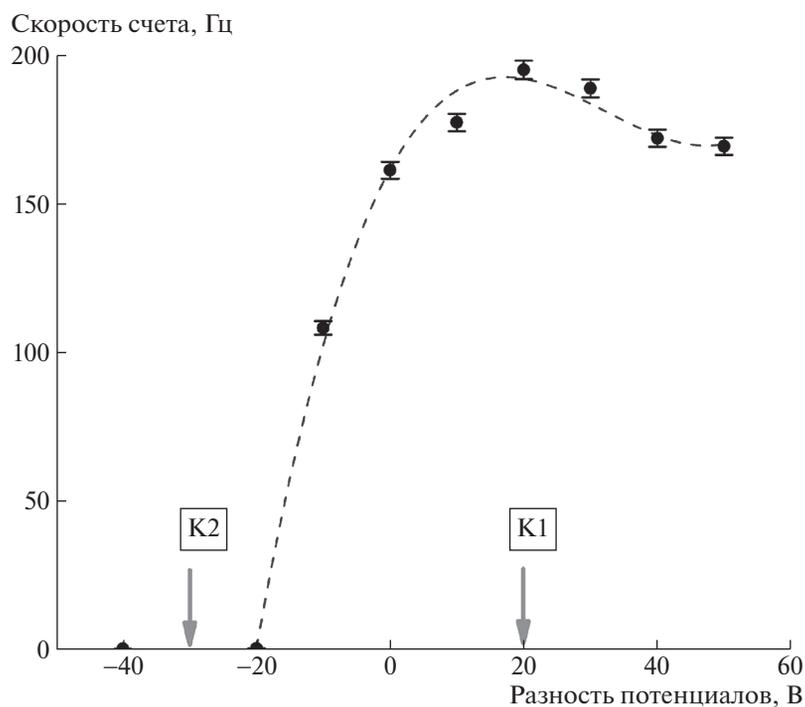


Рис. 6. Зависимость скорости счета одиночных электронов при калибровке от разности потенциалов между первым и вторым катодами. К1 и К2 — разности потенциалов для конфигураций 1 и 2.

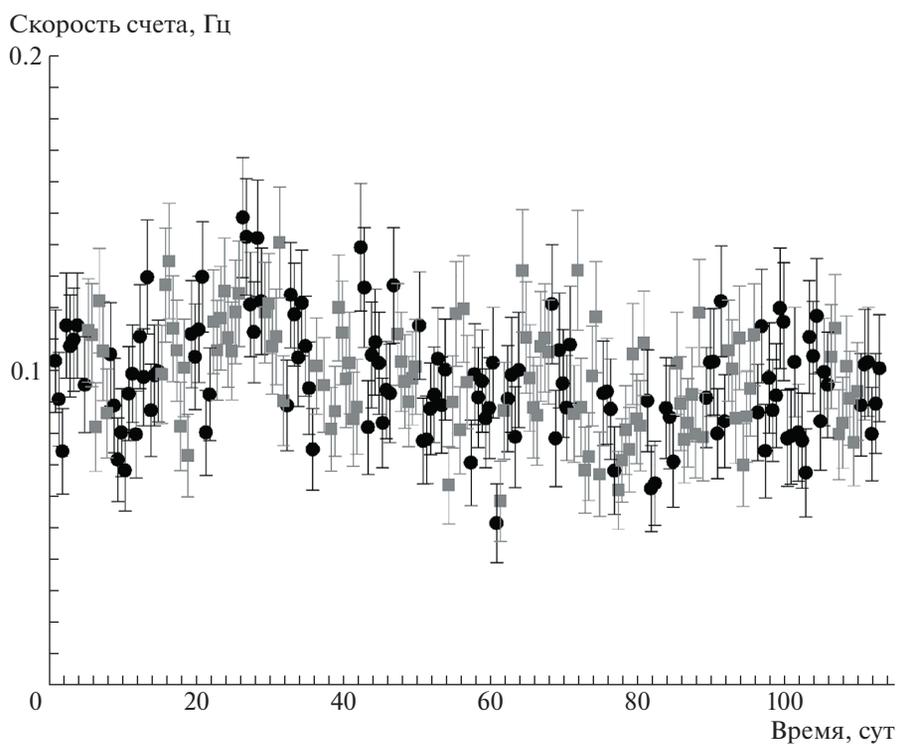


Рис. 7. Скорости счета, полученные по результатам измерений серии с 200 точками, каждая в интервале 12 ч, темные кружки — конфигурация 1, светлые квадратики — конфигурация 2. Рисунок заимствован из [15].

меридиана, на котором расположен детектор. Это позволяет отбрасывать как ложные любые ва-

риации, не удовлетворяющие этому требованию. Если симметрия наблюдается только в солнечной

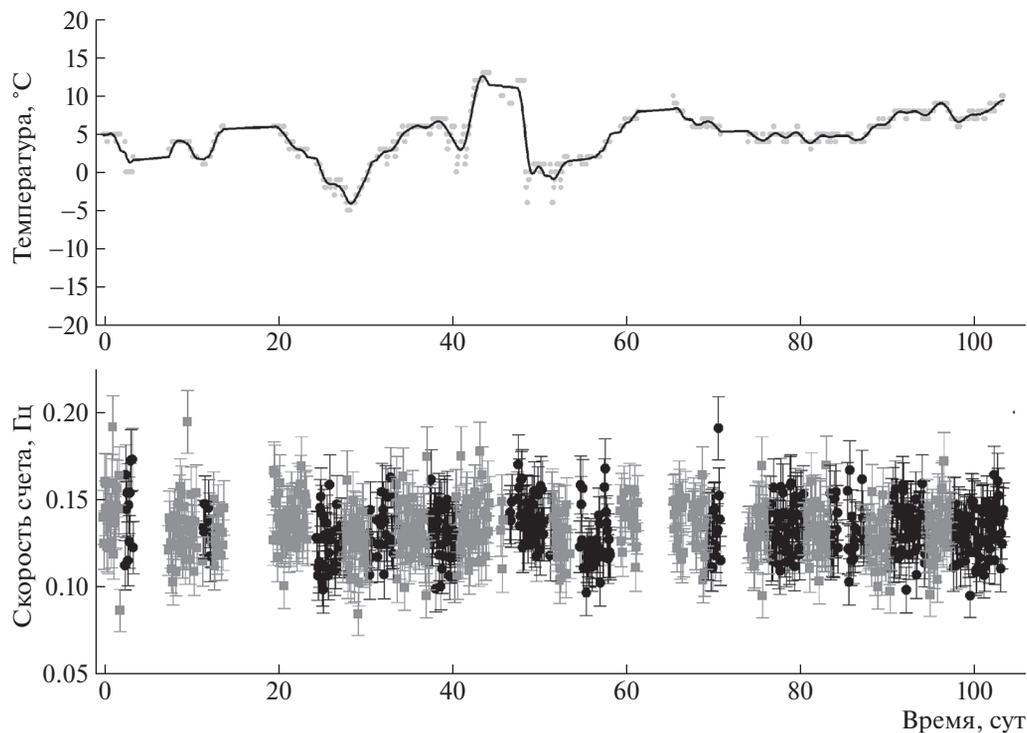


Рис. 8. Результаты измерений по 871 точке. Вверху — температура счетчика, внизу — скорости счета (каждая точка соответствует измерению в интервале 12 ч), темные кружки — конфигурация 1, светлые квадратики — конфигурация 2.

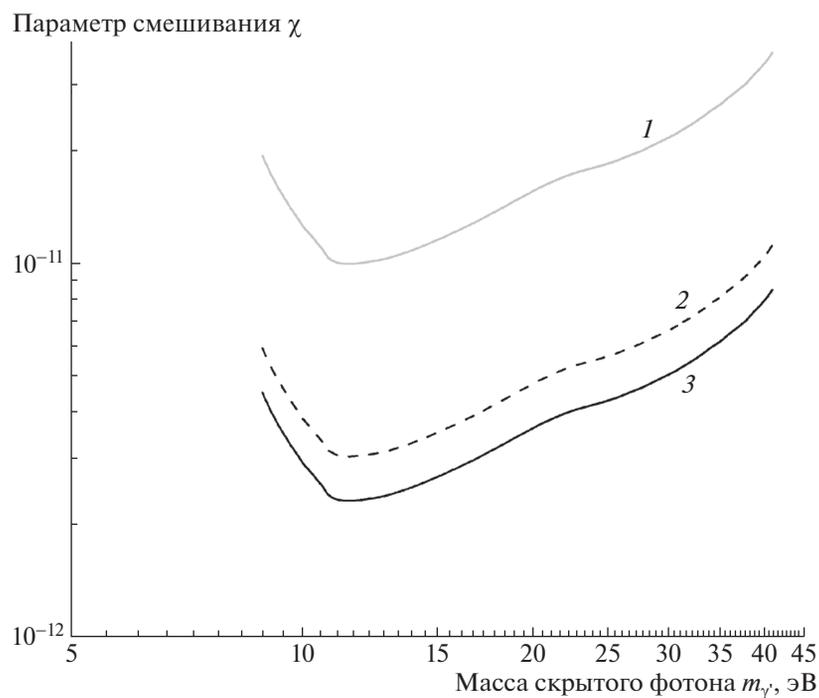


Рис. 9. Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные по трем сериям измерений. 1 — счетчик со смесью $\text{Ar} - \text{CH}_4$ (10%), 2 — счетчик со смесью $\text{Ne} + \text{CH}_4$ (10%) по 200 точкам измерений, 3 — то же, но по 871 точке измерений.

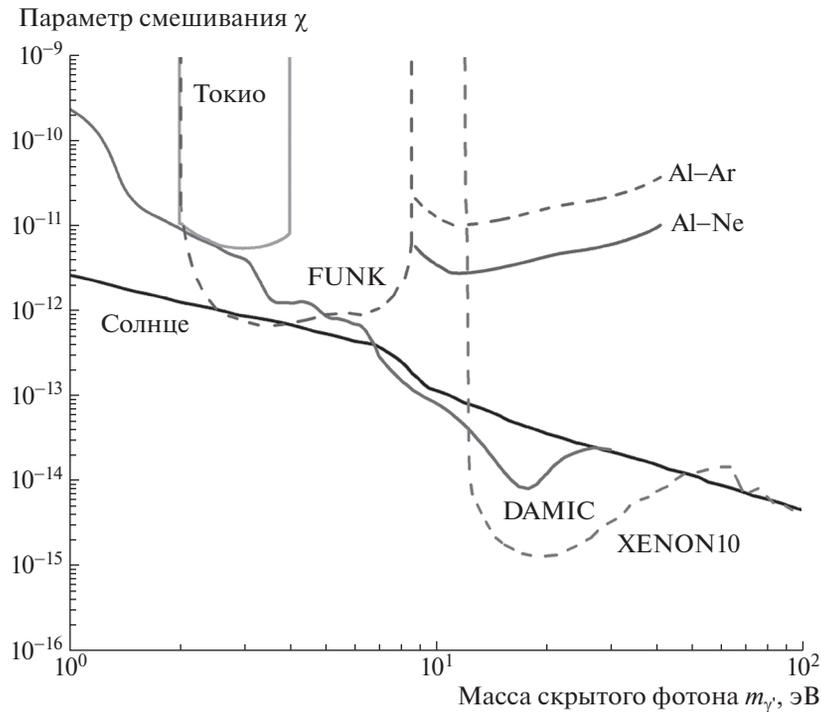


Рис. 10. Верхние пределы на константу кинетического смешивания, полученные в различных экспериментах. Рисунок заимствован из [15].

системе координат, это является указанием на то, что темные фотоны имеют выделенное направление электрического поля в солнечной системе координат. Примечательно то, что, если реальное угловое распределение отличается от ожидаемого распределения согласно выражению (2), кривая суточных вариаций все равно должна обладать симметрией. Реальный вид этой кривой может быть полезным для уточнения деталей механизма конверсии темного фотона в фотоэлектроны, наблюдаемые в эксперименте. Открытие суточных вариаций в этом эксперименте стало бы доказательством, что наблюдаемый эффект действительно обязан темным фотонам [13–15].

Авторы выражают глубокую признательность за существенную поддержку Министерству науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственной научной программы “Обновления приборной базы”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Fayet, Nucl. Phys. B **187**, 184 (1981).
2. L. B. Okun, Sov. Phys. JETP **56**, 502 (1982).
3. H. Georgi, P. H. Ginsparg, and S. L. Glashow, Nature **306**, 765 (1983).
4. V. Dzunushaliev and V. Folomeev, Phys. Rev. D **104**, 116027 (2021); V. Dzunushaliev and V. Folomeev, arXiv: 2112.06227v2 [hep-th].
5. R. Essig, T. Volansky, and T. Yu, Phys. Rev. D **96**, 043017 (2017).
6. O. Abramoff *et al.* (Sensei Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 161801 (2019).
7. A. Aguilar-Arevalo *et al.* (DAMIC Collab.), Phys. Rev. Lett. **123**, 181802 (2019).
8. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Nucl. Instrum. Methods A **910**, 164 (2018).
9. M. Benito, F. Iocco, and A. Cuoco, arXiv: 2009.15523v3 [astro-ph.GA].
10. R. B. Cairns and J. A. R. Samson, J. Optic. Soc. Amer. **56**, 1568 (1966).
11. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, JCAP **07**, 008 (2019).
12. Particle Data Group (P. A. Zyla *et al.*), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
13. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Particles **5**, 180 (2022).
14. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Phys. Part. Nucl. **52**, 31 (2021).
15. A. Kopylov, I. Orekhov, and V. Petukhov, Phys. At. Nucl. **84**, 860 (2021); arXiv: 2107.03647 [hep-ex].

MULTI-CATHODE COUNTER AS A DETECTOR OF DARK PHOTONS

A. V. Kopylov¹⁾, I. V. Orekhov¹⁾, V. V. Petukhov¹⁾

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

A new technique of detection of dark photons as a cold dark matter by multi-cathode counter is described. First results obtained by this technique are presented. The potential is explored of using this technique to get evidence on the basis of the search for symmetry in the temporal distribution of diurnal variations due to rotation of the Earth in a stellar frame of the count rate of single electrons emitted from a metallic cathode of the counter by the conversion of dark photons.

МЕТОДОЛОГИЯ ПРИМЕНЕНИЯ ГЛУБОКИХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ В ПОИСКЕ “НОВОЙ ФИЗИКИ” НА КОЛЛАЙДЕРАХ И СТАТИСТИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОЖИДАЕМЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

© 2022 г. Э. Э. Абасов¹⁾*, М. И. Белоброва¹⁾, П. В. Волков¹⁾, Г. А. Воротников¹⁾,
Л. В. Дудко¹⁾, А. Д. Заборенко¹⁾, М. А. Перфилов¹⁾, Е. С. Сивакова¹⁾

Поступила в редакцию 01.07.2022 г.; после доработки 01.07.2022 г.; принята к публикации 02.07.2022 г.

В настоящей статье описываются методы применения нейронных сетей к поиску “новой физики” в коллайдерных экспериментах. Рассмотрены механизмы отбора наблюдаемых, оптимизации гиперпараметров, построения каскадов глубоких нейронных сетей. Приведены методы статистического анализа дискриминантов нейронных сетей в пакетах *theta* и *CombinedLimit* с учетом различных неопределенностей.

DOI: 10.31857/S0044002722060022

1. ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

Одними из важнейших задач современной физики элементарных частиц являются проверка и анализ предсказаний Стандартной модели (СМ). Создаваемые и существующие коллайдеры ТэВных энергий призваны дать ответ о границах применимости СМ и о том, какая “новая физика” может лежать за ее пределами. Современные статистические методы позволяют существенно повысить точность анализа данных, получаемых на коллайдерах. В данной статье приведен краткий обзор методологии применения глубоких нейронных сетей при поиске “новой физики” в коллайдерных экспериментах. Отклонения от предсказаний СМ могут проявляться в виде рождения новых частиц, резонансов, в рождении или распаде частиц СМ, или в виде модификации характеристик взаимодействий частиц СМ. В первом случае применение многомерных методов анализа обычно сводится к подавлению процессов СМ и выделению новых процессов с рождением новых резонансов. Статистический анализ распределения характерной наблюдаемой, например, инвариантной массы продуктов распада нового резонанса дает возможность количественно определить возможный вклад “новой физики”. Второй случай предполагает аккуратный анализ характеристик определенных

процессов и на основании отклонений в сечении, состояний поляризации или других наблюдаемых свойств сделать заключение о возможном отклонении от предсказаний СМ. Существуют три подхода при поиске “новой физики”. Первый подход предполагает точное моделирование нужного процесса в рамках конкретной теории и прямой поиск такого процесса. Второй подход основывается на модельно-независимом описании целого класса теоретических моделей, параметризуемых в рамках эффективной теории поля (EFT), или введении конкретных дополнительных членов в лагранжиан взаимодействия. Третий подход формулируется в терминах поиска аномалий в данных и является наименее точным и эффективным, но активно обсуждается в настоящее время в контексте развития методов глубокого обучения и повышения их эффективности. В данной статье мы сконцентрируемся на первых двух подходах и в качестве примера рассмотрим задачу поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков (Flavour Changing Neutral Currents — FCNC), во взаимодействии топ-кварка с *u*- или *c*-кварком и глюоном (*tqg* FCNC). Модельно-независимое теоретическое описание таких процессов может быть найдено в работе [1]. В рамках СМ такие процессы сильно подавлены и увеличение сечения этих процессов будет прямо свидетельствовать о проявлении “новой физики”, параметризуемой в виде одного аномального параметра для каждого из взаимодействий *tug* и *tcg*. Моделирование таких процессов проведено в пакете *CompHEP* [2, 3]. Процессы СМ, приводящие к аналогичным сиг-

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

*E-mail: abasov.ee19@physics.msu.ru

натурам в детекторе, смоделированы стандартным образом в пакетах MadGraph [4], POWHEG [5] и Pythia [6]. Моделирование отклика детектора проведено в пакете DELPHES [7] с параметрами детектора CMS коллайдера LHC.

В качестве результата необходимо получить ожидаемые ограничения на параметры аномальных взаимодействий в интерпретации верхних ограничений на брэнчинги (вероятности) редких распадов топ-кварка $t \rightarrow cg$ и $t \rightarrow ug$. Вероятности таких редких распадов настолько малы, что прямой поиск таких распадов не имеет смысла, но в процессах рождения одиночного топ-кварка tqg FCNC взаимодействия могут быть обнаружены. Процессы с tqg FCNC очень близки по характеристикам к t -канальному процессу рождения одиночного топ-кварка в рамках СМ. Поэтому одиночное рождение топ-кварка в рамках СМ можно использовать в качестве контрольного канала для проверки методов анализа. Исследование данной задачи в эксперименте CMS приведено в работе [8].

2. ПРИМЕНЕНИЕ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

В коллайдерной физике с помощью нейронных сетей решается широкий круг задач, например, классификация адронных струй (jets), реконструкция треков частиц, поиск аномальных событий, ускорение моделирования событий [9]. В данной статье будет описана методология применения нейронных сетей в анализе высокого уровня для поиска новой физики на примере FCNC-взаимодействий.

Как было отмечено выше, в современной физике высоких энергий существует несколько подходов к поиску событий, не предсказываемых Стандартной моделью: модельно-зависимый, модельно-независимый и поиск неизвестных аномалий. В модельно-независимом анализе и поиске аномалий ведется поиск общих отклонений от предсказаний Стандартной модели в большом количестве физических каналов. Преимущество таких методов заключается в покрытии больших областей фазового пространства и пространства параметров, а не в чувствительности [10].

Одним из методов поиска аномальных событий новой физики является использование модели автокодировщика [11]. Автокодировщик — это модель машинного обучения, которая обучается реконструировать входные данные с минимальной ошибкой. Для обучения такой модели не нужно знать класс события, поэтому обучение автокодировщика — пример обучения без учителя, т.е.

без тренировки сети на заранее смоделированных сигнальных событиях. Для того чтобы модель не выучила функцию $f(x) = x$, в нейросети-автокодировщике часто используют принцип “бутылочного горлышка” — понижения числа нейронов в скрытых слоях. Таким образом, автокодировщик понижает размерность данных, “фокусируясь” на наиболее информативных для реконструкции особенностях данных. Поскольку такая модель “выучивает” распределение нормальных данных, аномальные данные, не попадающие в это распределение, будут иметь более высокую ошибку реконструкции — метрику разницы между входным вектором данных и реконструированным. Чем больше такая метрика для определенного аномального события, тем сильнее оно отличается от нормальных, предсказанных в СМ.

В данной статье рассматривается пример задачи, относящейся к классу модельно-независимых, покрывающей некоторый класс теоретических моделей, но требующих моделирования сигнальных событий с некоторой зависимостью от дополнительных аномальных параметров. Определенная предполагаемая модель новой физики используется для генерации событий методом Монте-Карло и в программах реконструкции, после этого на этих событиях тренируется классификатор, чувствительный именно к этому процессу. После этого дискриминатор классификатора используется для проверки гипотез и статистического анализа (пример дискриминатора — рис. 1). Все модели в данном анализе были созданы на базе фреймворка Tensorflow [12].

Важной частью анализа данных является подготовка входных данных для предиктивной модели. Группой ранее был представлен универсальный метод отбора переменных для анализа в физике высоких энергий, основываясь на фейнмановских диаграммах исследуемых процессов [13]. После этого шага рекомендуется удалить переменные, имеющие сильную линейную корреляцию. Для некоторых моделей это уменьшит размер и увеличит скорость тренировки, а для других — напрямую повлияет на качество классификации. Для оптимальной тренировки нейронных сетей необходимо нормализовать вектор переменных — трансформировать его таким образом, чтобы среднее распределения было равно нулю, а стандартное отклонение — единице. Другие многомерные методы анализа, например, деревья решений, не требуют такой трансформации.

Смоделированные методом Монте-Карло события жестких процессов в коллайдерных экспериментах имеют дополнительные весовые коэффициенты, которые необходимо учитывать при тренировке нейронной сети. Эти веса используются в функции ошибки для увеличения влияния

отдельных событий с большим весом на суммарную ошибку классификации набора смоделированных событий (датасета). При минимизации этой функции в процессе обучения сети модель будет в первую очередь “стремиться” правильно классифицировать именно эти события. При объединении нескольких физических процессов в один набор фоновых событий необходимо учитывать их сечение и нормировать общий вес событий таким образом, чтобы интегральный вес событий определенного физического процесса был пропорционален его сечению. Использование весов для событий позволяет в некоторой степени решить проблему несбалансированной классификации — сильного неравенства числа событий в фоновом и сигнальном датасетах. Например, если сигнальные события составляют только 10% всего датасета, то нейросетевая модель, для всех событий предсказывающая фон, будет иметь 90%-ную точность. Уравнивание интеграла весов сигнальных и фоновых событий позволяет вернуть проблему несбалансированной классификации к сбалансированной. Тем не менее, малое количество событий может существенно повлиять на работу классификатора, внося статистический шум.

Важным этапом оценки работы нейросетевой модели является измерение степени влияния отдельных переменных на итоговый результат классификации. Некоторые модели машинного обучения, в частности, деревья решений, имеют встроенные методы оценки важности переменных. Для оценки важности переменных независимо от типа используемой модели машинного обучения применяются общие методы, например, *permutation feature importance* (метод перестановки). В рамках этого метода каждая из входных переменных модели зашумляется, производится предсказание с зашумленной переменной, и результат этого предсказания сравнивается с эталонным предсказанием на “чистых” переменных (пример результата такого анализа — рис. 2). Чем сильнее отличается полученное предсказание от эталонного, тем важнее для классификации эта переменная. Метод оценки важности переменных позволяет оценить, какие переменные имеют больший вес для модели, и внести некоторую ясность в причины принятия решений конкретной модели машинного обучения. Также этот инструмент помогает понять, в каких областях данных следует в первую очередь искать ошибки при отладке нейросетевой модели. Этот анализ можно провести с помощью инструментов библиотеки *sklearn* [14].

Архитектура нейронной сети может напрямую влиять на качество ее предсказаний. Архитектуру простого многослойного перцептрона можно менять, варьируя число скрытых слоев и нейронов в

них, добавляя дропаут и меняя функции активации. Также на качество финальной модели может влиять оптимизатор модели с его собственными параметрами: *learning rate*, *weight decay*, *gradient clipping*, *momentum* и другие. Все архитектурные и оптимизационные параметры задаются пользователем и не меняются в процессе обучения нейронной сети. Эти параметры называются гиперпараметрами, и их необходимо оптимизировать для повышения эффективности нейронной сети.

Оптимизация гиперпараметров должна проводиться по всему числу параметров вместе, так как один гиперпараметр может влиять на другой. Совокупность гиперпараметров и их возможных значений называется пространством гиперпараметров, и в этом пространстве необходимо провести оптимизацию, найдя оптимальное сочетание гиперпараметров для каждой конкретной задачи. Руководствоваться в этой задаче нужно специальной функцией оценки модели, например, площадью под ROC-кривой для бинарной классификации (AUC). Модель тренируется с определенным набором гиперпараметров, затем выбранная метрика оценивается либо на отдельной тестовой выборке (для этого исходный датасет необходимо разбить на три части: тренировочную, тестовую и валидационную), либо с использованием кросс-валидации. Проводить оптимизацию в пространстве гиперпараметров можно разными способами. Можно перебрать все сочетания гиперпараметров, полностью исследовав их пространство. Этот метод позволяет найти глобальный минимум, но требует существенных вычислительных затрат, если пространство гиперпараметров имеет большой размер и тренировка единичной модели требует заметных вычислительных ресурсов. Существуют алгоритмы, с помощью которых можно найти решение, близкое к оптимальному, за существенно меньшее время, например, *Bayesian Optimization* или *Random Search*.

Нашей группой была проведена оптимизация архитектурных гиперпараметров нейронной сети для типичной задачи физики высоких энергий. Их визуализация представлена на рис. 3. В пространстве гиперпараметров существуют довольно широкие области стабильности, дающие одинаково хороший результат. Для типичной задачи физики высоких энергий примерная область оптимальных гиперпараметров следующая: скрытые слои — 1–2 слоя, число нейронов в скрытых слоях — $(4–6)n$, где n — число входных переменных, значение дропаута — 0.2–0.3. Исследование пространства гиперпараметров было проведено с помощью пакета *Keras Tuner* [15].

Следующий возможный этап оптимизации анализа — это объединение моделей в ансамбль. В целом есть два пути формирования ансамбля: варьи-

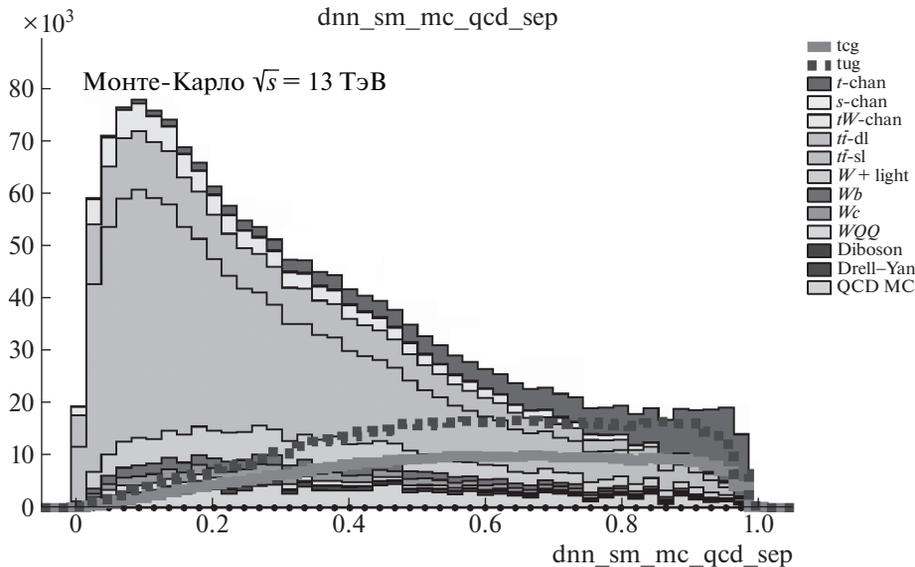


Рис. 1. Пример дискриминатора нейронной сети. Сигнальные процессы (t -chan) сгруппированы ближе к единице, фоновые события расположены ближе к нулю.

рование данных и тренировка модели на разных версиях датасета (Bagging), либо использование различных моделей, обученных на одном датасете (Stacking). В данной статье будет описан первый метод.

Для реализации метода бэггинга выбранная модель тренируется не на исходном датасете, а на модифицированном. Для получения такого датасета события из исходного выбираются с заменой: таким образом, какие-то события повторятся несколько раз, а каких-то не будет вовсе. Создав несколько таких датасетов, можно обучить на них несколько моделей и объединить их в единый ансамбль. Так как каждая индивидуальная модель работала с несколько измененным датасетом, их объединение позволяет уменьшить разброс (variance) на тестовых данных, уменьшая тестовую ошибку и повышая обобщающую способность всего предиктора, сравнение эффективности сетей в терминах AUC приведено на рис. 4.

Для событий с весами необходимо несколько модифицировать процедуру семплирования с заменой: необходимо учитывать веса каждого события при их случайной выборке. Вероятность выбора каждого события должна быть пропорциональна его весу. Таким образом, распределение по переменным в датасетах, полученных семплированием с заменой, будет соответствовать распределению в исходном (пример распределений с примененными весами приведен на рис. 5).

Последним возможным этапом оптимизации анализа стало использование каскадов нейронных сетей. Суть метода заключается в том, что тренируется не одна сеть, разделяющая весь фон

и сигнал, а несколько сетей, чувствительных к разным процессам из фона, если их свойства сильно различаются. Например, в данном анализе существуют кинематически похожие процессы, с рождением топ-кварков (процессы tt , tW , $t + X$) и более мягкие процессы без рождения топ-кварков ($W + \text{jets}$, WZ , WW , ZZ). Сети первого уровня тренируются отдельно выделять процессы с рождением топ-кварка от сигнала, вторая сеть тренируется выделять процессы ($W + \text{jets}$, ...) от сигнала, а затем выходы этих сетей соединяются в одномерный дискриминант с помощью третьей нейронной сети (суперсети), имеющей на входе дискриминаторы сетей первого уровня. Такой подход позволяет объединить две более чувствительные к отдельным процессам сети и изменить форму итогового дискриминатора (рис. 6).

3. СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Следующим этапом является статистический анализ полученного дискриминанта глубокой нейронной сети (DNN). Данный дискриминант можно представить в виде гистограммы распределения событий по значениям дискриминатора созданной нейронной сети (ансамбля или суперсети). Задача статистического анализа состоит в фитировании данного распределения с учетом данных и моделирования, оценке значений случайных параметров (например, сечений, ошибок реконструкции и т.д.) и их вероятностных распределений. На основе статистического анализа проводятся измерения параметров, представляющих интерес в задаче, или находятся ограничения на возможные значения

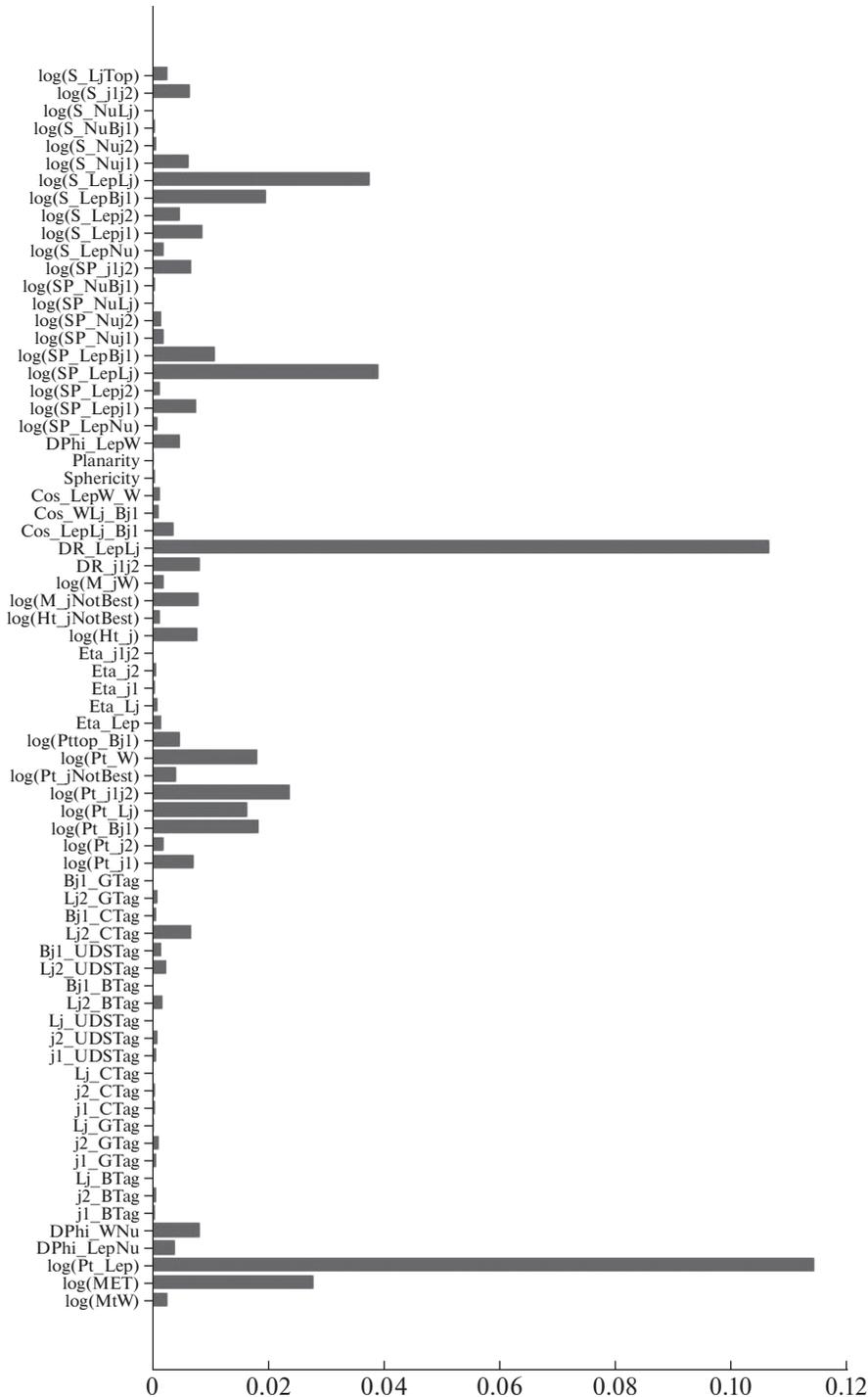


Рис. 2. Пример ранжирования переменных для модели нейронной сети по степени важности. Чем больше значение по абсциссе (условные единицы), тем больше значимость переменной для модели.

этих параметров. В нашей задаче искомыми случайными параметрами являются константы связи, характеризующие возможный вклад аномальных FCNC-взаимодействий, выраженные в терминах брэнчингов редких распадов топ-кварка $t \rightarrow cg$ и $t \rightarrow ug$.

Существует два основных подхода к статистиче-

скому анализу: частотный и байесовский. Частотные методы позволяют достичь высокой скорости обработки данных (например, асимптотические методы [16]), но, в отличие от байесовских методов, где на выходе статистического анализа вычисляются апостериорные распределения по каждому параметру, в частотных методах можно получить

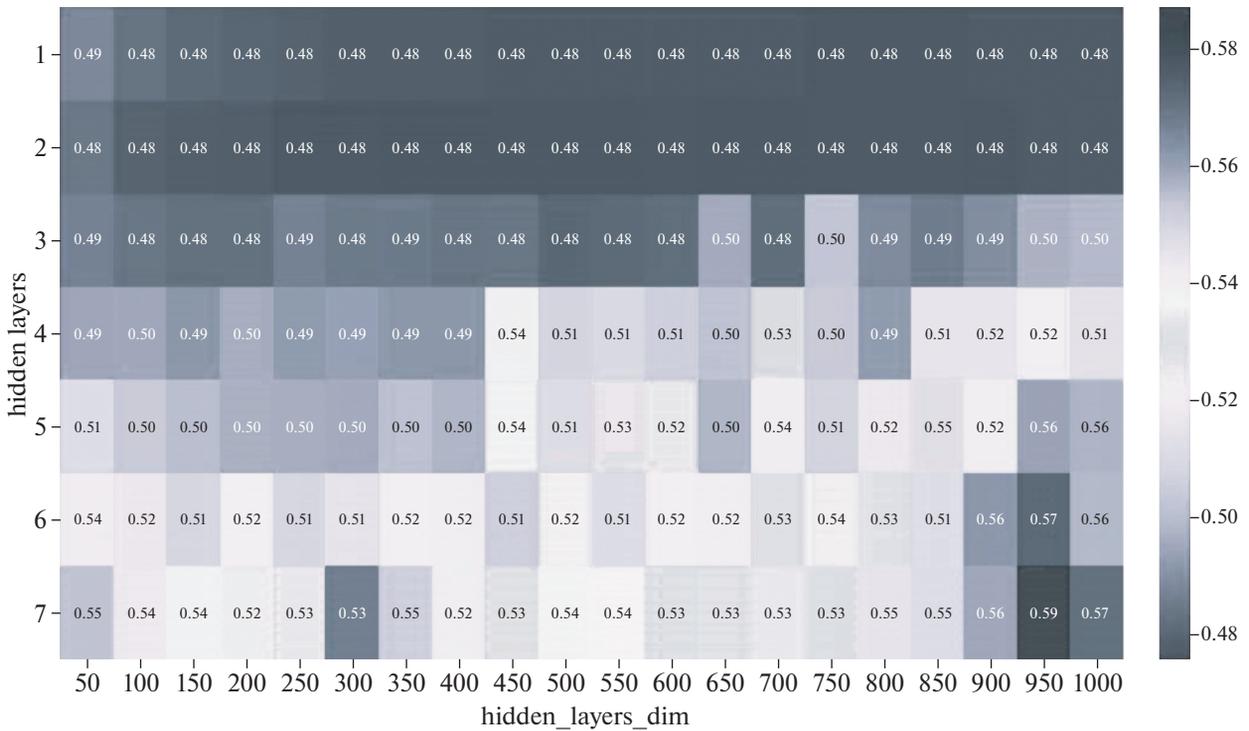


Рис. 3. Пример визуализации пространства гиперпараметров: показана зависимость предиктивной способности модели (функции бинарной кросс-энтропии: чем меньше, тем лучше) от числа нейронов в скрытых слоях (абсцисса) и числа скрытых слоев (ордината). По остальным гиперпараметрам было проведено усреднение. Заметен большой регион стабильности: для 1–2 слоев и 200–1000 нейронов сеть показывает почти одинаково хороший результат классификации.

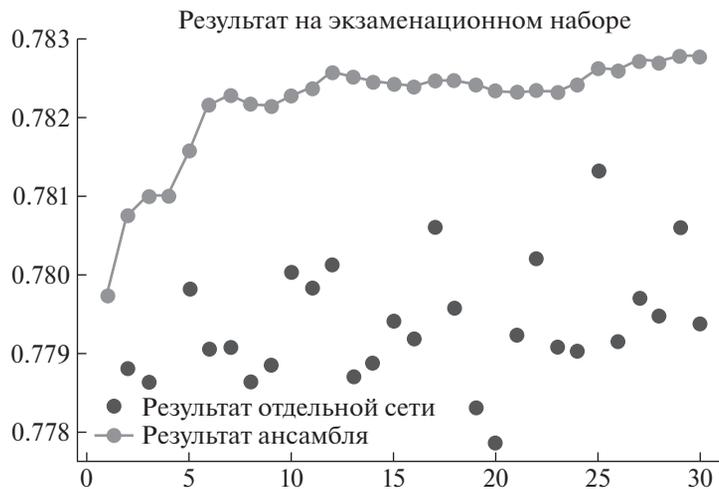


Рис. 4. Зависимость качества классификации AUC от числа моделей в ансамбле. Отдельными точками показаны метрики индивидуальных моделей. Обобщающая способность и AUC ансамбля превосходит любую индивидуальную модель.

только конечные ограничения и оценки. Для проведения статистического анализа используется пакет *theta* [17] и *CombinedLimit* [18, 19]. Далее все этапы анализа описаны на примере их реализации в пакете *theta*.

3.1. Построение статистической модели

В самом общем случае статистическая модель в *theta* представляет собой набор шаблонов для

наблюдаемых o_1, o_2, \dots, o_N . Каждая статистическая модель является функцией, зависящей от случайных параметров \mathbf{p} . Если исходные данные описываются гистограммой (в нашем случае дискриминантом DNN), то необходимо задать шаблоны для каждого физического процесса с ожидаемым количеством событий этого процесса в каждом

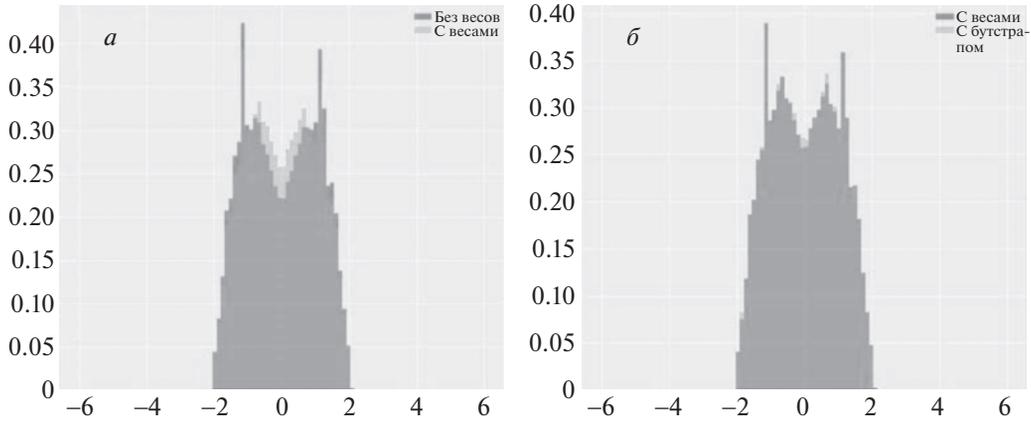


Рис. 5. Пример применения весов к бутстрап-семплированию событий: сравнение распределения одной наблюдаемой с примененными весами и без них. Рисунок 5б демонстрирует хорошее согласование распределений после семплирования.

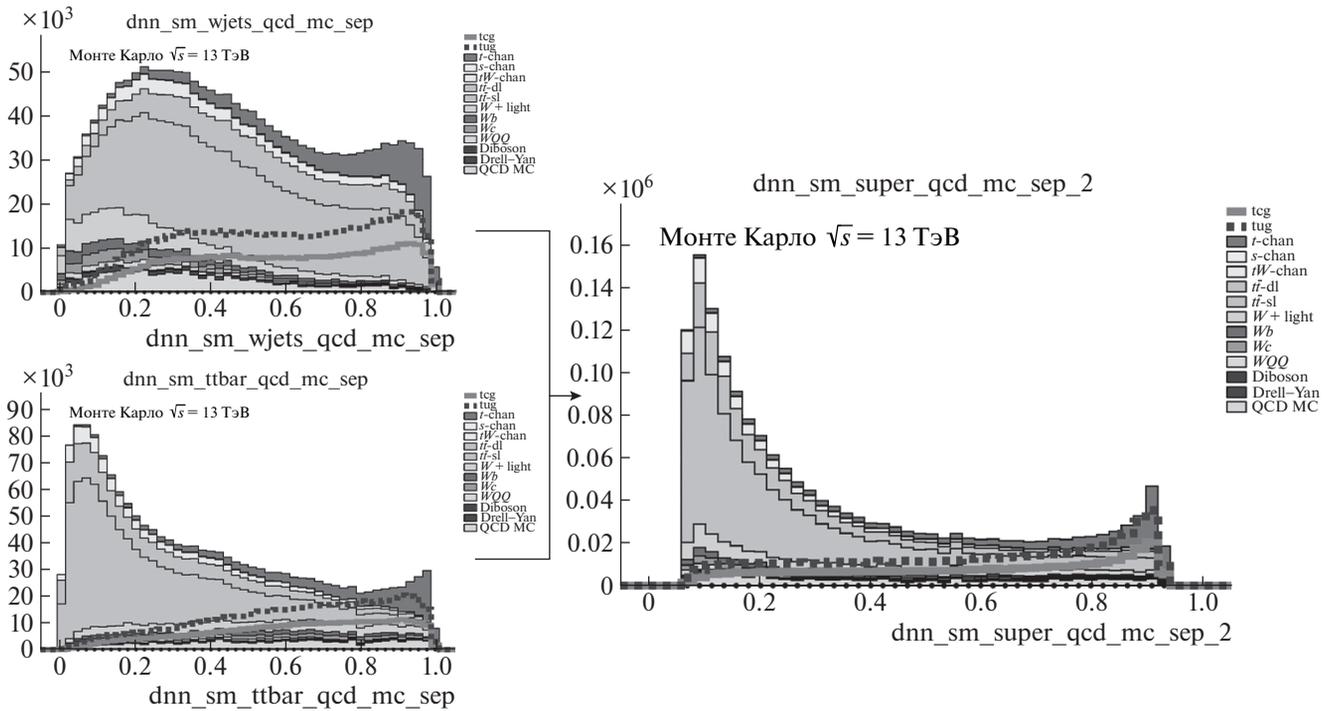


Рис. 6. Использование ансамбля сетей: сети первого уровня чувствительны к событиям ($t\bar{t}$, tW , $t + X$) и ($W + jets$), сеть второго уровня объединяет их выходы.

бине гистограммы, а затем просуммировать:

$$m_i(\mathbf{p}) = \sum_{k=1}^{M_i} c_{i,k}(\mathbf{p}) t_{i,k}(\mathbf{p}), \quad (1)$$

где $c_{i,k}$ — вещественные коэффициенты, а $t_{i,k}$ — шаблоны каждого из M_i процессов в модели. Принимается, что для каждого бина $t_{i,k}$ — строго положительная величина.

Тогда вероятность получить количество измененных данных d при условии параметров \mathbf{p} можно

записать как

$$p_m(d|\mathbf{p}) = \prod_{i=1}^N \prod_{l=1}^{b_i} \text{Poisson}(d_{i,l}|m_{i,l}(\mathbf{p})), \quad (2)$$

где индекс i пробегает по всем наблюдаемым, а индекс l — по бинам (b_i — количество бинов для наблюдаемой o_i). Здесь

$$\text{Poisson}(n|\lambda) = \frac{\lambda^n e^{-\lambda}}{n!} \quad (3)$$

— распределение Пуассона со средним λ .

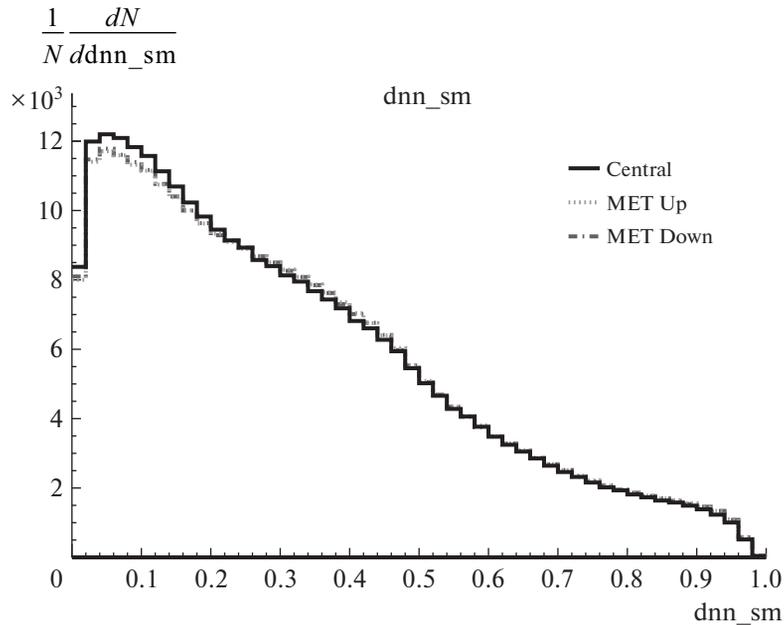


Рис. 7. Демонстрация влияния неопределенности на форму распределения. Приведено распределение смоделированных событий фона по величине дискриминатора нейронной сети. Показано распределение для центрального значения систематической ошибки определения недостающего поперечного импульса в событии (MET) и распределения дискриминанта после сдвига систематической неопределенности вычисления MET на $\pm 1\sigma$.

В нашем примере наблюдаемая единственная — дискриминант выхода нейронной сети; число бинов выбирается при проведении анализа вручную. В связи с неопределенностью выбора количества бинов должен быть проведен отдельный анализ влияния количества бинов на результат и достигнута стабильность результата относительно количества бинов.

3.2. Добавление систематических неопределенностей

Систематические неопределенности включают в модель как дополнительный вектор \mathbf{q} , который параметризует влияние различных неопределенностей на предсказанные распределения. В пакете theta эти параметры обрабатываются так же, как и \mathbf{p} , которые были описаны выше.

В самом простом случае систематическая неопределенность может являться лишь неопределенностью нормировки конкретного процесса. Этот случай обсуждается в разд. 3.2.1. В общем случае неопределенность может влиять также и на форму распределений (неопределенности формы). Этот случай описан в разд. 3.2.2.

3.2.1. Неопределенности нормировки. Для данного типа неопределенности добавление ее в модель заключается лишь в добавлении нового

нормировочного множителя τ , который будет варьироваться отдельно в соответствии с распределением возможных значений данной неопределенности. Случай $\tau = 1$ отвечает отсутствию изменений по данному типу неопределенности. В качестве примера из ранее описанной модели в разделе 3.1 неопределенность нормировки добавлена к первому процессу.

$$m_i(\mathbf{p}) = \tau c_{i,1}(\mathbf{p}) t_{i,1}(\mathbf{p}) + \sum_{k=2}^{M_i} c_{i,k}(\mathbf{p}) t_{i,k}(\mathbf{p}). \quad (4)$$

В нашем примере основными неопределенностями нормировки являются неопределенности теоретических сечений отдельных процессов и ошибка интегральной светимости, полученной в эксперименте. В качестве априорных распределений для сечений фоновых процессов берутся логнормальные распределения, а для сигнального процесса — плоское распределение в положительной области [19]. Выбор логнормальных распределений обусловлен тем, что полные сечения процессов всегда неотрицательны. Плоское априорное распределение для сечения сигнального процесса (или другого параметра интереса) обусловлено равной априорной вероятностью всех возможных значений этого измеряемого случайного параметра.

3.2.2. Неопределенности формы. В общем случае неопределенностей нормировки недостаточно для полного описания влияния ошибок на

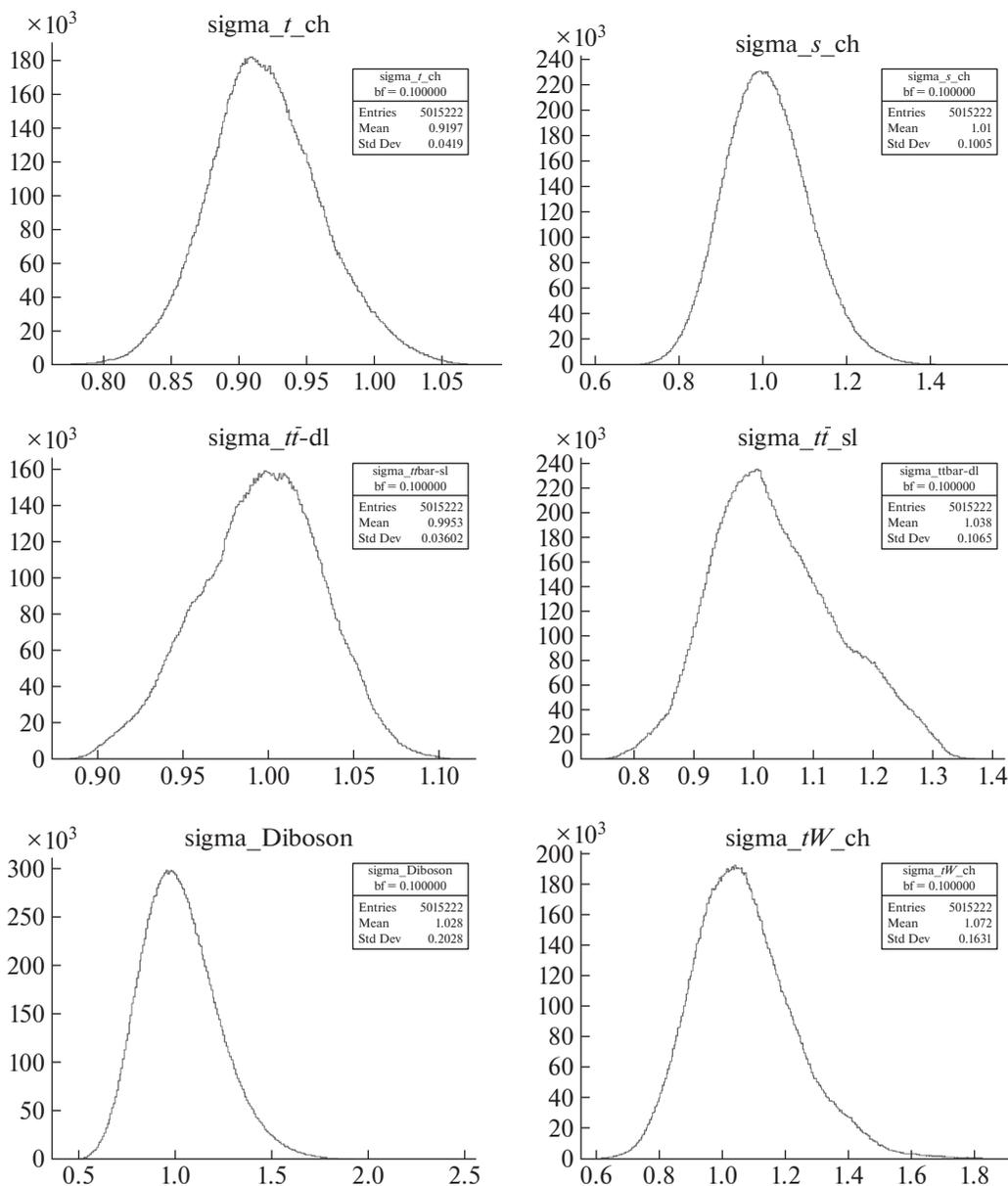


Рис. 8. Демонстрация получаемых в байесовском подходе плотностей вероятности для некоторых случайных параметров, не являющихся искомыми в задаче. Приведены апостериорные плотности вероятности значений сечений некоторых фоновых процессов, нормированных на теоретические сечения, полученные при анализе в пакете theta.

распределения наблюдаемых. Необходимо учитывать также влияние некоторых неопределенностей на форму распределений, т.е. могут получаться различные нормировочные коэффициенты для каждого бина диаграммы, а не одинаковый коэффициент для изменения нормировки конкретного процесса во всех бинах. В качестве примера приведено изменение распределения дискриминанта нейронной сети для фоновых процессов при варьировании недостающей поперечной энергии (MET) в пределах ошибки на $\pm 1\sigma$ (рис. 7).

Для включения таких неопределенностей в модель вводится параметр δ , который используется

для интерполяции между исходным шаблоном (без влияния систематики) и сдвинутыми шаблонами, проводится вариация соответствующей неопределенности на одно стандартное отклонение σ вверх и вниз в каждом бине. В theta используется функция интерполяции

$$t(\delta) = t \left(\frac{t^{\text{sign}(\delta)}}{t} \right)^{|\delta|}. \quad (5)$$

Здесь t — несмещенная (центральная) гистограмма, а t_{\pm} — смещенные гистограммы. Данный выбор функции не единственен, необходимо лишь соблюдение некоторых условий:

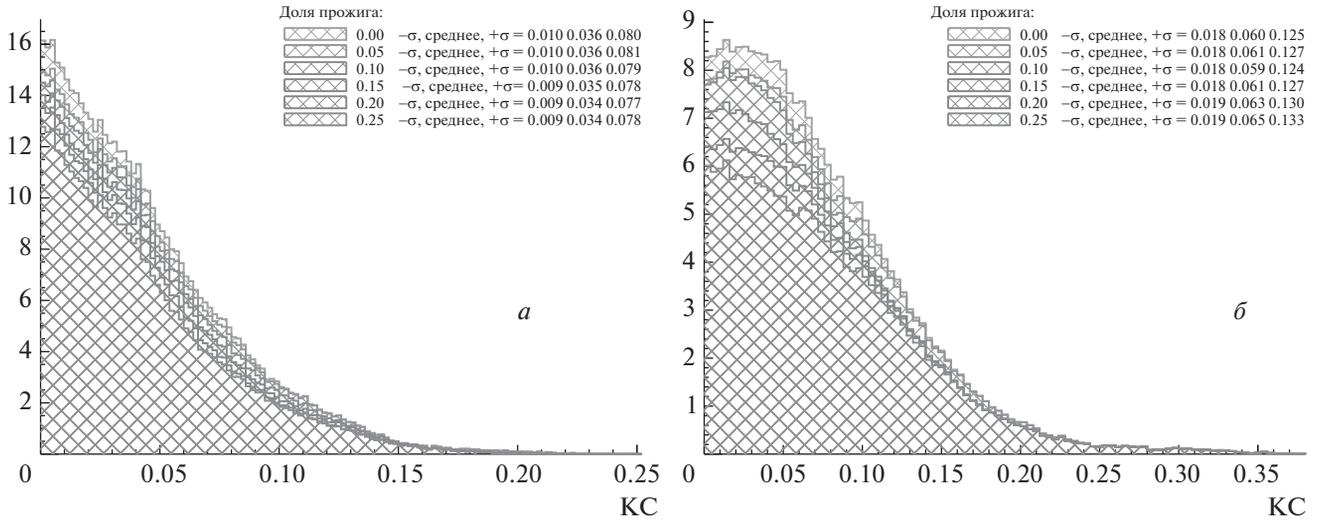


Рис. 9. Демонстрация получаемых в байесовском подходе плотностей вероятности искомого случайного параметра. Приведены апостериорные ожидаемые плотности вероятности параметра, характеризующего вклад $\text{tg} \text{ FCNC}$, полученные одной марковской цепью, рис. 9а и 9б демонстрируют распределения из разных марковских цепей. Приведены распределения для разного количества исключаемых первых итераций прожига марковской цепи, соответствующих исключению первых 25%, 20%–0% итераций.

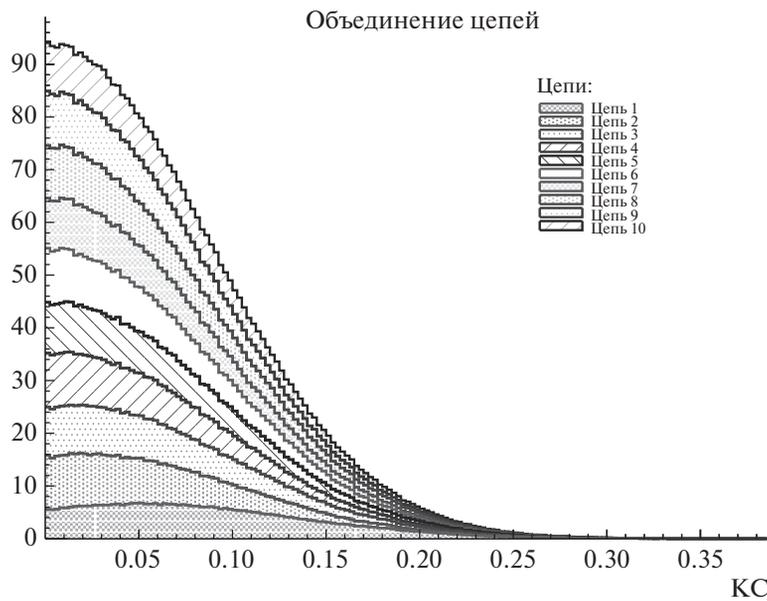


Рис. 10. Демонстрация объединения распределений из десяти марковских цепей. Приведена апостериорная ожидаемая плотность вероятности параметра, характеризующего вклад $\text{tg} \text{ FCNC}$ по результатам объединения десяти марковских цепей.

- Для любых значений δ все бины гистограммы должны быть положительны.
- Функция $t(\delta)$ должна иметь непрерывную первую производную.

3.3. Байесовский подход в статистическом анализе

В нашем примере используется байесовский подход к статистическому анализу. Такой метод,

в отличие от частотного, позволяет получать апостериорные распределения параметров, полностью описывающих все случайные параметры, а не только значения квантилей. В байесовской статистике апостериорное распределение параметра может считаться результатом измерения и основано на априорной информации о распределении данного параметра.

Рассмотрим простую модель с двумя парамет-

рами: сечением сигнала μ_s и сечением фона μ_b . Априорные распределения для параметров зададим как $\pi(\mu_s)$, $\pi(\mu_b)$. Тогда по теореме Байеса получим

$$p(\mu_s, \mu_b|d) = p(d|\mu_s, \mu_b) \frac{\pi(\mu_s) \pi(\mu_b)}{\pi(d)}, \quad (6)$$

$p(d|\mu_s, \mu_b)$ получено при моделировании сигнала и фона, $\pi(d)$ вычисляется из условия нормировки.

Для выделения из полученного многомерного распределения искомого параметра интереса (в данном примере это μ_s) производится интегрирование по всем остальным случайным параметрам:

$$p(\mu_s|d) = \int p(\mu_s, \mu_b|d) d\mu_b. \quad (7)$$

Интегрирование в пакете theta реализовано при помощи алгоритма Markov Chain Monte Carlo. Апостериорные распределения некоторых вспомогательных случайных параметров статистической модели приведены на рис. 8. Показаны плотности вероятности значений сечений, нормированных на теоретически предсказанное сечение, для процессов одиночного t -, s - и tW -каналов одиночного рождения топ-кварка, полулептонного и дилептонного каналов парного рождения топ-кварков и рождения двух массивных калибровочных бозонов.

Из полученного апостериорного распределения стандартным образом извлекаются среднее и квантили уровней 0.16 и 0.84 (отклонения на $-\sigma$ и $+\sigma$ соответственно). В табл. 1 приведены вышеописанные квантили для сечений основных процессов и светимости.

3.4. Многомерный статистический анализ

В качестве альтернативы анализу дискриминанта одной сети, в нашем примере натренированной на разделение t -канального одиночного рождения t -кварка (t -ch) от всех остальных процессов, можно провести анализ дискриминантов двух сетей, обученных на разделение сигнала, и по отдельности двух фоновых процессов, сильно отличающихся между собой по кинематическим характеристикам: $t\bar{t}$ (парное рождение топ-кварков) и W jets (рождение W -бозона и адронных струй). Такой анализ практически не отличается от одномерного: исходное двумерное распределение проходит процедуру побинной развертки, после чего анализируется так же, как и выход одной сети. Это возможно в силу независимости анализа от порядка бинов. Полученные квантили для 2D-анализа приведены в табл. 2.

Таблица 1. Квантили для ожидаемых сечений основных процессов, нормированных на теоретически предсказываемые сечения, и светимости, полученные из анализа в пакете theta

Параметр	$-\sigma$	Среднее	$+\sigma$
sigma_t_ch	0.866	0.913	0.958
sigma_s_ch	0.911	1.01	1.11
sigma_tW_ch	0.906	1.06	1.23
sigma_t \bar{t} -sl	0.903	0.959	1.01
sigma_t \bar{t} -dl	0.96	1.08	1.22
sigma_Diboson	0.832	1.01	1.23
sigma_DY	0.805	0.975	1.19
sigma_WQQ	0.877	1.17	1.54
sigma_Wc	0.828	1.08	1.41
sigma_Wb	1.19	1.61	2.06
sigma_Wother	0.904	1.12	1.56
sigma_Wlight	0.775	1.02	1.34
sigma_QCD	0.491	0.644	0.799
светимость	0.989	1.01	1.03

Таблица 2. Квантили для ожидаемых сечений основных процессов, нормированных на теоретически предсказываемые сечения, и светимости, полученные из анализа при 2D анализе в пакете theta

Параметр	$-\sigma$	Среднее	$+\sigma$
sigma_t_ch	0.912	0.946	0.982
sigma_s_ch	0.936	1.04	1.15
sigma_tW_ch	1.02	1.16	1.34
sigma_t \bar{t} -sl	0.936	0.969	1
sigma_t \bar{t} -dl	1.08	1.15	1.2
sigma_Diboson	0.854	1.04	1.28
sigma_DY	0.839	1.01	1.22
sigma_WQQ	0.926	1.21	1.53
sigma_Wc	1.1	1.34	1.58
sigma_Wb	1.57	1.82	2.09
sigma_Wother	1.1	1.28	1.49
sigma_Wlight	0.631	0.802	1.03
sigma_QCD	0.635	0.698	0.76
светимость	0.98	0.992	1

Таблица 3. Квантили для ожидаемых сечений основных процессов, нормированных на теоретически предсказываемые сечения, и светимости, полученные из анализа в пакете CombinedLimit

Параметр	$-\sigma$	Среднее	$+\sigma$
sigma_t_ch	0.852	0.888	0.936
sigma_s_ch	0.915	1	1.11
sigma_tW_ch	0.942	1.05	1.15
sigma_t \bar{t} -sl	0.942	0.968	0.981
sigma_t \bar{t} -dl	0.992	1.05	1.11
sigma_Diboson	0.845	1.01	1.21
sigma_DY	0.839	1.01	1.22
sigma_WQQ	0.943	1.2	1.55
sigma_Wc	0.916	1.17	1.45
sigma_Wb	1.1	1.34	1.75
sigma_Wother	1	1.21	1.38
sigma_Wlight	0.775	0.959	1.21
sigma_QCD	0.534	0.71	0.855
светимость	0.986	1	1.02

4. ПРОВЕРКА РЕЗУЛЬТАТОВ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

На примере результатов поиска FCNC в данном разделе описываются различные методы проверки и контроля статистического анализа. Данные методы позволяют убедиться в непредвзятости анализа в зависимости от различных параметров. Для каждого полученных результатов проводится проверка независимости от числа бинов гистограммы, а также любых других желаемых параметров анализа путем нескольких запусков при разных значениях параметра и дальнейшего построения зависимости ограничений от выбранного параметра.

Так как при интегрировании используются марковские цепи, то проводится визуальный анализ апостериорных распределений от величины прожига (burn-in) — числа начальных точек цепи, исключаемых из анализа в силу их зависимости от стартового значения. Данные распределения приведены на рис. 9. На рисунке показаны апостериорные гистограммы для проверки burn-in для различной доли исходных данных, удаленных при прожиге: от 0 до 0.25 с шагом 0.05.

4.1. Объединение марковских цепей

В силу большого числа учитываемых систематических неопределенностей в анализе и большой размерности пространства случайных параметров

стала наблюдаться нестабильность в апостериорных распределениях. В качестве одного из решений данной проблемы анализ проводится несколько раз при одинаковых условиях, запускается несколько марковских цепей, а затем апостериорные распределения суммируются. Распределения для некоторых отдельных итераций приведены на рис. 9, объединенное распределение нескольких марковских цепей приведено на рис. 10. В отличие от простого усреднения квантилей каждой итерации, такой метод статистически объективнее, так как сохраняет и форму распределения в процессе суммирования. Объединение цепей позволяет избежать предвзятости при выборе конкретной итерации анализа.

4.2. Сравнение пакетов

Для дальнейшей проверки результатов проводится сравнение анализа, проведенного при помощи пакета theta (табл. 1), с полностью аналогичным анализом в CombinedLimit (табл. 3). В CombinedLimit был применен метод MarkovChainMC. Такое сравнение позволяет убедиться в независимости результатов от выбранного пакета для анализа и повышает достоверность полученных результатов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье приведены основные этапы применения методов глубоких нейронных сетей в задаче поиска “новой физики” в анализе данных коллайдерных экспериментов. Рассмотрена задача поиска нейтральных токов, меняющих аромат кварков, во взаимодействии топ-кварка с u - или s -кварком и глюоном, и описаны методы оптимизации применения глубоких нейронных сетей и их статистической интерпретации для измерения ожидаемых ограничений на параметры, характеризующие возможный вклад таких отклонений от СМ. Сформулированные рецепты могут быть напрямую использованы в других задачах поиска “новой физики” в коллайдерных экспериментах.

Результаты применения разрабатываемых методов в задаче поиска tqg FCNC получены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 22-12-00152). Исследования по оптимизации построения нейронных сетей выполнены в рамках научной программы Национального центра физики и математики, проект “Физика частиц и космология”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. E. Boos, V. E. Bunichev, L. V. Dudko, M. A. Perfilov, and G. A. Vorotnikov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 984 (2020); arXiv: 2004.14498.
2. E. Boos, V. Bunichev, M. Dubinin, L. Dudko, V. Ilyin, A. Kryukov, V. Edneral, V. Savrin, A. Semenov, and A. Sherstnev (CompHEP), *Nucl. Instrum. Methods A* **534**, 250 (2004); hep-ph/0403113.
3. A. Pukhov, E. Boos, M. Dubinin, V. Edneral, V. Ilyin, D. Kovalenko, A. Kryukov, V. Savrin, S. Shichanin, and A. Semenov, hep-ph/9908288.
4. J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H.-S. Shao, T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro, *JHEP* **1407**, 079 (2014); arXiv: 1405.0301.
5. S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, *JHEP* **1006**, 043 (2010); arXiv: 1002.2581.
6. T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, *Comput. Phys. Commun.* **191**, 159 (2015); arXiv: 1410.3012.
7. J. de Favereau, C. Delaere, P. Demin, A. Giammanco, V. Lemaitre, A. Mertens, and M. Selvaggi (DELPHES 3), *JHEP* **1402**, 057 (2014); arXiv: 1307.6346.
8. CMS Collab. (V. Khachatryan *et al.*), *JHEP* **1702**, 028 (2017); arXiv: 1610.03545.
9. D. Guest, K. Cranmer, and D. Whiteson, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **68**, 161 (2018); arXiv: 1806.11484.
10. R. M. Bianchi, PhD Thesis, Freiburg U. (2014), <https://cds.cern.ch/record/1757501>
11. T. Finke, M. Krämer, A. Morandini, A. Mück, and I. Oleksiyuk, *JHEP* **2106**, 161 (2021); arXiv: 2104.09051.
12. M. Abadi, A. Agarwal, P. Barham, E. Brevdo, Z. Chen, C. Citro, G. S. Corrado, A. Davis, J. Dean, M. Devin, *et al.*, *TensorFlow: Large-Scale Machine Learning on Heterogeneous Systems* (2015), software available from <https://www.tensorflow.org/>
13. L. Dudko, G. Vorotnikov, P. Volkov, M. Perfilov, A. Chernoded, D. Ovchinnikov, and A. Shporin, *Int. J. Mod. Phys. A* **35**, 2050119 (2020); arXiv: 2002.09350.
14. F. Pedregosa, G. Varoquaux, A. Gramfort, V. Michel, B. Thirion, O. Grisel, M. Blondel, P. Prettenhofer, R. Weiss, V. Dubourg, *et al.*, *J. Machine Lear. Research* **12**, 2825 (2011).
15. T. O'Malley, E. Bursztein, J. Long, F. Chollet, H. Jin, L. Invernizzi, *et al.*, *Keras Tuner (2019)*, <https://github.com/keras-team/keras-tuner>
16. G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1554 (2011); *Eur. Phys. J. C* **73**, 2501 (Erratum) (2013); arXiv: 1007.1727.
17. Th. Müller, J. Ott, and J. Wagner-Kuhr, Tech. Rep. (2010), CMS-IN-2010/017.
18. CMS-NOTE-2011-005; ATL-PHYS-PUB-2011-11; Tech. Rep., CERN, Geneva (2011), <https://cds.cern.ch/record/1379837>; <https://github.com/cms-analysis/HiggsAnalysis-CombinedLimit>
19. G. Cowan, *Statistics*, Chap. 39 in Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/2016/reviews/rpp2016-rev-statistics.pdf>; C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C* **40**, 100001 (2016).

METHODOLOGY FOR THE APPLICATION OF DEEP NEURAL NETWORKS IN THE SEARCH FOR “NEW PHYSICS” AT COLLIDERS AND STATISTICAL INTERPRETATION OF THE EXPECTED RESULTS

**E. Abasov¹⁾, M. Belobrova¹⁾, P. Volkov¹⁾, G. Vorotnikov¹⁾, L. Dudko¹⁾, A. Zaborenko¹⁾,
M. Perfilov¹⁾, E. Sivakova¹⁾**

¹⁾ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University, Russia*

This article focuses on methods of application of neural networks to search for “New Physics” in collider experiments. Mechanisms of observable selection, hyperparameter optimization, and constructing cascades of deep neural networks are considered. Methods for statistical analysis of neural network discriminants in packages theta and CombinedLimit are presented, taking into account various uncertainties.

ГЛЮОННАЯ ФУНКЦИЯ СИВЕРСА В ОДНОСПИНОВЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ АСИММЕТРИЯХ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2022 г. В. А. Салеев^{1),2)*}, А. В. Шипилова^{1),2)**}

Поступила в редакцию 05.05.2022 г.; после доработки 05.05.2022 г.; принята к публикации 13.06.2022 г.

В работе исследованы поперечные односпиновые асимметрии в рождении прямых фотонов на коллайдере NICA в рамках обобщенной партонной модели и ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении. Представлены предсказания для возможных значений асимметрий при различных энергиях коллайдера NICA. Выделена кинематическая область, где вклад глюонной функции Сиверса в асимметрии доминирует над вкладом кварковой функции Сиверса.

DOI: 10.31857/S0044002722060113

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение односпиновых поперечных асимметрий в терминах функции Сиверса [1] предоставляет возможность определить зависимость между спином поперечно-поляризованного нуклона и внутренним поперечным импульсом кварков и глюонов. Точное знание функции Сиверса существенно улучшает наши знания о трехмерной структуре протона, а также позволяет оценить орбитальный угловой момент партонных [2–5].

Обзор экспериментального и теоретического материала по односпиновым поперечным асимметриям представлен в работах [6, 7]. В настоящее время их исследование входит в научные программы многих будущих экспериментов, описание которых можно найти в обзорах [8, 9], в том числе и в эксперименте SPD NICA [10], где планируется производить соударения поляризованных протон-протонных и протон-дейтронных пучков с энергиями до $\sqrt{S} = 27$ ГэВ.

В настоящее время существуют два основных теоретических подхода к описанию поперечных односпиновых асимметрий: один опирается на формализм коллинеарной факторизации в следующем за лидирующим порядке по жесткому масштабу (твист-3), где односпиновые асимметрии выражаются через свертку универсальных непертурбативных кварк-глюон-кварковых корреляционных функций и жестких амплитуд рассеяния [11–15].

Во втором подходе [16–20] за основу берется обобщенная партонная модель (ОПМ) [21], где вводятся зависящие от поперечного импульса исходного кварка или глюона партонные функции распределения [22], среди которых для односпиновых поперечных асимметрий ключевую роль играет функция распределения Сиверса. Ее универсальность (независимость от процесса) нарушается при учете взаимодействий партонных в начальном и конечном состояниях со спектаторами поляризованного протона. Эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях могут быть учтены в приближении одноглюонного обмена в рамках цветовой калибровочно-инвариантной обобщенной партонной модели (ЦКИ ОПМ) [23–25]. В работах [26–28] была показана прямая связь между ОПМ и подходом твиста-3, а также их эквивалентность в пересекающихся областях применимости [29]. В рамках ОПМ было получено успешное феноменологическое описание односпиновых асимметрий в ряде работ: для рождения открытого и скрытого чарма [30–33], а также пионов и прямых фотонов [34, 35].

Изучение кварковой функции Сиверса было выполнено в ряде экспериментальных и теоретических работ, например, [36, 37], см. также ссылки, приведенные в них. Значительно меньше информации известно о глюонной функции Сиверса [38], и для ее исследования рассматриваются такие процессы адронных соударений, где ее вклад предполагается основным. Одним из них является процесс рождения прямых фотонов, так как в нем доминирует комптоновский процесс кварк-глюонного рассеяния. Кроме того, фотон не переносит цветовой заряд, поэтому не требуется введение модели для описания адронизации в конечном

¹⁾Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: saleev@samsu.ru

**E-mail: shipilova.av@ssau.ru

состоянии и учета эффектов взаимодействия в конечном состоянии. Цель данной работы — расчет в ОПМ односпиновых поперечных асимметрий и возможности их наблюдения в процессах рождения прямых фотонов в $p^\uparrow p$ -соударениях при энергиях коллайдера NICA.

2. РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В КПМ И ОПМ

Инклюзивные фотоны с большими поперечными импульсами (p_T) могут рождаться как непосредственно в жестком партонном подпроцессе, так и в результате излучения конечным партоном из жесткого подпроцесса, поэтому мы будем использовать термины “прямые” и “фрагментационные” соответственно.

В лидирующем приближении (ЛП) коллинеарной партонной модели (КПМ), содержащем члены $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha_{em})$, прямые фотоны образуются в двух подпроцессах, комптоновского рассеяния $q + g \rightarrow q + \gamma$, который сильно доминирует, и кварк-антикварковой аннигиляции с рождением фотона и глюона $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$, где для $p_T \simeq 2\text{--}6$ ГэВ $q = u, d, s$. Такие же процессы рассматриваются в используемой здесь ОПМ. В настоящее время расчеты в КПМ сечения рождения прямых фотонов выполнены в следующем за лидирующим приближении (СЛП) [39–41] и даже в следующем за следующим за лидирующим приближении (ССЛП) [42] теории возмущений КХД. Однако в ОПМ процедура расчета высших поправок по константе сильного взаимодействия теоретически не обоснована и их феноменологический учет происходит путем введения K -фактора. Одной из возможностей учета старших поправок в ОПМ является учет фрагментационного рождения фотонов, что соответствует приближению главных логарифмов в СЛП. Так как фрагментационные фотоны излучаются в основном кварками, то в рождении таких фотонов доминируют процессы кварк-кваркового рассеяния, что увеличивает вклад кварковой функции Сиверса в односпиновые поперечные асимметрии. При наложении условий конусной изоляции на рождение фотонов в инклюзивных процессах можно добиться существенного подавления вклада фрагментационного механизма рождения [43]. Рассматривая рождение изолированных фотонов, можно гарантировать доминирование вклада глюонной функции Сиверса над кварковой в асимметрии и ограничиться только учетом вклада прямых фотонов в теоретических расчетах.

В ЛП стандартная формула факторизации КПМ дифференциального сечения рождения прямых фотонов имеет вид:

$$d\sigma_{\text{dir}}^{\text{КПМ}} = \int dx_1 f_a(x_1, \mu^2) \times \quad (1)$$

$$\times \int dx_2 f_b(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c),$$

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{16\pi^2 I} \frac{d^3 p_{\gamma T}}{E_\gamma} \times \quad (2)$$

$$\times |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}),$$

где $d\hat{\sigma}$ — сечение жесткого комптоновского рассеяния или аннигиляции; $I = 2x_1 x_2 S$ — потоковый фактор; $f_{a(b)}(x_{1,2}, \mu^2)$ — коллинеарные функции распределения партонов $a(b)$ в протонах; x_1 и x_2 — доли продольного импульса протонов, сталкивающихся при энергии $\sqrt{S} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}$ в их системе центра масс (СЦМ) с импульсами $P_1^\mu = (\frac{\sqrt{S}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{S}}{2})$ и $P_2^\mu = (\frac{\sqrt{S}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{S}}{2})$, которые уносят партоны в коллинеарном приближении, т.е. $q_i = x_i P_i, i = 1, 2$; $\hat{s} = (q_1 + q_2)^2, \hat{t} = (q_1 - p_\gamma)^2, \hat{u} = (q_2 - p_\gamma)^2$ — мандельштамовские переменные; $|\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2$ — квадрат модуля амплитуды жесткого процесса рассеяния партонов $a + b \rightarrow \gamma + c$; $\mu = \mu_R = \mu_F$ — считаем, что масштаб ренормализации равен масштабу факторизации, конкретный выбор μ обсуждаем ниже.

Расчеты, выполненные в ЛП КПМ, находятся значительно ниже экспериментальных данных, что указывает на необходимость учета поправок следующего за лидирующим приближения [44], но даже с учетом СЛП теоретические результаты недооценивают экспериментальные данные [45, 46]. В то же время стандартная схема факторизации в ПМ и КХД не учитывает движение партонов внутри начальных адронов, считая импульсы партонов коллинеарными импульсами сталкивающихся адронов. Обобщенная партонная модель является феноменологическим расширением КПМ, в котором вводятся зависящие от внутреннего поперечного импульса (\mathbf{q}_T) партонные распределения. Эта модель была впервые предложена в работе [21] для неполяризованных процессов и впоследствии успешно использована для описания односпиновых асимметрий в инклюзивном рождении [47–49].

Формализм ОПМ развернуто представлен в работе [50], ниже мы кратко приведем расчетные формулы.

В ОПМ начальный поперечный импульс партонов $q_{1(2)T}^\mu$ включается в полный 4-импульс партонов $q_{1(2)}^\mu$ следующим образом, который обеспечивает условие их нахождения на массовой поверхности, $q_1^2 = q_2^2 = 0$:

$$q_1^\mu = x_1 \frac{\sqrt{S}}{2} \left(1 + \frac{q_{1T}^2}{x_1^2 S}, \mathbf{q}_{1T}, 1 - \frac{q_{1T}^2}{x_1^2 S} \right), \quad (3)$$

$$q_2^\mu = x_2 \frac{\sqrt{S}}{2} \left(1 + \frac{q_{2T}^2}{x_2^2 S}, \mathbf{q}_{2T}, -1 + \frac{q_{2T}^2}{x_2^2 S} \right). \quad (4)$$

Инвариантное дифференциальное сечение процесса $pp \rightarrow \gamma X$ прямого рождения фотонов в ОПМ факторизуется следующим образом:

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{dir}}^{\text{ОПМ}} &= \\ &= \sum_{a,b} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \Phi_a(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \times \\ &\times \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \Phi_b(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times d\hat{\sigma}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c), \end{aligned} \quad (5)$$

где $a, b = q, \bar{q}, g$, где $d\hat{\sigma}$ выражается аналогично формуле (2). Путем алгебраических преобразований формулу (5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{dir}}^{\text{ОПМ}}}{dp_{\gamma T} dy_\gamma} &= \\ &= \frac{1}{8\pi} \sum_{a,b} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \Phi_a(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \times \\ &\times \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \Phi_b(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times \frac{p_{\gamma T}}{x_1 x_2 S} |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \end{aligned} \quad (6)$$

где y_γ — быстрота фотона, $p_{\gamma T}$ — поперечный импульс фотона.

Зависимость от внутреннего поперечного импульса в функции распределения партонов $\Phi_a(x_i, \mathbf{q}_{iT})$ факторизуется и задается с помощью гауссовского распределения с феноменологическим параметром $\langle q_T^2 \rangle$:

$$\Phi_a(x, \mathbf{q}_T, \mu^2) = f_a(x, \mu^2) \frac{1}{\pi \langle q_T^2 \rangle^{1/2}} e^{-q_T^2 / \langle q_T^2 \rangle}. \quad (7)$$

Существуют различные оценки численного значения этого параметра, в зависимости от включенных в процедуру фитирования наборов экспериментальных данных. Наиболее самосогласованным образом его значение извлекается в работе [51], $\langle q_{qT}^2 \rangle = 0.25 \text{ ГэВ}^2$ для кварков и $\langle q_{gT}^2 \rangle = 1 \text{ ГэВ}^2$ для глюонов.

Используя эти значения, в рамках модели ОПМ при коллинеарных партонных функциях распределения СТЕQ11 [52], мы рассчитали дифференциальные по поперечному импульсу сечения рождения прямых фотонов в эксперименте коллаборации RHENIX [53]. Для учета поправок СЛП мы используем феноменологический K -фактор. Зависимость K -фактора от поперечного импульса фотона при энергиях $\sqrt{S} = 17.3, 19.4$ и 63 ГэВ была исследована в работе [54]. Описание экспериментальных данных коллаборации RHENIX [53] достигается в ОПМ при $K = 2.9$ при центральном значении

жесткого масштаба $\mu = p_T$ (сплошная линия), что иллюстрирует рис. 1, где неопределенность от варьирования масштаба $p_T/2 < \mu < 2p_T$ представлена серой областью.

3. ОДНОСПИНОВЫЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ АСИММЕТРИИ В ОПМ

В общем виде поперечная односпиновая асимметрия определяется формулой

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow}, \quad (8)$$

где \uparrow, \downarrow указывают на противоположные ориентации спина протона, перпендикулярные к плоскости рассеяния в системе центра масс сталкивающихся протонов.

Для прямых фотонов:

$$\begin{aligned} d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow &= d\Delta\sigma = \\ &= \sum_{a,b=q,\bar{q}} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \times \\ &\times \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \Phi_{b/p}(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times \frac{p_{\gamma T}}{x_1 x_2 S} |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) &\equiv \\ &\equiv \Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) - \Phi_{a/p^\downarrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) = \\ &= \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2) \mathbf{S} \cdot (\hat{\mathbf{P}} \times \hat{\mathbf{q}}_{1T}) = \\ &= \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2) \cos \phi_a, \end{aligned} \quad (10)$$

где $q_T = |\mathbf{q}_T|$, $\mathbf{q}_T = q_T(\cos \phi, \sin \phi)$; $\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, q_{1T}, \mu^2)$ — плотность неполяризованных партонов $a = q, g$ с внутренним поперечным импульсом \mathbf{q}_{1T} внутри поперечно-поляризованного протона p^\uparrow с трехмерным импульсом \mathbf{P} и вектором спина \mathbf{S} ; $\hat{\mathbf{P}} = \mathbf{P}/|\mathbf{P}|$, $\hat{\mathbf{q}}_T = \mathbf{q}_T/|\mathbf{q}_T|$ — единичные векторы; $\Delta^N \Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2)$ — функция Сиверса [55]; $\Phi_{b/p}(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2)$ — функция распределения партонов $b = q, g$ в неполяризованном протоне. Партон b внутри поляризованного протона может быть как кварком/антикварком, так и глюоном, поэтому полная асимметрия, связанная с функцией Сиверса, представляет из себя сумму асимметрий от кварковой и глюонной функций Сиверса: $A_N = A_N^q + A_N^g$.

Современный набор экспериментальных данных позволяет извлечь кварковую функцию Сиверса, в то время как глюонная функция Сиверса остается малоизученной. Непрямая оценка глюонной функции Сиверса была выполнена в ОПМ в

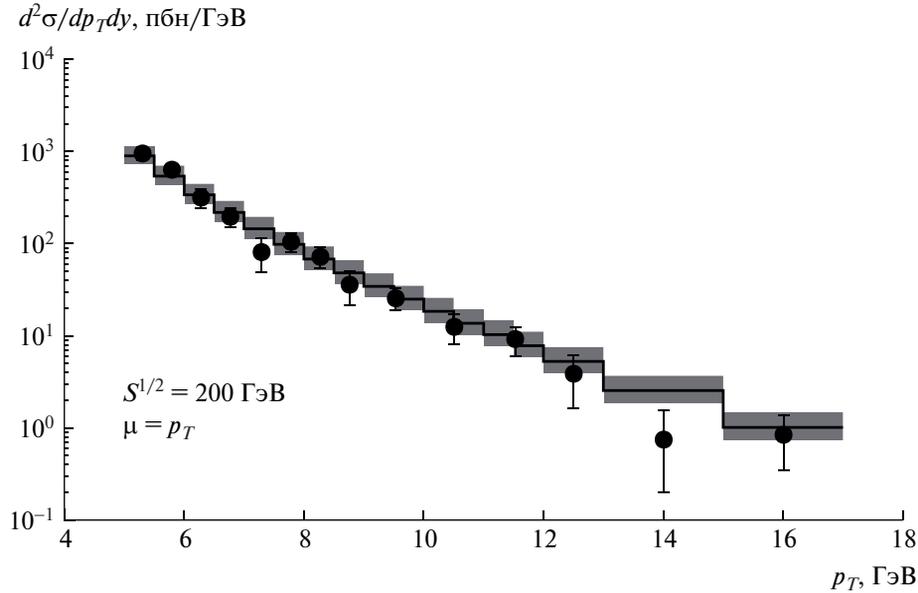


Рис. 1. Спектры рождения прямых фотонов при $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Сплошная линия — расчеты в модели ОПМ при $\mu = p_T$, серая область — неопределенность при $p_T/2 < \mu < 2p_T$, точки — экспериментальные данные коллаборации PHENIX [53].

работе [56], где глюонная функция Сиверса фитировалась по данным односпиновой асимметрии в π^0 -рождении на RHIC в центральной области быстрот. Расчет поперечных асимметрий, которые могут быть вызваны вкладом глюонной функции Сиверса, в рождении прямых фотонов при энергиях коллайдера RHIC ($\sqrt{S} = 200$ ГэВ), недавно был выполнен в работе [57], в ОПМ и ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении.

Функция Сиверса может быть параметризована разными функциональными зависимостями. В данной работе мы используем параметризацию из работы [56], где представлены наборы параметров для глюонной функции Сиверса:

$$\Delta\Phi_{a/p\uparrow}^N(x, q_T, \mu^2) = \tag{11}$$

$$= 2\mathcal{N}_a(x)f_{a/p}(x, \mu^2)h(q_T)\frac{e^{-q_T^2/\langle q_T^2 \rangle}}{\pi\langle q_T^2 \rangle},$$

$$\mathcal{N}_a(x) = N_a x^{\alpha_a} (1-x)^{\beta_a} \frac{(\alpha_a + \beta_a)^{\alpha_a + \beta_a}}{\alpha_a^{\alpha_a} \beta_a^{\beta_a}}, \tag{12}$$

$$h(q_T) = \sqrt{2e} \frac{q_T}{M} e^{-q_T^2/M^2}, \tag{13}$$

где $|N_a| \leq 1$. Следуя работе [56], для глюонной функции Сиверса можно ввести параметр $\rho = \frac{M^2}{\langle q_T^2 \rangle + M^2}$, тогда (11) примет вид

$$\Delta\Phi_{g/p\uparrow}^N(x, q_T, \mu^2) = 2\mathcal{N}_g(x)f_{g/p}(x, \mu^2) \times \tag{14}$$

$$\times \frac{\sqrt{2e}}{\pi} \frac{\sqrt{1-\rho}}{\rho} q_T \frac{e^{-q_T^2/\rho\langle q_T^2 \rangle}}{\langle q_T^2 \rangle^{3/2}}.$$

Простейшей параметризацией является насыщенная функция Сиверса, для которой выбирается $\mathcal{N}_a(x) = 1$ и $\rho = 2/3$ [58]. Она позволяет оценить максимально возможные асимметрии, а также относительные вклады кварков и глюонов. Расчеты, выполненные с использованием насыщенной функции Сиверса, приводят к асимметриям от 4% до 6%, что значительно превосходит существующие экспериментальные данные, поэтому далее мы не используем данную параметризацию.

В настоящей работе мы рассмотрели три варианта выбора параметров функции Сиверса. Параметры кварковой функции Сиверса, извлеченные фитированием экспериментальных данных, измеренных коллаборациями HERMES и COMPASS, по поперечным односпиновым азимутальным асимметриям в рождении заряженных адронов [59] и в процессах полуинклюзивного ГНР, по поперечным односпиновым азимутальным асимметриям в рождении пионов и каонов, с учетом u, d, s ароматов кварков [60], совместно с параметрами глюонной функции Сиверса, полученными из наилучшего фита в работе [56] для каждой из двух параметризаций кварковой функции Сиверса, будем называть SIDIS1 и SIDIS2 соответственно. Параметры кварковой функции Сиверса, идентичные SIDIS1, совместно с параметрами глюонной функции Сиверса, извлеченными в работе Д’Алесии и соавторов [51], обозначим D2019.

Значения данных параметров вместе со значениями параметра $\langle q_T^2 \rangle$ в формуле (7) приведены в табл. 1 и 2 для кварковой и глюонной параметризаций соответственно.

4. ФОРМАЛИЗМ ЦКИ ОПМ

Кварковая функция Сиверса, извлеченная из экспериментальных данных по полунклюзивному ГНР, может быть использована для описания асимметрий в адрон-адронных соударениях, так как в ОПМ принимается гипотеза об универсальном характере зависимости от внутреннего поперечного импульса партонных функций распределения. Это означает, что в полной амплитуде рассеяния не учитываются эффекты взаимодействий между структурными партонами и мягкими spectatorными остатками поляризованного протона в начальном и конечном состояниях (ВНС и ВКС соответственно), что проиллюстрировано на рис. 2а. Эффекты ВНС и ВКС могут отличаться в различных процессах рассеяния: например, в полунклюзивном ГНР кварк, рожденный в процессе партонного рассеяния, может обмениваться мягкими глюонами с остатками протона, что является ВКС, а в процессе Дрелла–Яна кварк из неполяризованного протона может обмениваться мягкими глюонами с поперечно-поляризованным протоном, инициируя ВНС. Цветовые состояния, порождаемые данными взаимодействиями, могут заметно усложнять цветовую структуру функции Сиверса в протон-протонных взаимодействиях, так как в них присутствуют оба эффекта, ВНС и ВКС [61], вызывая зависимость функции Сиверса от процесса рассеяния, для учета которой было предложено расширение ОПМ — цветовая калибровочно-инвариантная ОПМ (ЦКИ ОПМ) [23–25]. В рамках ЦКИ ОПМ зависимость кварковой функции Сиверса от процесса рассматривается в приближении одноглюонного обмена, которое позволяет перенести данную зависимость в партонные сечения рождения, модифицировав их, но оставляя функцию Сиверса универсальной. Фейнмановские диаграммы, иллюстрирующие ВНС и ВКС в одноглюонном приближении для рождения фотонов в процессах $p^\uparrow p \rightarrow \gamma X$, изображены на рис. 2б и 2в соответственно. Модифицированные партонные сечения рождения имеют такую же форму в терминах переменных Мандельштама, что и жесткие функции твиста-3 коллинеарного подхода [23].

В последующих формулах подхода ЦКИ ОПМ мы будем использовать другое определение для функции Сиверса $\Phi_{1T}^{\perp q}(x_i, q_{Ti}, \mu^2)$, которое связано с $\Delta^N \Phi_{q/p^\uparrow}(x_i, q_{Ti}, \mu^2)$ следующим образом:

$$\Delta^N \Phi_{q/p^\uparrow}(x, q_T, \mu^2) = -\frac{q_T}{M} \Phi_{1T}^{\perp q}(x, q_T, \mu^2). \quad (15)$$

Тогда, чтобы учесть зависимость от процесса кварковой функции Сиверса в рамках ЦКИ ОПМ, в формулах (9) нужно выполнить следующую замену:

$$\begin{aligned} \Phi_{1T}^{\perp q} |\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2 &\equiv \Phi_{1T}^{\perp q} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \rightarrow \quad (16) \\ &\rightarrow \Phi_{1T}^{\perp qb \rightarrow \gamma c} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* = \frac{C_I^{ij} + C_{F_c}^{ij}}{C_U^{ij}} \Phi_{1T}^{\perp q} \times \\ &\times \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \Phi_{1T}^{\perp q} |\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2_{\text{ЦКИ}}, \end{aligned}$$

где индексы в сумме пробегают по всем диаграммам, вносящим вклад в рассматриваемый партонный процесс; C_U^{ij} — цветовой фактор, входящий в $|\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2$ в неполяризованном случае, C_I^{ij} и $C_{F_c}^{ij}$ — цветовые факторы, возникающие в результате суммирования ВНС и ВКС соответственно для каждой из диаграмм.

Глюонная функция Сиверса в рамках ЦКИ ОПМ представляется в виде линейной комбинации двух независимых и универсальных глюонных распределений $\Phi_{1T}^{\perp g(f)}$ и $\Phi_{1T}^{\perp g(d)}$, с коэффициентами, которые вычисляются для каждого партонного процесса. Два различных глюонных распределения Сиверса отвечают двум возможным способам образования бесцветных комбинаций в трехглюонных вершинах, путем свертки с симметричной ($T_{bc}^a \equiv -if_{abc}$) или антисимметричной ($D_{bc}^a \equiv d_{abc}$) константами цветовой группы $SU(3)$:

$$\begin{aligned} \Phi_{1T}^{\perp g} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|^2_U &\equiv \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \rightarrow \quad (17) \\ &\rightarrow \Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \\ &\equiv \left(\Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd(f)} + \Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd(d)} \right) \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* = \\ &= \frac{C_I^{ij(f)} + C_{F_c}^{ij(f)}}{C_U^{ij}} \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* + \\ &+ \frac{C_I^{ij(d)} + C_{F_c}^{ij(d)}}{C_U^{ij(d)}} \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \\ &\equiv \Phi_{1T}^{\perp g(f)} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|^2_{\text{ЦКИ}(f)} + \\ &+ \Phi_{1T}^{\perp g(d)} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|^2_{\text{ЦКИ}(d)}. \end{aligned}$$

Детальное обсуждение ВНС и ВКС, с иллюстрациями диаграмм одноглюонных обменов, а также полный набор формул для жестких партонных процессов с цветовыми факторами в ЦКИ ОПМ представлено в работах [23, 57]. Ниже мы

Таблица 1. Наборы параметров для кварковой функции Сиверса

Название	N_u	$N_{\bar{u}}$	N_d	$N_{\bar{d}}$	N_s	$N_{\bar{s}}$	α_u	α_d	α_{sea}	β_u	β_d	$M^2, (\text{ГэВ}/c)^2$	$\langle q_T^2 \rangle, (\text{ГэВ}/c)^2$
SIDIS1	0.32		-1.00				0.29	1.16		0.53	3.77	0.32	0.25
SIDIS2	0.35	0.04	-0.90	-0.40	-0.24	1.00	0.73	1.08	0.79	3.46	3.46	0.34	0.25
D2019	0.32		-1.00				0.29	1.16		0.53	3.77	0.32	0.25

приводим только формулы, соответствующие прямому рождению фотонов:

$$|\mathcal{M}(qq \rightarrow \gamma q)|^2_U = \quad (18)$$

$$= -16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right),$$

$$|\mathcal{M}(qq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} = \quad (19)$$

$$= -|\mathcal{M}(\bar{q}q \rightarrow \gamma \bar{q})|^2_{\text{ЦКИ}} =$$

$$= 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{N_c}{N_c^2 - 1} e_q^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right),$$

$$|\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow \gamma q)|^2_U = \quad (20)$$

$$= 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} e_q^2 \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right),$$

$$|\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} = \quad (21)$$

$$= -|\mathcal{M}(\bar{q}q \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} =$$

$$= 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right),$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U = \quad (22)$$

$$= -16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right),$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}(f)} = \quad (23)$$

$$= \frac{1}{2} |\mathcal{M}(g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q})|^2_{\text{ЦКИ}(f)} = -\frac{1}{2} |\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U,$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}(d)} = \quad (24)$$

$$= -|\mathcal{M}(g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q})|^2_{\text{ЦКИ}(d)} = \frac{1}{2} |\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U.$$

Таблица 2. Наборы параметров для глюонной функции Сиверса

Название	N_g	α_g	β_g	ρ	$\langle q_T^2 \rangle, (\text{ГэВ}/c)^2$
SIDIS1	0.65	2.8	2.8	0.687	0.25
SIDIS2	0.05	0.8	1.4	0.576	0.25
D2019	0.25	0.6	0.6	0.100	1.00

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В недавней работе [62] были измерены одно-спиновые асимметрии в рождении прямых фотонов на коллайдере RHIC при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ и центральной области псевдобыстрот $-0.35 < \eta < 0.35$. На рис. 3 мы представляем результаты наших расчетов, выполненных в ОПМ с наборами параметров SIDIS1, SIDIS2 и D2019 в сравнении с экспериментальными данными. На рис. 3 видно, что теоретические расчеты при всех выбранных нами наборах параметров описывают экспериментальные данные в пределах погрешностей, за исключением одной точки в области малых поперечных импульсов.

На рис. 4 мы представляем предсказания, выполненные нами в рамках ОПМ для поперечных асимметрий, порождаемых глюонной и кварковой функциями Сиверса, с параметризацией SIDIS1 для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б), в зависимости от фейнмановской переменной x_F , в диапазоне поперечного импульса фотона от $4 < p_T < 6$ ГэВ. Сплошной и штриховой линиями обозначены вклады КФС и ГФС соответственно при центральном выборе жесткого масштаба $\mu = p_T$. Зависимость предсказаний от последнего изображена на рисунках точечными линиями, иллюстрирующими границы коридора $p_T/2 < \mu < 2p_T$. Очевидно, что для обоих вкладов, ГФС и КФС, неопределенности, связанные с выбором жесткого масштаба, оказываются незначительными.

Представленные зависимости показывают, что в области отрицательных $x_F < -0.2$ вклад ГФС в полную асимметрию выражен наиболее ярко и монотонно увеличивается с уменьшением x_F . Таким образом, изучая область отрицательных $x_F \lesssim -0.5$, можно провести прямую оценку ГФС, которая, однако, ограничивается экспериментально доступной областью x_F .

На рис. 5 мы представляем вышеуказанные зависимости при выборе параметров функции Сиверса SIDIS2 и D2019. Суммарные вклады КФС и ГФС при различном выборе параметров функции Сиверса представлены на рис. 6.

Мы видим, что наибольшие значения асимметрий предсказываются при выборе параметров

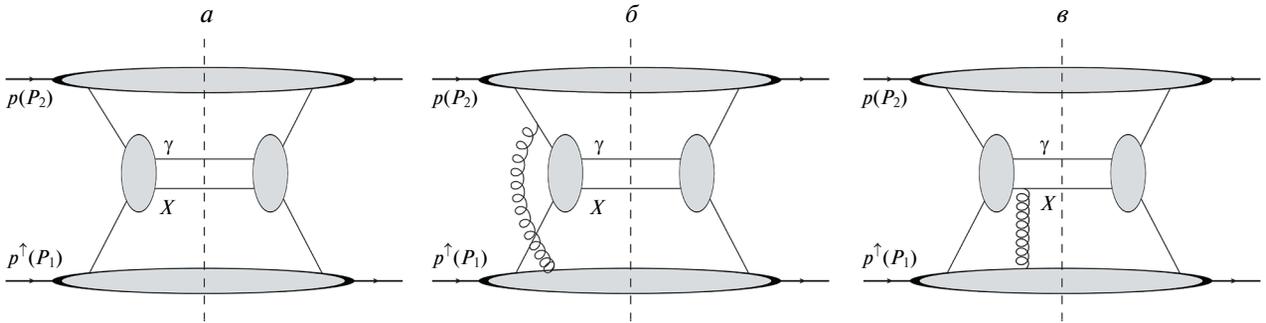


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, соответствующие процессу $p^\uparrow p \rightarrow \gamma X$ в ОПМ (а), ЦКИ ОПМ для случая ВНС (б), ЦКИ ОПМ для случая ВКС (в).

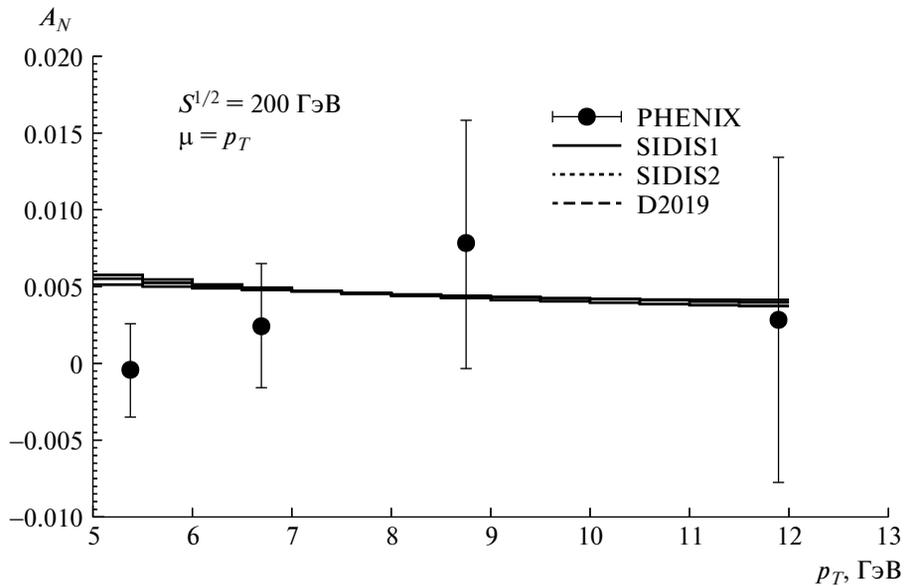


Рис. 3. Односпиновые асимметрии в рождении прямых фотонов при $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Сплошная линия — расчеты в модели ОПМ при выборе параметров SIDIS1, точечная — SIDIS2, штриховая — D2019, точки — экспериментальные данные коллаборации PHENIX [62].

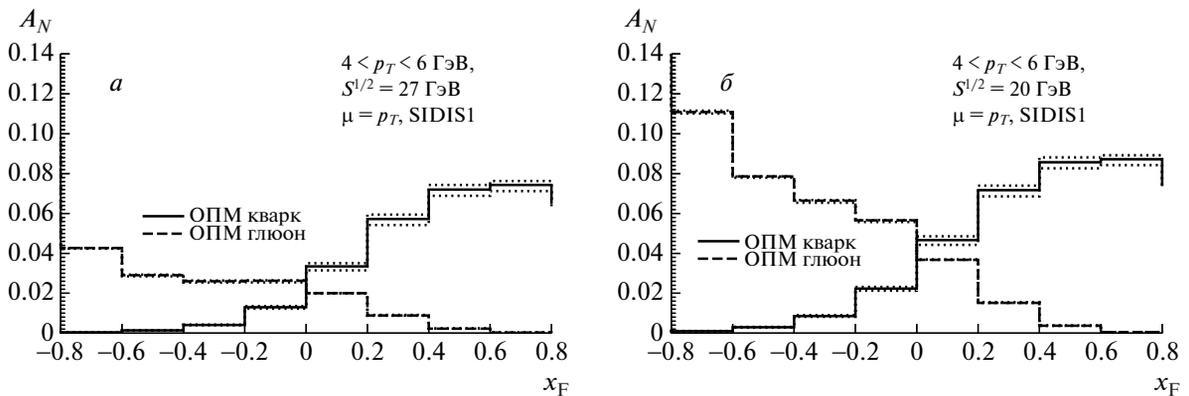


Рис. 4. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ и при $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) для параметров SIDIS1 [59].

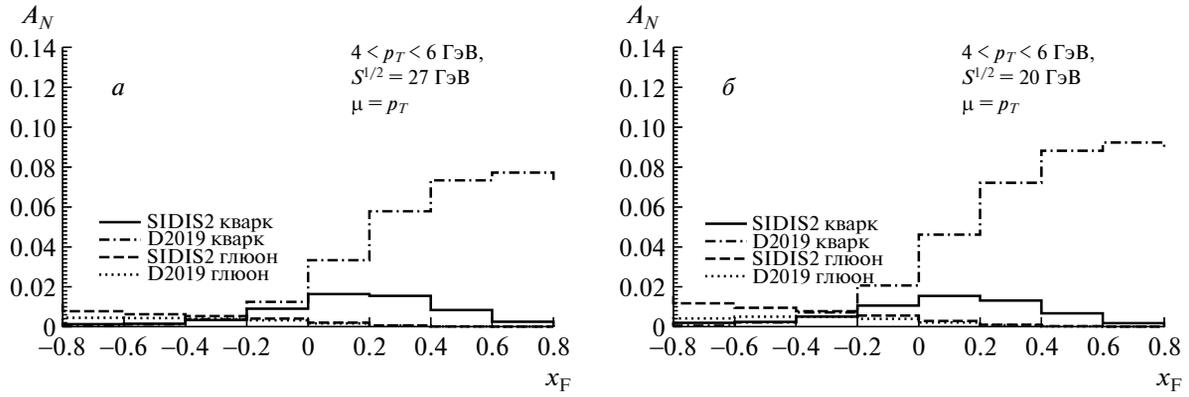


Рис. 5. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ и при $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) для параметров SIDIS2 [60] и D2019 [51].

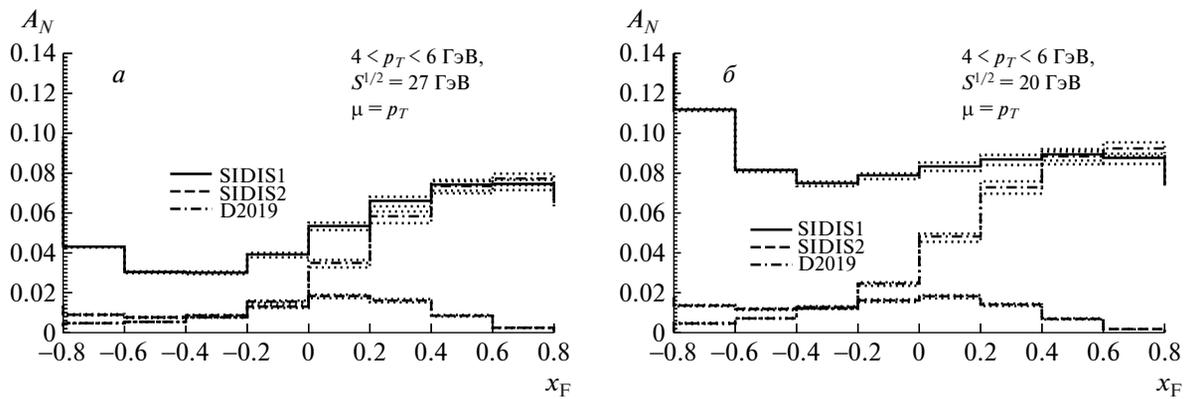


Рис. 6. Зависимости полных асимметрий от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ, $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) при различном выборе параметров функции Сиверса.

SIDIS1. Наименьшие значения асимметрий предсказываются с выбором параметров SIDIS2, не превышая в своем абсолютном максимуме по каждому вкладу, КФС и ГФС, 1.5%. Абсолютные значения вклада ГФС падают с увеличением энергии в с.ц.м., однако анализ экспериментальных данных при относительно малых энергиях $\sqrt{S} < 20$ ГэВ сильно затруднен отделением фоновых процессов от сигнальных. Таким образом, в ОПМ в случае параметризации ГФС SIDIS1 предсказываются 5–10%-ные асимметрии для энергий $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ, что допускает возможность их экспериментального наблюдения.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ В ЦКИ ОПМ

На рис. 7, 8 и 9 мы представляем зависимости вкладов, обусловленных d - и f -глюонной функцией Сиверса, а также кварковой функцией Сиверса, для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б), при выборе параметров SIDIS1, SIDIS2 и D2019 соответственно. Так как d - и f -глюонные функции

Сиверса являются независимыми, то их вклады могут как складываться, так и взаимосокащаться, т.е. предсказываемые величины асимметрий, наблюдаемых в эксперименте, лежат в пределах от 0 до удвоенной абсолютной величины вклада d (f) ГФС. Абсолютные величины асимметрий, обусловленные КФС, в ЦКИ ОПМ остаются такими же, как и в ОПМ, но меняют знак.

7. ВЫВОДЫ

В данной работе мы провели расчет поперечных односпиновых асимметрий в рождении прямых фотонов в $p^\uparrow p$ -соударениях на коллайдере NICA при энергиях $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ, используя подход в ОПМ, основанный на гипотезе о существовании зависящей от поперечного импульса функции Сиверса кварков и глюонов как в ОПМ, так и в ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении. В рамках ОПМ мы успешно описали существующие экспериментальные данные коллаборации PHENIX [53] по односпиновым асиммет-

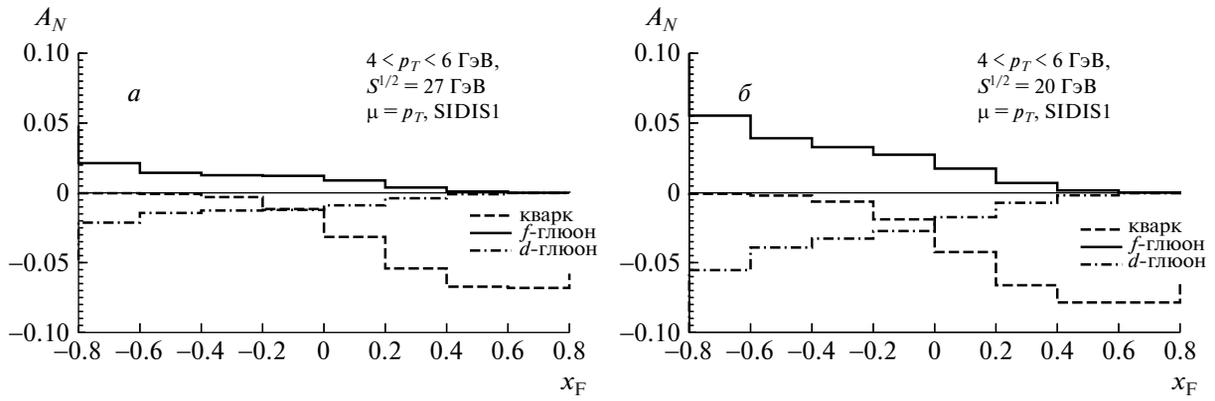


Рис. 7. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) при выборе параметров SIDIS1 [59] в модели ЦКИ ОПМ.

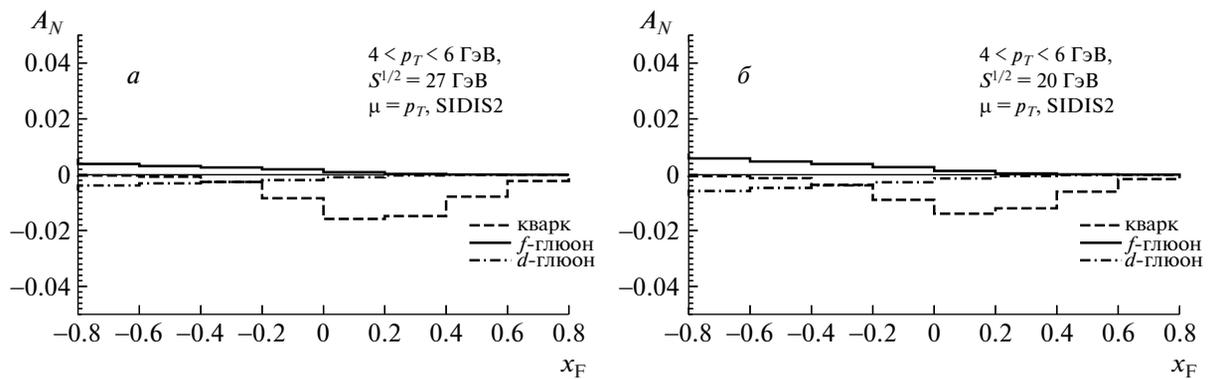


Рис. 8. То же, что на рис. 7, при выборе параметров SIDIS2 [60].

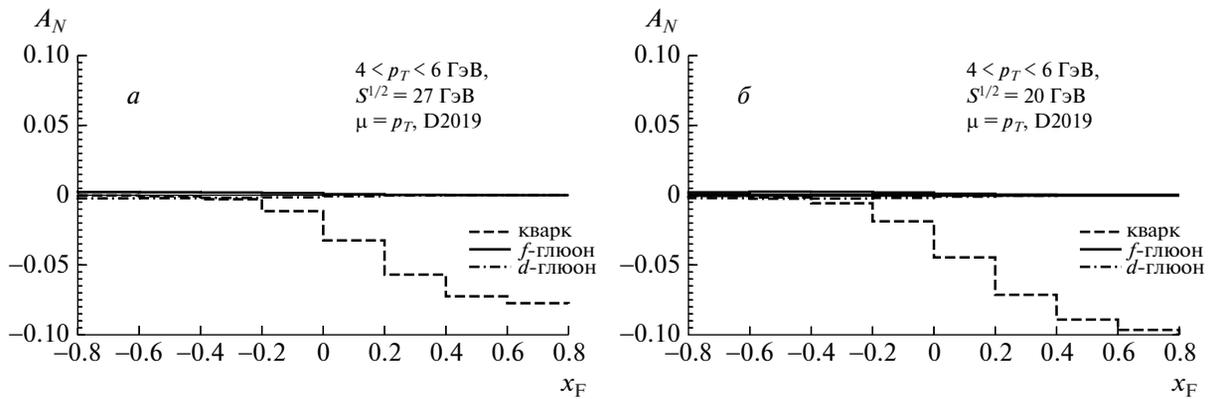


Рис. 9. То же, что на рис. 7, при выборе параметров D2019 [51].

риям в прямом рождении фотонов, подтверждая адекватность использованной модели.

Мы определили соотношение вкладов, обусловленных глюонной и кварковой функциями Сиверса, в ожидаемые асимметрии, и выделяем область $x_F < -0.4$ как кинематически возможную для извлечения глюонной функции Сиверса в случае реализации благоприятного для ее наблюдения сце-

нария. Мы рассмотрели три различных варианта параметризации функций Сиверса, среди которых выделяем параметризацию SIDIS1 [59] как наиболее оптимистичный сценарий для наблюдения односпиновых асимметрий, вызываемых ГФС. С использованием данной параметризации в обоих подходах, ОПМ и ЦКИ ОПМ, мы предсказываем возможность обнаружения поперечных асим-

метрий, порождаемых ГФС, вплоть до 5–10%, в кинематически доступной для измерений области отрицательных x_F и при наиболее перспективных для их наблюдения энергиях NICA $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ. Для ЦКИ ОПМ эта оценка справедлива в случае, если вклады d - и f -глюонных функций Сиверса оказываются одного знака. Как указывалось ранее в работах [57], мы не можем исключить ни один из рассмотренных сценариев возникновения поперечных асимметрий.

Работа выполнена частично в рамках выполнения Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации образовательным и исследовательским институтам по проекту FSSS-2020-0014. Авторы благодарят за полезные комментарии и плодотворные дискуссии А. Гуськова, И. Денисенко, О. Теряева и других членов коллаборации SPD NICA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
2. D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).
3. P. J. Mulders and R. D. Tangerman, Nucl. Phys. B **461**, 197 (1996).
4. A. Bacchetta, U. D'Alesio, M. Diehl, and C. Andy Miller, Phys. Rev. D **70**, 117504 (2004).
5. A. Bacchetta and M. Radici, Phys. Rev. Lett. **107**, 212001 (2011).
6. V. Barone, F. Bradamante, and A. Martin, Prog. Part. Nucl. Phys. **65**, 267 (2010).
7. M. G. Perdekamp and F. Yuan, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 429 (2015).
8. E. C. Aschenauer, U. D'Alesio, and F. Murgia, Eur. Phys. J. A **52**, 156 (2016).
9. U. D'Alesio and F. Murgia, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 394 (2008).
10. A. Arbutov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F. G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Ya. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopot, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **119**, 103858 (2021).
11. А. В. Ефремов, О. В. Теряев, ЯФ **36**, 242 (1982) [A. V. Efremov and O. V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982)].
12. C. Kouvaris, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Rev. D **74**, 114013 (2006).
13. H. Eguchi, Y. Koike, and K. Tanaka, Nucl. Phys. B **763**, 198 (2007).
14. Y. Koike and T. Tomita, Phys. Lett. B **675**, 181 (2009).
15. K. Kanazawa, Y. Koike, A. Metz, and D. Pitonyak, Phys. Rev. D **89**, 111501(R) (2014).
16. X. Ji, J.-P. Ma, and F. Yuan, Phys. Rev. D **71**, 034005 (2005).
17. S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and I. Schmidt, Phys. Lett. B **530**, 99 (2002).
18. S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and I. Schmidt, Nucl. Phys. B **642**, 344 (2002).
19. A. Bacchetta, M. Diehl, K. Goeke, A. Metz, P. J. Mulders, and M. Schlegel, JHEP **0702**, 093 (2007).
20. D. Boer, P. J. Mulders, and F. Pijlman, Nucl. Phys. B **667**, 201 (2003).
21. R. P. Feynman, R. D. Field, and G. C. Fox, Phys. Rev. D **18**, 3320 (1978).
22. X. Ji, J.-P. Ma, and F. Yuan, Phys. Lett. B **597**, 299 (2004).
23. L. Gamberg and Z.-Bo Kang, Phys. Lett. B **696**, 109 (2011).
24. U. D'Alesio, L. Gamberg, Z.-Bo Kang, F. Murgia, and C. Pisano, Phys. Lett. B **704**, 637 (2011).
25. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, Phys. Part. Nucl. **45**, 110 (2014).
26. X. Ji, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Rev. Lett. **97**, 082002 (2006).
27. Y. Koike, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Lett. B **659**, 878 (2008).
28. A. Bacchetta, D. Boer, M. Diehl, and P. J. Mulders, JHEP **0808**, 023 (2008).
29. L. Gamberg and Z.-Bo Kang, Phys. Lett. B **718**, 181 (2012).
30. R. M. Godbole, A. Misra, A. Mukherjee, and V. S. Rawoot, Phys. Rev. D **85**, 094013 (2012).
31. R. M. Godbole, A. Kaushik, and A. Misra, Phys. Rev. D **94**, 114022 (2016).
32. R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, V. Rawoot, and B. Sonawane, Phys. Rev. D **96**, 096025 (2017).
33. R. M. Godbole, A. Kaushik, and A. Misra, Phys. Rev. D **97**, 076001 (2018).
34. S. Padval, R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, and V. S. Rawoot, Phys. Rev. D **103**, 036008 (2021).
35. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, and F. Murgia, Phys. Rev. D **73**, 014020 (2006).
36. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, F. Murgia, and A. Prokudin, Phys. Rev. D **86**, 074032 (2012).
37. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, S. Melis, F. Murgia, and A. Prokudin, Phys. Rev. D **88**, 054023 (2013).
38. D. Boer, C. Lorcé, C. Pisano, and J. Zhou, Adv. High Energy Phys. **2015**, 371396 (2015).
39. H. Baer, J. Ohnemus, and J. F. Owens, Phys. Rev. D **42**, 61 (1990).
40. L. E. Gordon and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **50**, 1901 (1994).
41. M. Fontannaz, J. Ph. Guillet, and G. Heinrich, Eur. Phys. J. C **21**, 303 (2001).
42. X. Chen, T. Gehrmann, N. Glover, M. Höfer, and A. Huss, JHEP **2004**, 166 (2020).

43. S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet, and E. Pilon, *JHEP* **0205**, 028 (2002).
44. M. Glück, L. E. Gordon, E. Reya, and W. Vogelsang, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 388 (1994).
45. X.-N. Wang, *Phys. Rev. C* **61**, 064910 (2000).
46. L. Apanasevich *et al.* (Fermilab E706 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2642 (1998).
47. M. Anselmino and F. Murgia, *Phys. Lett. B* **442**, 470 (1998).
48. M. Boglione, U. D'Alesio, and F. Murgia, *Phys. Rev. D* **77**, 051502(R) (2008).
49. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, and F. Murgia, in *Proceedings of the 2nd International Workshop on Transverse Polarization Phenomena in Hard Processes (Transversity 2008), Ferrara, Italy, 2008*, Ed. by G. Ciullo, M. Contalbrigo, D. Hasch, and P. Lenisa (World Sci., Singapore, 2009), p. 122.
50. U. D'Alesio and F. Murgia, *Phys. Rev. D* **70**, 074009 (2004).
51. U. D'Alesio, C. Flore, F. Murgia, C. Pisano, and P. Taels, *Phys. Rev. D* **99**, 036013 (2019).
52. J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky, and W. K. Tung, *JHEP* **0207**, 012 (2002).
53. T. Sakaguchi (for the PHENIX Collab.), *Acta Phys. Hung. A* **25**, 409 (2006).
54. C.-Y. Wong and H. Wang, *Phys. Rev. C* **58**, 376 (1998).
55. S. M. Aybat, J. C. Collins, J. W. Qiu, and T. C. Rogers, *Phys. Rev. D* **85**, 034043 (2012).
56. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, *JHEP* **1509**, 119 (2015).
57. R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, and S. Padval, *Phys. Rev. D* **99**, 014003 (2019).
58. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, *Phys. Rev. D* **83**, 034021 (2011).
59. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, F. Murgia, and A. Prokudin, *Phys. Rev. D* **72**, 094007 (2005).
60. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, S. Melis, F. Murgia, A. Prokudin, and C. Türk, *Eur. Phys. J. A* **39**, 89 (2007).
61. A. Bacchetta, C. J. Bomhof, P. J. Mulders, and F. Pijlman, *Phys. Rev. D* **72**, 034030 (2005).
62. U. A. Acharya, C. Aidala, Y. Akiba, M. Alfred, V. Andrieux, N. Apadula, H. Asano, B. Azmoun, V. Babintsev, N. S. Bandara, K. N. Barish, S. Bathe, A. Bazilevsky, M. Beaumier, R. Belmont, A. Berdnikov, *et al.* (PHENIX Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 162001 (2021).

GLUON SIVERS FUNCTION IN SINGLE-SPIN ASYMMETRIES OF DIRECT PHOTONS AT NICA COLLIDER

V. Saleev^{1),2)}, A. Shipilova^{1),2)}

¹⁾*Samara University, Samara, Russia*

²⁾*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

In this paper, we study transverse single-spin asymmetries in the direct photon production at the NICA collider in the generalized parton model and its color gauge-invariant extension. Predictions for potential measurements of asymmetries at different energies of the NICA collider are presented. A kinematic region is identified where the gluon Sivers function contribution dominates over the quark Sivers function one.